

539.1
B-85

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО
СПЕЦИАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ СССР

МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Всесоюзная школа по теоретической ядерной физике
4 сессия ВОПРОСЫ СТРУКТУРЫ ЯДРА
и методы ее исследования

(Конспекты лекций)

Г. А. ЛОБОВ

СЛАБОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ
НУКЛОНОВ И СТРУКТУРА ЯДРА

МОСКВА — 1973

339,1
1385
МИНИСТЕРСТВО ВЫШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ

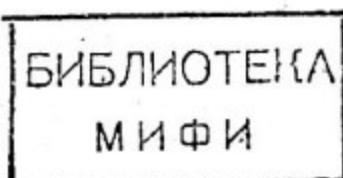
СССР

Московский ордена Трудового Красного Знамени
инженерно-физический институт

Всесоюзная школа по теоретической ядерной физике
4 сессия Вопросы структуры ядра и методы ее исследования
(Конспекты лекций)

Г.А.Лобов

СЛАБОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НУКЛОНОВ И СТРУКТУРА
ЯДРА



МОСКВА - 1973

579045

А Н Н О Т А Ц И Я

Обсуждается современное состояние проблемы ядерных сил не сохраняющих четность. Рассмотрены следующие обнаруженные на эксперименте эффекты проявления этих сил: абсолютно запрещенный законом сохранения четности альфа-распад; угловая асимметрия фотонов, испускаемых поляризованными ядрами; циркулярная поляризация фотонов, испускаемых неполяризованными ядрами. Обсуждаются различные модели слабого взаимодействия, приводящие к несохранению четности во взаимодействии нуклонов. Рассмотрено влияние таких эффектов, связанных со структурой ядра, как короткодействующие и дальнодействующие корреляции на слабое взаимодействие нуклонов. Обсуждаются явления, усиливающие эффекты слабого взаимодействия нуклонов в ядрах. Предлагается ряд экспериментов по исследованию не сохраняющих четность ядерных сил. Обсуждается возможная изотопическая структура этих сил.

I. Введение

В последнее время объектом интенсивного теоретического и экспериментального исследования являются эффекты, связанные с несохранением пространственной четности в ядерных силах и обусловленные слабым взаимодействием нуклонов. Эти исследования служат источником важной информации как о структуре слабого взаимодействия, так и о некоторых деталях структуры ядер. В настоящее время имеется целый ряд обзорных работ /I/-/8/, которые посвящены проблеме несохранения пространственной четности в ядерных силах.

К моменту написания данных лекций были получены новые теоретические и экспериментальные результаты, относящиеся к слабому взаимодействию нуклонов, которые и нашли здесь отражение. Лекции, таким образом, посвящены обсуждению современного состояния проблемы слабого взаимодействия нуклонов и структуры ядер. Литературные ссылки заканчиваются работами, опубликованными в 1972 году.

2. Преобразование пространственной инверсии

Преобразование пространственной инверсии и связанное с ним понятие четности было введено в квантовую механику Вигнером /9/. При преобразовании инверсии, как известно, координаты меняют знак, а время остается неизменным:

$$\vec{r} \rightarrow -\vec{r}; t \rightarrow t \quad (I)$$

Преобразование инверсии отличается от одвигов и вращений тем, что оно не может быть получено непрерывным образом из тождественного преобразования. По этой причине не существует бесконечно малого преобразования и операция инверсии

относится к классу дискретных преобразований. Инвариантность гамильтониана системы H по отношению к преобразованию инверсии, описываемому унитарным, эрмитовским оператором P :

$$P H P^{-1} = H ; [P, H]_- = 0 \quad (2)$$

приводит к сохранению четности, которое не имеет классических аналогов. Собственные значения оператора P можно определить, если потребовать, чтобы волновая функция системы ψ была однозначной функцией координат. Поскольку в этом случае двукратное применение оператора P к волновой функции ψ должно давать ту же самую функцию, то существуют два собственных значения оператора P : +1 и -1. Эти собственные значения соответствуют состояниям с положительной и отрицательной четностью.

Рассмотрим, как оператор инверсии действует на различные физические величины. Из определения инверсии (1) следует:

$$P \vec{\tau} P^{-1} = -\vec{\tau} \quad (3)$$

$$P \vec{p} P^{-1} = -\vec{p} \quad (4)$$

где \vec{p} — оператор импульса.

Так как угловой момент $\vec{L} = [\vec{\tau} \vec{p}]$ является аксиальным вектором, то:

$$P \vec{L} P^{-1} = \vec{L} \quad (5)$$

это же относится и к спиновому моменту $\vec{\sigma}$:

$$P \vec{\sigma} P^{-1} = \vec{\sigma} \quad (6)$$

Таким образом из выражений (5) и (6) для полного момента \vec{J} следует:

$$P \vec{J} P^{-1} = \vec{J} \quad (7)$$

Тогда для спиральности $\lambda = (\vec{J}\vec{n})$, где $\vec{n} = \vec{P}/P$ единичный вектор в направлении импульса частицы, из выражений (4) и (7) получаем:

$$P\lambda P^{-1} = -\lambda \quad (8)$$

Поскольку при преобразовании инверсии четырехмерный потенциал электромагнитного поля A_μ ($\mu = 0, 1, 2, 3$) ведет себя также, как и четырехмерный импульс, то:

$$P\vec{A}P^{-1} = -\vec{A} \quad (8)$$

$$PA_oP^{-1} = A_o \quad (9)$$

Из равенств (8) и (9) для электрического \vec{E} и магнитного \vec{H} полей сразу получаем:

$$\begin{cases} P\vec{E}P^{-1} = -\vec{E} \\ P\vec{H}P^{-1} = \vec{H} \end{cases} \quad (10)$$

Ранее, в этом разделе был рассмотрен случай, когда гамильтониан системы H инвариантен по отношению к преобразованию инверсии. Если же гамильтониан H не инвариантен, по отношению к этому преобразованию, то его можно представить в виде суммы двух частей — четной и нечетной:

$$H = H^{(e)} + H^{(o)} \quad (II)$$

так что:

$$PH^{(e)}P^{-1} = H^{(e)} \quad (12)$$

$$PH^{(o)}P^{-1} = -H^{(o)} \quad (13)$$

Очевидно, что в этом случае волновые функции не имеют определенной четности. Пусть далее, нечетная часть гамильтониана (II) мала по сравнению с его четной частью $|H^{(e)}| \gg |H^{(o)}|$. Тогда, используя теорию возмущений, можно получить в первом

порядке для волновой функции системы:

$$\Psi_n = \psi_n + \sum_{m \neq n} \frac{\langle m | H^{(0)} | n \rangle}{E_n - E_m} \varphi_m \quad (I4)$$

где матричные элементы

$$\langle m | H^{(0)} | n \rangle = \int \varphi_m^* H^{(0)} \psi_n dV \quad (I5)$$

вычисляются с собственными функциями ψ_n и φ_m гамильтониана $H^{(0)}$, имеющими противоположные четности. В выражении (I4) индексы m и n нумеруют квантовые числа дискретных состояний гамильтониана $H^{(0)}$. Итак, из выражений (I4) и (I5) следует, что нечетная часть гамильтониана $H^{(0)}$ смешивает состояния с противоположными четностями ψ_n и φ_m . Эти состояния являются собственными состояниями гамильтониана $H^{(0)}$, которым отвечают значения энергии E_n и E_m . Следует подчеркнуть, что в рассматриваемом случае, когда гамильтониан системы не инвариантен по отношению к преобразованию инверсии, волновая функция системы (I4) представляет сумму двух частей с противоположными четностями.

3. Правила отбора по четности для электромагнитных переходов ядер

Пусть (J_a, P_a) есть момент и четность ядерного состояния, с которого происходит электромагнитный 2^L -польный переход в состояние с моментом и четностью (J_b, P_b) . При этом момент, уносимый фотоном, может принимать значения:

$$|J_a - J_b| \leq L \leq J_a + J_b \quad (I6)$$

Выражение (I6) является следствием сохранения углового

момента в рассматриваемом переходе.

Операторы электрического $E(L)$ и магнитного $M(L)$ 2^L -полярных переходов относительно преобразования пространственной инверсии ведут себя следующим образом /I0,II/ :

$$PE(L)P^{-1} = (-1)^L E(L) \quad (I7)$$

$$PM(L)P^{-1} = (-1)^{L+1} M(L) \quad (I8)$$

Из выражений (I7) и (I8) следует, что четности состояний фотона электрического и магнитного типа мультипольности L равны

$$P_{EL} = (-1)^L \quad (I9)$$

$$P_{ML} = (-1)^{L+1} \quad (20)$$

Потребуем, чтобы четность в данном электрическом переходе сохранялась:

$$P_a P_e = P \quad (21)$$

где P – четность фотона (P_{EL} или P_{ML}).

Правила отбора по четности для электромагнитных переходов ядер, которые следуют из равенства (21) представлены в таблице I. Из этих правил отбора следует, что если четность в данном электромагнитном переходе сохраняется, то при заданных четностях начального и конечного ядерных состояний P_a и P_b возможны переходы электрического или магнитного типа (или их смесь) со значениями момента L , различающимися по четности, при условии, что эти значения разрешены неравенствами (I6).

Теперь рассмотрим ситуацию, когда начальное или конечное состояние не характеризуется определенной четностью, а представляют смесь состояний с различными четностями, как это только что рассматривалось в разделе 2. В этом случае требо-

вание сохранения четности в данном электромагнитном переходе (21) разрешает переходы электрического и магнитного типа с одним и тем же значением момента L . Как будет показано далее, следствием этого результата являются такие наблюдаемые на эксперименте эффекты, как асимметрия в испускании фотонов поляризованными ядрами, и циркулярная поляризация фотонов, испускаемых неполяризованными ядрами.

4. Гамильтониан слабого взаимодействия

При рассмотрении эффектов, связанных с несохранением пространственной четности в слабом взаимодействии нуклонов, можно исходить из гамильтониана слабого взаимодействия в виде ток на ток:

$$H = -\frac{G}{\sqrt{2}} J^\lambda J_\lambda^+ \quad (22)$$

где $G = 10^{-5} \text{ н}^{-2}$ — константа слабого взаимодействия, а ток J_λ равен сумме лептонного и адронного токов /12,13/:

$$J_\lambda = J_\lambda^{(e)} + J_\lambda^{(h)} \quad (23)$$

Согласно минимальной модели в рамках изотопической инвариантности адронный ток записывается с помощью трех фундаментальных барионных полей ρ, π, λ :

$$J^{(h)} = (\bar{n}\rho) + (\bar{\lambda}\rho) \quad (24)$$

Первые два из полей ρ и π образуют изодублет, третий — изосинглет λ . Если ввести гиперзаряд $Y = S + B$, где S — странность, B — барионное число, то из выражения (24) следует, что адронный ток слабого взаимодействия состоит из суммы нестранных токов ($\bar{n}\rho$), имеющего $Y = 0$, и странного тока ($\bar{\lambda}\rho$) с $Y = 1$. Гамильтониан слабого взаимодействия

(22) с адронным током в виде (24), дает не только распады с изменением страннысти $\Delta Y = 1$, но и приводит к слабому взаимодействию нуклонов друг с другом.

Величину слабого взаимодействия между нуклонами по отношению к сильному взаимодействию можно характеризовать безразмерным параметром:

$$F = \left(\frac{Sp H^2}{Sp H_{St}^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (25)$$

где H и H_{St} – соответственно гамильтонианы слабого и сильного взаимодействий нуклонов, знак Sp означает след матрицы. Принимая в качестве эффективного расстояния между нуклонами в ядрах величину порядка μ^{-1} (μ – масса лиона), получим для F следующую оценку по порядку величины:

$$F \approx G\mu^2 = 10^{-5} \left(\frac{\mu}{m} \right)^2 \approx 2 \cdot 10^{-7} \quad (26)$$

Из выражения (26) следует, что эффекты слабого взаимодействия между нуклонами малы по сравнению с соответствующими эффектами сильного взаимодействия. В некоторых случаях, однако, слабое взаимодействие между нуклонами может быть значительно усилено по сравнению с оценкой (26). Эффекты, приводящие к такому усилению, будут рассмотрены ниже в разделе I2.

Поскольку сильное взаимодействие изоскалярно, оно не меняет изоспиновой структуры затравочного гамильтониана слабого взаимодействия (22). Слабый нуклонный ток в выражении (24) является изовектором, барионный ток, меняющий гиперзаряд на единицу – изоспинором. Отсюда следует, что гамильтониан слабого взаимодействия должен представлять собой суперпозицию изоскаляра, изовектора и симметричного изотензора второго ранга с равным нулю следом.

Несмотря на многочисленные экспериментальные подтверждения, гипотеза универсального слабого взаимодействия в виде (22) с адронным током (24) не в состоянии объяснить многие экспериментальные факты, в частности, изотопическое правило отбора $\Delta T = I/2$ для нелептонных распадов. Данные опытов по нелептонным распадам свидетельствуют в пользу того факта, что амплитуда, соответствующая $\Delta T = 3/2$ во взаимодействии с $\Delta Y = I$ относительно подавлена /14-16/. Кроме того, можно ожидать, что изовекторное слагаемое, получающееся в результате квадрирования изоспинорного тока в выражении (24), будет подавлено примерно на порядок по сравнению с изоскалярным членом.

Правило отбора $\Delta T = I/2$ в нелептонных взаимодействиях с $\Delta Y = I$ может быть рассмотрено с использованием симметрии более высокой, чем изотопическая, унитарной или $SU(3)$ симметрии. Изотопическое нелептонное правило отбора $\Delta T = I/2$ в $SU(3)$ -теории обобщается унитарным октетным правилом, включающим не только взаимодействия с $\Delta Y = I$, но также и нелептонные взаимодействия с $\Delta Y = 0$. Кроме того, $SU(3)$ симметрия приводит к определенным следствиям относительно изотопической структуры слабого взаимодействия.

В теории унитарной симметрии слабый адронный ток $J_\mu^{(4)}$ принадлежит (I, I) представлению группы $SU(8)$. Это представление носит название векторного или регулярного в связи с октуплетами мезонов и барионов. Восемь компонент этого представления играют ту же роль в группе $SU(3)$, что и три компоненты векторного представления в группе $SU(2)$ /13/, /17-21/. Итак, рассмотрим гамильтониан слабого взаимодействия в теории унитарной симметрии. Все имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные (за исключением малого нарушения СР-инвари-

антности в распаде долгоживущего нейтрального каона на два π -мезона /22/,/23/, согласуются с гамильтонианом слабого взаимодействия, имеющим вид произведения токов /3/,/18/:

$$H = -\frac{e}{2\sqrt{2}} \{ J_1^+; J^1 \} \quad (27)$$

где фигурные скобки означают антикоммутатор (симметризатор) токов *). Слабый ток J^1 попрежнему равен сумме лептонного и адронного токов (23). Однако, при этом, адронный ток $J_1^{(h)}$ является членом октета токов J_1^c представления группы $SU(3)$

$$J_1^c = j_1 \cos \theta + S_1 \sin \theta \quad (28)$$

где j_1 , S_1 - адронные токи, соответствующие $\Delta Y = 0$ и $\Delta Y = 1$. Они имеют следующий вид /3/,/18/ :

$$j_1 = (J_1^1 - i J_1^2) + (J_{51}^1 - i J_{51}^2) \quad (29)$$

$$S_1 = (J_1^4 - i J_1^5) + (J_{51}^4 - i J_{51}^5) \quad (30)$$

где J_1^i и J_{51}^i - обычные октеты векторных и аксиально-векторных токов, в выражении (28) θ - угол Каббибо, значение которого $\theta \approx 15^\circ$, полученное из экспериментальных данных по лептонным распадам мезонов и барионов /14/, согласуется со значениями, определенными другими способами /25/.

Гамильтониан (27) описывает слабые взаимодействия трех основных типов - чисто лептонное, полулептонное и нелептонное:

$$H = H_e + H_{se} + H_{ne} \quad (31)$$

*) Выбор остальных обозначений такой же, как в книге /24/.

где

$$H_e = -\frac{e}{2\sqrt{2}} \left\{ J_\lambda^{(e)+}, J^{(e)\lambda} \right\} \quad (32)$$

$$H_{se} = -\frac{e}{2\sqrt{2}} \left[\left\{ J_\lambda^{(e)+}, J^{(h)\lambda} \right\} + \left\{ J_\lambda^{(h)+}, J^{(e)\lambda} \right\} \right] \quad (33)$$

$$H_{he} = -\frac{e}{2\sqrt{2}} \left\{ J_\lambda^{(h)+}, J^{(h)\lambda} \right\} \quad (34)$$

Лептонный гамильтониан (32) совпадает с обычным гамильтонианом, который используется для описания μ -распада.

Полулептонный гамильтониан (33) обеспечивает выполнение известных правил отбора для β -распада адронов. Сохраняющие гиперзаряд (страницу) адронные токи J_λ (29) и J_λ^+ являются $(I+i/2)$ и $(I-i/2)$ членами изотопического триплета. Поэтому выражение (33) обеспечивает выполнение изотопического правила отбора $\Delta T = I$ для полулептонных распадов, сохраняющих страницу. Изотопическое правило отбора $\Delta T = I/2$ для изменяющих страницу лептонных распадов адронов также содержится в выражениях (32)-(34), так как изменяющие страницу адронные токи S_λ (30) и S_λ^+ являются членами различных изоспиновых дублетов. Далее, правило $\Delta Q = \Delta S$ гарантируется использованием $(4 \pm i/5)$ компонент токов в $J_\lambda^{(h)}$. Как показано в работе /18/ вероятности β -распадов адронов, предсказанные на основе H_{se} (33), находятся в хорошем согласии с экспериментом.

Имеет ли H_{se} вид произведения токов (34) установлено не столь надежно: Приближенное изотопическое правило отбора $\Delta T = I/2$, обнаруженное в адронных распадах, не является непосредственным следствием гамильтониана (34), который, как следует из проведенного ранее рассмотрения, содержит части

как с $\Delta T = I/2$, так и с $\Delta T = 3/2$. Существуют, однако, аргументы в пользу того, что динамически доминирующей является часть с $\Delta T = I/2$ /15/.

К вопросу имеет ли H_{He} вид произведения токов (34) непосредственно примыкает вопрос о существовании других частей в токе (28). В связи с этим следует заметить, что свидетельства об отсутствии других частей в токе (28) не слишком убедительны, но нет и доказательств их существования, так что можно удовлетвориться этой схемой как хорошим рабочим приближением /14/.

Выражение (34) для гамильтониана слабого взаимодействия адронов содержит как часть, соответствующую $\Delta Y = 0$, так и часть с $\Delta Y = I$. Эффекты слабого взаимодействия нуклонов, очевидно, описываются частью гамильтониана (34) с $\Delta Y = 0$ ($\Delta S = 0$):

$$H_{He}(\Delta Y=0) = -\frac{e}{2\sqrt{2}} \left[\cos^2 \theta \{j_\lambda^+; j^A\} + \sin^2 \theta \{S_\lambda^+; S^A\} \right] \quad (35)$$

Нетрудно видеть, что гипотеза преобладания представления 8 или октетного усиления не является следствием ток токового вида гамильтониана слабого взаимодействия адронов (35). Действительно, в произведении двух одинаковых 8-векторов:

$$8 \otimes 8 = I + 8 + 27 \quad (36)$$

кроме представления 8 входят также представления I и 27. Члены гамильтониана (35), соответствующие $\Delta T = 3/2$, принадлежат представлению 27. Возможны два независимых объяснения гипотезы октетного усиления. Во-первых, с помощью теорий, которые вводят дополнительные токи в гамильтониане слабого взаимодействия (например, нейтральные адронные токи). Нейтральные токи

приводят к уничтожению в гамильтониане членов с $\Delta T = 3/2$, принадлежащих представлению 27 /14/. И, во-вторых, за счет динамического усиления октетных свойств в сильных взаимодействиях. Наиболее существенным результатом здесь является то, что можно отличить любую теорию первого типа от теории второго типа, наблюдая переходы с $\Delta T = 1$ без изменения гиперзаряда (страннысти) $\Delta Y = 0$. Следует подчеркнуть, что единственными наблюдаемыми эффектами взаимодействия с $\Delta Y = 0$ являются эффекты, связанные с несохранением четности в ядерных силах.

Причина выделения особой роли переходов с $\Delta T = 1$ для разделения этих двух возможностей состоит в следующем. Слабое взаимодействие между двумя нуклонами, сохраняющее странность, могло бы, вообще говоря, содержать члены с $\Delta T = 0, 1, 2$. В теории $SU(3)$ симметрии с учетом СР-инвариантности оно должно описываться третьей и восьмой компонентами гамильтониана $H_3(\Delta Y=0, \Delta T=1)$ и $H_8(\Delta Y=0; \Delta T=0)$. Взаимодействие с $\Delta Y = 1$ при тех же предположениях о доминирующей роли октетного представления описывается компонентой гамильтониана $H_6(\Delta Y=1; \Delta T=\frac{1}{2})$. Поскольку взаимодействие, сохраняющее странность, входит в один октуплет с H_6 , то $\Delta T = 2$ запрещено, т.к. в октуплете нет компонент с $T = 2$ (они входят в представление 27). Сохраняющее странность взаимодействие описывается в этом случае только двумя компонентами H_3 и H_8 . Соотношение между компонентами H_3 и H_8 оказывается чувствительным к тому, в результате какого механизма возникают октетные свойства слабого адронного гамильтониана (и, следовательно, правило $\Delta T = 1/2$).

Если октетные свойства возникают без добавления дополнительных токов в адронный ток (28), а за счет динамического

усиления октетной части произведения полного заряженного тока, то должно быть $H_8 \gg H_3$. Этот результат связан с тем обстоятельством, что сохраняющая странность часть полного тока (28) $j_1 \cos \theta$ дает вклад только в H_8 (см. выражение (35)), а в H_3 дает вклад только странный ток $S_1 \sin \theta$. Но отношение этих частей, как видно из формулы (35), пропорционально $\operatorname{tg}^2 \theta (H_3 \sim H_8 \operatorname{tg}^2 \theta)$, где в соответствие с данными по лептонным распадам $\operatorname{tg}^2 \theta \approx \frac{1}{15}$. Поэтому можно думать, что ядерные силы, не сохраняющие четности, должны быть приближенно изотопически инвариантны ($\Delta T = 0$). Примесь изовекторной части взаимодействия будет порядка $1/15$ по отношению к части с $\Delta T = 0$.

Если же октетные свойства возникают за счет компенсации, обусловленной дополнительными токами в (28), то не видно специальных оснований для того, чтобы H_8 было значительно больше, чем H_3 . Поэтому можно думать, что в этом случае $H_3 \approx H_8$ и ядерные силы, не сохраняющие четность, не должны быть изотопически инвариантны, так как отношение изовекторной и изоскалярной частей при $H_3 \approx H_8$ будет порядка единицы.

Из приведенного рассмотрения ясно, сколь фундаментальным для понимания избоготического нелептонного правила отбора $\Delta T = I/2$, а в итоге и подтверждения правильности $SU(3)$ симметрии, может оказаться исследование изотопической структуры не сохраняющих пространственную четность ядерных сил.

Далее, предположим, что слабое взаимодействие адронов, инвариантно относительно СР-преобразования. Мы не будем рассматривать эффектов, связанных с несохранением СР-четности в слабом взаимодействии /22,23/. Если нарушение СР-четности является универсальным свойством всех слабых взаимодействий,

и слабого взаимодействия адронов в том числе, то эти эффекты имеют порядок величины 10^{-3} по отношению к эффектам с сохранением СР-четности. С другой стороны, если модель сверхслабого взаимодействия окажется справедливой, то никакого нарушения СР-инвариантности в слабом взаимодействии адронов не будет проявляться. При этом все наблюдаемые СР-неинвариантные эффекты будут существовать только в распадах K^0 -мезонов /26, 27/.

Известно несколько моделей слабого взаимодействия, предложенных для объяснения нарушения СР-четности в распаде K^0 -мезона на два пиона, в которых структура слабого взаимодействия существенно отличается от только что рассмотренной /28-30/. Однако, по изложенным выше причинам эти модели будут исключены из рассмотрения.

5. Общая структура потенциала ядерных сил, не сохраняющих четность

Определение потенциала слабого взаимодействия адронов наталкивается на значительные трудности. Эти трудности обусловлены отсутствием последовательной теории сильных взаимодействий, которая позволила бы учесть поправки за счет сильных взаимодействий к затравочному слабому взаимодействию нуклонов. Потенциалы слабого взаимодействия адронов, которые мы обсудим далее, получены на основе лишь затравочного слабого взаимодействия. Все они в большей или меньшей мере страдают тем недостатком, что не содержат поправок, обусловленных сильными взаимодействиями.

Потенциал слабого взаимодействия нуклонов должен удовлетворять следующим общим требованиям:

- 1) эрмитовости,
- 2) инвариантности относительно пространственных вращений

- 3) инвариантности относительно трансляций и преобразования Галилея;
- 4) инвариантности относительно обращения времени,
- 5) коммутации с оператором суммарного заряда нуклонов,
- 6) симметрии относительно перестановок частиц,
- 7) несохранения четности при пространственной инверсии,
- 8) взаимодействие, которым обусловлен потенциал ядерных сил, не сохраняющих четность, должно иметь вид произведения заряженного тока на эрмитовски сопряженный ток.

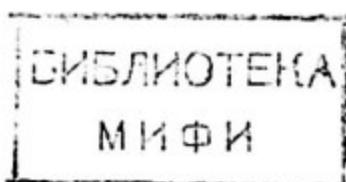
Требования 1-6 использовались в работах /31,32/ при построении скалярного потенциала сильного взаимодействия нуклонов. Остальные два условия использовались в работах /33-35/ при построении слабого потенциала ядерных сил. Требование 8 определяет изотопическую структуру потенциала. Из вида слабого адронного тока (24),(28), представляющего сумму заряденных компонент нуклонного изовектора и странного нуклонного изоопинора, следует, что потенциал слабого взаимодействия нуклонов может содержать только следующие члены, зависящие от изотопических спинов нуклонов $\vec{\tau}_1$ и $\vec{\tau}_2$:

а) изоскаляр $T^{(0)} = (\vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2)$

б) третья компонента изовектора $T_3^{(1)} = [\vec{\tau}_1 \vec{\tau}_2]_3$

в) третья компонента неприводимого изотензора второго ранга $T_{33}^{(2)} = \frac{1}{3} (\vec{\tau}_1 \vec{\tau}_2) - \tau_{13} \tau_{23}$

Использование требований 1-8 вместе с условиями (а)-(б) позволяет найти общий вид статического и зависящего от скорости потенциалов ядерных сил, не сохраняющих четность:



$$V_{st} = \{g_1(z) T^{(0)} + g_2(z) T_{33}^{(2)}\} (\vec{z} [\vec{\sigma}, \vec{\sigma}_2]) + g_3(z) / \vec{z} \vec{S}) T_3^{(4)}$$

$$V_{acc} = \{f_1(z) T^{(0)} + f_2(z) T_{33}^{(2)}\} (\vec{p} \vec{s}) + \{f_3(z) T^{(0)} +$$

$$+ f_4(z) T_{33}^{(2)}\} (\vec{n} \vec{s}) (\vec{p} \vec{n}) + \frac{1}{z} f_5(z) \times$$

$$\times \{(\vec{n} \vec{\sigma}_1) (\vec{L} \vec{\sigma}_2) + (\vec{n} \vec{\sigma}_2) (\vec{\sigma}_1 \vec{L})\} T_3^{(4)}$$
(37)

(38)

где $\vec{z} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2$, $\vec{p} = \vec{p}_1 - \vec{p}_2$ - относительные координаты и импульсы нуклонов, $\vec{n} = \vec{z}/z$ - единичный вектор в направлении \vec{z} ; $\vec{\sigma}_1, \vec{\sigma}_2$ - операторы спина нуклонов, $\vec{L} = [\vec{z} \vec{p}]$ - оператор орбитального углового момента; $g_i(z)$ и $f_i(z)$ - скалярные функции координат, $\vec{s} = \vec{\sigma}_1 - \vec{\sigma}_2$, $\vec{S} = \vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2$. Заметим, что в выражениях (37) и (38) спиновая структура изовекторных членов отличается от структуры изоскалярных и изотензорных членов вследствие требования 4) - инвариантности относительно обращения времени (поскольку при временной инверсии $T_y \rightarrow -T_y$).

Если возвратиться к следствиям $SU(3)$ симметрии для взаимодействия $\Delta Y = 0$, то можно высказать некоторые заключения о величинах f и g независимо от их пространственной структуры. С точки зрения гипотезы октетного усиления f_1, f_2 и f_4 должны иметь порядок величины $1/15$ от соответствующих величин g_1, f_1 и f_3 . Если октетные свойства являются следствием компенсации из-за дополнительных токов в (28), то вклад изовекторной части $T_3^{(4)}$ будет примерно того же порядка величины, что и вклад изоскалярной части $T^{(0)}$. При этом обе эти части будут иметь дополнительную

малость порядка $1/15$, если октетные свойства возникают вследствие динамического усиления представления 8.

Общая форма потенциалов слабого взаимодействия, аналогичных (37) и (38), обсуждалась в работах /33-35/. Выражения (37) и (38) написаны в предположении, что затравочные слабые токи заряжены. Если существуют также нейтральные токи, то необходимо добавить необменные изоспиновые члены, то есть изоскаляр, не содержащий операторов изоспина и изовектора типа $(T_{13} + T_{23})$. Спиновая структура этих дополнительных членов будет совпадать со спиновой структурой первых членов в (37) и (38).

6. Контактный потенциал слабого взаимодействия нуклонов

Пусть адронный ток в выражении (23) имеет следующий простой вид:

$$J_\mu^{(h)} = \bar{\psi}_N \tau^+ \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \psi_N \quad (39)$$

Тогда взаимодействие тока (39) с самим собой приводит к контактному потенциалу слабого взаимодействия нуклонов /36,37/:

$$V_{\text{од}} = -\frac{e}{4\sqrt{2}} \frac{1}{M} \left\{ i(1+\mu^\sigma) [\vec{\delta}_1 \vec{\delta}_2] [\vec{P}, \delta(\vec{r})]_- + \right. \\ \left. + \vec{3} \left\{ \vec{P}, \delta(\vec{r}) \right\}_+ \right\} \left(\frac{2}{3} T^{(0)} + T_{33}^{(2)} \right) \quad (40)$$

где μ^σ — изовекторный аномальный магнитный момент нуклона, $[\dots]_-$ — коммутатор, $\{\dots\}_+$ — антикоммутатор. Остальные обозначения те же, что и в формулах (37),(38). Контактный потенциал (40) соответствует диаграмме рисунка I и является потенциалом, зависящим от скорости (как потенциал (38)).

Потенциал (40) должен давать пренебрежимо малый вклад в различные эффекты слабого взаимодействия нуклонов в ядрах, так как он действует между нуклонами только при $\zeta = 0$. Но нуклоны не могут находиться на таких расстояниях, поскольку этому препятствует жесткая отталкивающая сердцевина, которая не позволяет нуклонам в ядрах сближаться на расстояния меньше, чем $\zeta = 0,4-0,5 \text{ fm}$.

7. Потенциал слабого взаимодействия, отвечающий однопионному обмену

Итак, как следует из результатов предыдущего раздела, наибольший вклад в эффекты нарушения пространственной четности в ядрах должны давать длиннодействующие потенциалы. Поскольку радиус действия потенциала $\zeta \sim m^{-1}$, где m - масса частицы, которой могут обмениваться нуклоны, то наиболее длиннодействующий потенциал слабого взаимодействия отвечает обмену наиболее легкой частицей - пионом (рисунок 2).

Однако, если гамильтониан слабого взаимодействия инвариантен относительно СР-преобразования и содержит только адронные токи, не меняющие страннысти, то потенциал слабого взаимодействия нуклонов, отвечающий обмену любым псевдоскалярным мезоном, отсутствует /38/, /4/.

Сначала покажем, что независимо от конкретной теории, достаточно только требования СР-инвариантности, чтобы запретить существование потенциала слабого взаимодействия нуклонов, соответствующего обмену любым нейтральным (С-четным) псевдоскалярным мезоном (например π^0 и η^0). Наиболее общий вид эффективного гамильтониана, описывающего вершину слабого взаимодействия на рисунке 2, следующий:

$$H_{eff} = \frac{e}{\sqrt{2}} \int [C_1 \bar{\psi}_N \psi_N \phi + C_2 \bar{\psi}_N \gamma^\mu \psi_N \partial_\mu \phi + C_3 \bar{\psi}_N \sigma^{\mu\nu} \psi_N \partial_\mu \partial_\nu \phi] dV \quad (4I)$$

В (4I) операторы $\bar{\psi}_N$ и ψ_N являются операторами рождения и уничтожения нуклонов, соответственно, ϕ – полевой оператор нейтрального псевдоскалярного мезона с положительной зарядовой четностью $C\phi C^{-1} = \phi$ (C – оператор зарядового со-пряжения), $C_{1,2,3}$ – произвольные константы. Первый член в формуле (4I), пропорциональный C_1 , P – нечетен, но C – четен, и следовательно CP – нечетен. Требование CP -инвариантности гамильтониана (4I) приводит, таким образом, к условию $C_1 = 0$. Интегрирование по частям второго члена выражения (4I), который пропорционален C_2 с использованием уравнения Дирака для $\bar{\psi}_N$ и ψ_N , приводит к тому, что вклад этого члена оказывается равным нулю. Третий член (4I), пропорциональный C_3 , интегрированием по частям, сводится к выражению, в котором производные ∂_μ и ∂_ν действуют на нуклонные операторы $\bar{\psi}_N$ и ψ_N . Такое выражение, очевидно, симметрично по индексам μ и ν . Учитывая, при этом антисимметрию $\sigma^{\mu\nu}$, найдем, что вклад члена в (4I), пропорционального C_3 , также обращается в нуль. Итак, требование CP -инвариантности запрещает существование потенциала слабого взаимодействия нуклонов вследствие обмена нейтральным, псевдоскалярным мезоном.

Рассмотрим обмен заряженным, псевдоскалярным мезоном между нуклонами. Потенциал слабого взаимодействия, который мы строим, должен быть CP -четным, P – нечетным и поэтому C – нечетным. Пусть гамильтониан слабого взаимодействия нуклонов с

мезоном H_{eff} является компонентой изовектора. Тогда при \mathcal{B} -преобразовании, которое определяется как произведение операторов зарядового сопряжения С и поворота на угол π вокруг второй оси в изотопическом пространстве:

$$\mathcal{B} = C \exp i\pi T_2 \quad (42)$$

гамильтониан H_{eff} преобразуется следующим образом /39/-/42/

$$\mathcal{B} H_{eff} \mathcal{B}^{-1} = H_{eff} \quad (43)$$

Если гамильтониан является изоскаляром или изотензором, то:

$$\mathcal{B} H_{eff} \mathcal{B}^{-1} = -H_{eff} \quad (44)$$

Единственным СР и \mathcal{B} -инвариантным выражением, которое представляет собой комбинацию первого из членов формулы (41) с изоспиновыми операторами $\tau^\pm = \frac{1}{2}(\tau_1 \pm i\tau_2)$ является

$$H_{eff} = \frac{e}{\sqrt{2}} i \int \bar{\psi}_N (\tau^+ \phi - \tau^- \phi^+) \psi_N dV = \\ = \frac{e}{\sqrt{2}} \int \bar{\psi}_N [\vec{\tau} \vec{\phi}]_3 \psi_N dV; \quad (45)$$

где $\phi^\pm = \phi_1 \pm i\phi_2$

Таким образом, требования СР и \mathcal{B} -инвариантности гамильтониана слабого взаимодействия нуклонов, приводят к единственному виду, определяемому выражением (45). Смысль требования \mathcal{B} -инвариантности H_{eff} мы обсудим ниже, в разделе II.

Поскольку, как следует из формулы (45), H_{eff} является

третьей компонентной изовектора, то потенциал слабого взаимодействия с одномезонным обменом будет вносить вклад только в переходы с изменением изотопического спина $\Delta T = I$.

Как отмечалось ранее в разделе 4 нуклонный ток j_A , как член изотопического триплета токов, является изовектором. Так как произведение двух одинаковых нуклонных токов j_A в формуле (85), являющихся изовекторами, не может привести к изотопическому спину $T = I$, то первый член гамильтониана (35) не содержит третьей компоненты изовектора. Итак, не меняющий странность нуклонный ток j_A в (35) приводит к потенциалу слабого взаимодействия нуклонов с изменением изотопического спина $\Delta T = 0,2$. Изменяющий странность нуклонный ток S_A в формуле (35) приводит к однопионному потенциалу слабого взаимодействия нуклонов с изменением изотопического спина $\Delta T = I$. Как отмечалось в разделе (4), причина этого состоит в том, что изменяющие странность нуклонные токи S_A (80) и S_A^+ являются членами различных изоспиновых дублетов. Из формулы (85) следует, что вклад потенциала слабого взаимодействия нуклонов с изменением изотопического спина $\Delta T = 0,2$ пропорционален $\cos^2 \theta$, где угол Кабибо $\theta \approx 0,24 /14/$. Вклад потенциала с изменением изотопического спина $\Delta T = I$ в (35) пропорционален $\sin^2 \theta$. Таким образом, отношение вкладов этих двух потенциалов пропорционально $\operatorname{tg}^2 \theta \approx 0,05$. Несмотря на сравнительно малую величину этого отношения вкладом изовекторной части потенциала слабого взаимодействия нуклонов пренебречь нельзя. Как будет показано далее, причиной этого является длинновзаимодействующий характер однопионного потенциала с $\Delta T = I$ по сравнению с потенциалом, отвечающим $\Delta T = 0,2$.

Исследование вклада изовекторной части потенциала слабого

взаимодействия нуклонов позволит получить важную информацию о структуре меняющейся странность нуклонного тока (30) и гамильтониана слабого взаимодействия нуклонов (35), представляющего произведение нуклонных токов.

Вклад однопионного промежуточного состояния в потенциал слабого взаимодействия нуклонов был рассмотрен в работе /43/ с использованием алгебры токов, теории $SU(3)$ симметрии и гипотезы частичного сохранения аксиально-векторного тока. Кроме того, в работе /43/ предполагалась законность экстраполяции амплитуды в точку, соответствующую нулевому четырехмерному переданному импульсу (или, что то же самое нулевой массе пиона). Слабый нуклонный ток в /43/ выбирался в виде, определяемом равенствами (28)-(30). В работе /43/ существенным образом использовался тот факт, что нелептонные распады гиперонов с нарушением пространственной четности могут быть достаточно хорошо поняты с использованием перечисленных выше допущений /44/,/45/. При этом, использование $SU(3)$ симметрии существенно уменьшает число независимых матричных элементов в теории. Распады гиперонов с несохранением четности в S -волне описываются только тремя независимыми типами матричных элементов, которые классифицируются в соответствии с их $SU(3)$ представлением: это симметричный октет, антисимметричный октет и 27-плет, $A\{27\}$. Эти амплитуды определяются из пионных распадов Λ^0 , Σ и Ξ гиперонов. Из экспериментальных данных по этим распадам следует $A\{27\} \approx 0$, что находится в согласии с изотопическим правилом отбора $\Delta T = I/2$ для барионных распадов. Использование $SU(3)$ симметрии позволяет выразить матрицу $\langle N\pi/H_{\text{weak}}/N \rangle$ через эти амплитуды /43/,/46/,/47/. Поскольку амплитуды фиксированы

из данных по барионным распадам, то в таком подходе вообще не существует свободных параметров. Итак, из экспериментальных данных следует:

$$g = \langle p\pi^-/H_{weak}/n \rangle = -\langle n\pi^+/H_{weak}/P \rangle \approx \\ \approx (4.2 \pm 0.8) \cdot 10^{-8} \quad (46)$$

Тогда однопионный потенциал слабого взаимодействия нуклонов, соответствующий диаграмме рисунка 2, имеет вид /43/:

$$V_\pi = \frac{gf}{2\sqrt{2}M} \vec{S}[\vec{p}, \frac{e^{-\mu r}}{4\pi r}] T_3^{(1)} \quad (47)$$

где μ - масса пиона, f - константа, соответствующая вершине сильного $NN\pi$ взаимодействия ($f^2/4\pi = 14.5$), M - масса нуклона.

Потенциал (47) является изовекторным и через константу g (46) существенным образом зависит от предположений о структуре гамильтониана слабого взаимодействия. Заметим, что если гамильтониан слабого взаимодействия выбрать в стандартной форме (то есть без нейтральных токов), то в полевой динамической модели /48/, /49/ получим то же самое значение амплитуды g (46).

При получении однопионного потенциала слабого взаимодействия нуклонов (47) предполагалось, что вид нуклонного тока определяется выражениями (28)-(30). Однако, можно предположить, что отсутствие вклада 27-плета в нелептонных распадах странных барионов обусловлено существованием дополнительных нейтральных токов в (28)-(30). Нейтральные адронные токи вводятся, главным образом, по двум причинам:

I) для получения изотопического правила отбора $\Delta T=I/2$ в неделептонных распадах /50/,

2) для построения модели нарушения СР-инвариантности в слабых взаимодействиях /51/.

Введение нейтральных токов приводит к тому, что возникает дополнительный член в потенциале (47), соответствующий $\Delta T = I$ и пропорциональный $\cos^2\theta$. Таким образом учет нейтральных токов увеличивает амплитуду \mathcal{J} (46) примерно в $\text{ctg}^2\theta \approx 20$ раз /50/-/52/. Различные модели адронных токов рассматривались в работах /47/,/53/.

8. Потенциал слабого взаимодействия нуклонов, соответствующий обмену ρ -мезоном

Вклады в потенциал слабого взаимодействия нуклонов, обусловленные обменом ρ мезонами, впервые рассматривались в работе /37/. В этой работе использовалась векторная доминантность для определения формфактора векторного тока и пре-небрегалось зависимостью от переданного импульса аксиально-векторного формфактора. В этом приближении, потенциал слабого взаимодействия нуклонов, соответствующий диаграмме рисунка 2 с обменом ρ мезоном, получается из выражения для контактного потенциала (40), если в нем произвести замены $\delta(\vec{z}) \rightarrow V_\rho$ и полученный потенциал умножить на $1/m_\rho^2 \cos^2\theta$:

$$V_\rho = - \frac{6 m_\rho^2 \cos^2\theta}{4\sqrt{2} M} \left\{ i(1+\mu^\sigma) [\vec{\delta}_1 \vec{\delta}_2] [\vec{p}, v_\rho]_+ + \right. \\ \left. + \vec{s} \{ \vec{p}, v_\rho \}_+ \right\} \left(\frac{2}{3} T^{(0)} + T_{33}^{(2)} \right) \quad (48)$$

$$V_P = e^{-m_P \chi} / 4\pi \chi \quad (49)$$

где m_P - масса ρ -мезона, $\lambda = 1,23 \pm 0,02$ - отношение аксиально-векторного формфактора к векторному при кулевом переданном импульсе /54/.

Из выражения (48) с учетом формулы (40), следует, что потенциал, соответствующий обмену ρ -мезоном, имеет как изоскалярную, так и изотензорную части. Этот потенциал получен с использованием первого члена в гамильтониане (35), пропорционального произведению адронных токов, не меняющих странность.

Потенциалы, соответствующие обмену ρ -мезоном между нуклонами, аналогичные потенциальному (48), были получены в работах /47, 52, 53, 55, 56/. В частности, в работе /53/ потенциал V_ρ получен на основе использования алгебры токов /56/-/60/. При этом было показано, что найденный таким способом потенциал совпадает с потенциалом (48), если рассматривать только заряженные адронные токи. Если учесть нейтральные токи, то вклад их в V_ρ оказывается пренебрежимо малым в силу требования калибровочной инвариантности второго рода. Если заключения работы /53/ правильны, то из этого результата, повидимому, следует, что потенциал V_ρ не сильно зависит от различных возможных видов адронного тока (29) /3/.

Произведем оценку величины потенциалов V_χ (47) и V_ρ (48) по отношению к потенциальному взаимодействию нуклонов на расстояниях порядка комптоновской длины волны пиона $\mu' = 1,4 \text{ fm}$ и расстояниях, соответствующих радиусу жесткой отталкивающей сердцевины $\chi \approx 0,4 \text{ fm}$. Спин-спиновый

член однопионного потенциала сильного взаимодействия адро-
нов /4/:

$$V_{\text{hard}} (\mu^{-1}) \approx 1,4 \text{ Mev} \quad (50)$$

Как следует из выражений (40), (47)-(49):

$$V_\pi (\mu^{-1}) \approx 2 \cdot 10^{-7} \text{ Mev} \quad (51)$$

$$V_\rho (\mu^{-1}) \approx 10^{-7} \text{ Mev}. \quad (52)$$

При $r = 0,4 \text{ fm}$:

$$V_{\text{hard}}(0,4 \text{ fm}) \approx 40 \text{ Mev} \quad (53)$$

$$V_\pi(0,4 \text{ fm}) \approx 4 \cdot 10^{-6} \text{ Mev} \quad (54)$$

$$V_\rho(0,4 \text{ fm}) \approx 3 \cdot 10^{-5} \text{ Mev} \quad (55)$$

Из оценок (50)-(55) следует, что отношение средних значений потенциалов:

$$\bar{V}_{\pi\rho} / \bar{V}_{\text{hard}} \approx 10^{-6} \div 10^{-7} \quad (56)$$

Из этого результата можно сделать заключение, что потенциалом слабого взаимодействия нуклонов V_π , соответствующим однопионному обмену, нельзя пренебречь, несмотря на фактор ослабления $\tan^2 \theta \approx 0,05$, по отношению к потенциалу V_ρ .

9. Потенциалы слабого взаимодействия нуклонов вследствие обмена ω и φ мезонами

Отличие ω (I^- , $m_\omega = 783$ Мэв) и φ (I^- , $m_\varphi = 1020$ Мэв) мезонов от ρ (I^- , $m_\rho = 768$ Мэв) мезона (кроме очевидного различия в массах) состоит в том, что ω и φ имеют изотопический спин $T = 0$, в то время как ρ — $T = 1$. Поскольку отличие ω и φ состоит только в массах, то обмен этими мезонами можно рассматривать совместно. Гамильтонианы взаимодействий, отвечающих вершинам сильного и слабого взаимодействий на диаграмме рисунка 2, имеют вид:

$$H_{st} = f \bar{\psi} \gamma^\mu \psi \varphi_\mu \quad (57)$$

$$H_{weak} = G \bar{\psi} \gamma^\mu \gamma_5 \psi \varphi_\mu \quad (58)$$

где φ_μ — четырехмерный вектор, описывающий векторное поле ω или φ — мезона.

Запись взаимодействий в виде (57), (58) предполагает использование калибровочно-инвариантной теории векторных полей, изложенной в работе /61/.

Используя формулы (57), (58), получим следующее выражение для потенциалов слабого взаимодействия нуклонов вследствие обмена ω и φ мезонами:

$$V_{\omega, \varphi} = \frac{fG \cos^2 \theta}{2\sqrt{2} M} \vec{\delta} \left[\vec{P}, \frac{e^{-mr}}{4\pi r} \right] T^{(0)} \quad (59)$$

где m — масса ω или φ — мезона. Из формулы (59) следует, что рассматриваемые потенциалы являются изоскалярными, для которых справедливо правило отбора по изотопическому спину $\Delta T = 0$, что является естественным вследствие изоскалярности ω и φ — мезонов.

10. Потенциал слабого взаимодействия между нуклонами,
соответствующий обмену двумя пionами

Этот потенциал соответствует диаграмме (а) рисунка 3.
Он был получен в работе /33/ и имеет вид:

$$V_{\pi\pi} = -\frac{Gf \cos^2 \theta}{2\pi} \left[\frac{1}{\tau^4} + \frac{2}{\mu \tau^5} + \frac{1}{\mu^2 \tau^6} \right] e^{-2\mu \tau} \cdot \vec{\tau} [\vec{\delta}_1 \vec{\delta}_2] \left(\frac{2}{3} T^{(0)} + T_{33}^{(2)} \right) \quad (60)$$

Гамильтониан слабого взаимодействия был выбран в соответствии с ток-токовым формализмом и представлял собой произведение сохраняющегося векторного пionного тока на нуклонный ток:

$$H = G \left\{ \bar{\psi} \gamma^\mu (1 - g_s) \tau^+ \psi (\varphi^- \partial_\mu \varphi^0 - \varphi_0 \partial_\mu \varphi^-) + \text{herm. conj.} \right\} \quad (61)$$

Вершины сильного взаимодействия при этом рассматривались в статической модели Чу и Лоу. В этом приближении вклад диаграммы (в) рисунка 3 в потенциал (60) равен нулю. Поскольку двухпionный потенциал (50) находился с использованием адронного тока, не меняющего странность, то он является суперпозицией изоскаляра и изотензора и соответствует изотопическим правилам отбора $\Delta T = 0$ и $\Delta T = 2$. Потенциал слабого взаимодействия (60) не учитывает эффектов $\pi\pi$ взаимодействия и πN перерассеяния, приводящего к образованию изобары в промежуточном состоянии. Эти эффекты были рассмотрены в работе /62/. Их учет привел к потенциалу слабого взаимодействия нуклонов, с большим радиусом действия, чем потенциал (60).

Аналитический вид этого потенциала довольно сложен, поэтому мы его не будем здесь приводить, отсылая читателя к работе /62/.

Подводя итого рассмотрению потенциалов слабого взаимодействия нуклонов, приводящих к эффектам нарушения пространственной четности, можно сказать следующее. Общий потенциал слабого взаимодействия нуклонов должен представлять сумму вкладов от различных промежуточных состояний, соответствующих обмену π -мезоном, ρ -мезоном и т.д.

$$V_{\text{weak}} = \sum_i V_i \quad (62)$$

где V_i — потенциалы, рассмотренные в разделах 7-10.

II. Вклад токов второго рода в потенциалы слабого взаимодействия нуклонов

В этом разделе мы обсудим те следствия по отношению к потенциалам слабого взаимодействия нуклонов, к которым приводит требование \mathcal{C} -инвариантности гамильтониана.

Нуклонный ток слабого взаимодействия j_λ (29), не меняющий страннысти, представляет собой сумму векторного V_λ и аксиально-векторного A_λ токов:

$$j_\lambda = V_\lambda + A_\lambda \quad (63)$$

Наиболее общая лоренц-инвариантная форма матричных элементов этих токов имеет вид:

$$\begin{aligned} \langle p' | V_\lambda | p \rangle &= \bar{u}(p') \left\{ [F_1 j_\lambda + F_2 \delta_{\lambda\mu} q_\mu] + F_3 q_\lambda \right\} u(p) = \\ &= \langle p' | V_\lambda^{(1)} | p \rangle + \langle p' | V_\lambda^{(2)} | p \rangle \end{aligned} \quad (64)$$

$$\begin{aligned} \langle p'/A_\lambda/p \rangle &= \bar{u}(p') \left\{ [F_4 \gamma_\lambda + F_5 q_\lambda] + F_6 \delta_{\lambda\mu} q_\mu \right\} \gamma_5 u(p) = \\ &= \langle p'/A_\lambda^{(1)}/p \rangle + \langle p'/A_\lambda^{(2)}/p \rangle \end{aligned} \quad (65)$$

где инвариантные формфакторы F_i являются действительными (в предположении СР-инвариантности) функциями квадрата переданного импульса $q_\mu = (p-p')_\mu$. Формфакторы F_i появляются в результате перенормировки, обусловленной сильными взаимодействиями.

Согласно классификации Вайнберга /63/ к векторному адронному току первого рода $V_\lambda^{(1)}$ относится ток, который при \mathcal{G} -преобразовании ведет себя как неперенормированный векторный ток $v_\lambda = \gamma_\lambda$:

$$\mathcal{G} V_\lambda^{(1)} \mathcal{G}^{-1} = V_\lambda^{(1)} \quad (66)$$

Напомним, что \mathcal{G} -преобразование определяется как произведение операций зарядового сопряжения и поворота на угол π вокруг второй оси в изотопическом пространстве:

$$\mathcal{G} = C \exp i\pi T_2$$

К векторному току второго рода относится ток, для которого

$$\mathcal{G} V_\lambda^{(2)} \mathcal{G}^{-1} = -V_\lambda^{(2)} \quad (67)$$

Аналогично определяются аксиально-векторные нуклонные токи первого и второго рода:

$$\mathcal{G} A_\lambda^{(1)} \mathcal{G}^{-1} = -A_\lambda^{(1)} \quad (68)$$

$$\mathcal{G} A_\lambda^{(2)} \mathcal{G}^{-1} = A_\lambda^{(2)} \quad (69)$$

Итак, в отличие от токов второго рода, нуклонные токи

первого рода имеют те же трансформационные свойства относительно \mathcal{B} -преобразования, что и соответствующие неперенормированные векторный $v_\lambda = j_\lambda$ и аксиально-векторный $a_\lambda = j_\lambda j_5$ токи.

Существование токов второго рода в слабом взаимодействии могло бы быть обусловлено либо возможной изотопической неинвариантностью сильных взаимодействий, перенормирующих затравочные слабые токи v_λ и a_λ , либо \mathcal{B} -неинвариантностью самих затравочных слабых токов. В последнем случае токи v_λ и a_λ не имеют определенной \mathcal{B} -четности и вид их, естественно, отличается от приведенного ранее.

Итак, если имеют место перечисленные выше инвариантности соответствующих взаимодействий, то токи второго рода запрещены. Отметим, что векторный ток второго рода $v_\lambda^{(2)}$ (64) дополнительно запрещен законом сохранения векторного тока.

Существует большое число работ, посвященных проблеме токов второго рода в слабых взаимодействиях /63/-/74/. И это далеко не полный их перечень. Из экспериментальных данных по β -распаду легких зеркальных ядер с $A = 8$ получается следующее ограничение на формфактор F_6 аксиально-векторного тока второго рода (65) /72/:

$$F_6(0) < 1,4/m \quad (70)$$

Для сравнения заметим, что формфактор слабого магнетизма равен

$$F_2(0) = 2,65/m \quad (71)$$

Из экспериментальных данных по процессу квазиупругого рассеяния нейтрино на нейтроне получается /74/:

$$F_6(0) < 2,7/m \quad (72)$$

Ограничения на скалярный формфактор F_3 векторного тока второго рода (64) еще более слабые /64,67/. Таким образом, основываясь на имеющихся в настоящее время экспериментальных данных, можно сделать вывод, что вопрос о существовании токов второго рода сейчас остается открытым.

Независимо от возможной природы токов второго рода, в слабом взаимодействии /68/ их существование приводит к определенным следствиям для ядерных сил не сохраняющих пространственную четность. Рассмотрим эти следствия /75,76/.

Представим нуклонный ток j_λ (29) в виде суммы векторного и аксиально-векторного токов первого и второго рода. Тогда первый член в гамильтониане слабого взаимодействия нуклонов (35), будет состоять из суммы трех слагаемых. Первое из них будет содержать только токи первого рода, второе – суперпозицию токов первого и второго рода и третье – только токи второго рода. Каждый из токов первого и второго рода является изовектором, преобразующимся при G -преобразовании согласно выражениям (66)-(69). Тогда из формул преобразования (66)-(69) будет следовать, что первое и третье слагаемое, которые представляют суперпозицию изоскаляра и изотензора второго ранга, удовлетворяют соотношениям:

$$GH^{(1,2)}G^{-1} = -H^{(1,2)} \quad (73)$$

Второе слагаемое в гамильтониане слабого взаимодействия, являющееся изовектором, подчиняется равенству:

$$GH^{(12)}G^{-1} = H^{(12)} \quad (74)$$

Индексы (I,2) и (12) в формулах (73),(74) указывают части полного гамильтониана H , содержащие токи первого, второго или первого и второго рода.

Итак, существование токов второго рода в гамильтониане слабого взаимодействия нуклонов, приводит к появлению изовекторной части в дополнение к изоскалярной и изотензорной в члене гамильтониана (35), пропорциональном $\cos^2\theta$ и содержащем адронные токи не меняющие странности. Точно к такому же результату, как отмечалось ранее, приводят и нейтральные токи /75,76/.

Адронный ток (30), изменяющий странность, как известно, не подчиняется закону сохранения векторного тока и требованиям симметрий (66)-(69) при \mathcal{B} -преобразовании /39/-/42/. Поэтому, для него не существует ограничений, связанных с запретом токов второго рода.

I2. Эффекты слабого взаимодействия нуклонов в ядрах

Слабое взаимодействие нуклонов в ядрах и, как следствие его, несохранение пространственной четности в ядерных силах приводит к эффектам, которые могут быть разделены на две группы /3/,/4/,/7/,/77/.

1. Эксперименты по поискам ядерных переходов, абсолютно запрещенных законом сохранения четности.

2. Эксперименты по измерению угловой асимметрии испускания фотонов поляризованными ядрами и циркулярной поляризации фотонов в переходах неполяризованных ядер.

Первая группа относится к поискам распадов, запрещенных по четности, таких, например, как α -распад ядер. Сущность этого запрета состоит в следующем. Пусть a - некоторое начальное состояние ядра, b - конечное состояние, получающееся из a в результате распада. Вследствие унитарности оператора пространственной инверсии P , S - матрица, связывающая

состояния α и β , должна удовлетворять условию:

$$PSP^{-1} = S \quad (75)$$

Таким образом, если пространственная четность сохраняется, S -матрица может связывать только состояния одинаковой четности

$$P_\alpha = P_\beta \quad (76)$$

Если же взаимодействие не инвариантно относительно преобразования пространственной инверсии, то становятся возможными переходы из состояния α в состояние β , запрещенные законом сохранения четности (76). Примеры таких переходов будут рассмотрены далее.

Рассматривая в формуле (I4) в качестве $H^{(0)}$ гамильтониан слабого взаимодействия нуклонов (35), нарушающий пространственную четность, выражение (I4), можно символически представить в виде:

$$\Psi = \Psi + F\Psi \quad (77)$$

где F - амплитуда примеси состояния Ψ с противоположной четностью (по отношению к состоянию Ψ), которая, исходя из (25), (26), (56), имеет порядок величины:

$$F \sim 10^{-6} \div 10^{-7} \quad (78)$$

Покажем, что порядок величины эффекта, ожидаемого в экспериментах первой группы, есть F^2 . Волновая функция начального состояния с учетом слабого взаимодействия нуклонов имеет вид:

$$\Psi_{n_i} = \Psi_{n_i} + \sum_{m_i \neq n_i} \frac{\langle m_i | V | n_i \rangle}{E_{n_i} - E_{m_i}} \Psi_{m_i} = \Psi_{n_i} + \sum_{m_i \neq n_i} F_{n_i}^{m_i} \Psi_{m_i} \quad (79)$$

где V – потенциал слабого взаимодействия нуклонов. Аналогично может быть представлена волновая функция конечного состояния. Она получается, если в равенстве (79) произвести замены $n_i \rightarrow n_f$, $m_i \rightarrow m_f$.

Вероятность перехода из начального состояния (79) в конечное состояние определяется квадратом модуля матричного элемента S –матрицы, взятого между этими состояниями.

Проделав эти выкладки, получим отношение вероятностей запрещенного перехода к разрешенному:

$$R = |\langle \Psi_{n_f} | S | \Psi_{n_i} \rangle|^{-2} \left\{ \sum_{m_i} |F_{n_i}^{m_i}|^2 / |\langle \Psi_{n_f} | S | \Psi_{m_i} \rangle|^2 + \sum_{m_f} |F_{n_f}^{m_f}|^2 / |\langle \Psi_{m_f} | S | \Psi_{n_i} \rangle|^2 \right\} \quad (80)$$

Из выражения (80) видно, что по порядку величины $R \sim F^2 \approx 10^{-12} \div 10^{-14}$. Эта оценка может увеличиваться, если, как следует из (79) и (80), начальные и (или) конечные состояния Ψ и φ , имеющие противоположную четность, близки по энергии и матричные элементы потенциала слабого взаимодействия V , которые их связывают, значительны по величине.

Усиление эффекта (то есть увеличение R (80)) возникает и в том случае, если по тем или иным причинам регулярный матричный элемент, входящий в знаменатель формулы (80) – подавлен.

Эксперименты второй группы связаны с интерференцией в электромагнитном переходе ядра электрического и магнитного мультиполей одного и того же порядка (см. раздел I и таблицу I). Эффекты от нарушающих пространственную четность ядерных сил, которые возникают в этой группе, пропорциональны

величине:

$$\bar{FR} = \frac{\sum m_i \langle \psi_{n_f} | Q'(L) | \psi_{m_i} \rangle}{\langle \psi_{n_f} | Q(L) | \psi_{m_i} \rangle} \quad (81)$$

где \bar{F} - среднее значение амплитуды состояний ψ_{m_i} с противоположной четностью, которые примешиваются к начальному ядерному состоянию ψ_{n_f} вследствие ядерных сил, нарушающих четность; \bar{R} - среднее значение отношения матричных элементов операторов излучения $Q'(L)$ и $Q(L)$, с противоположной четностью. Остальные обозначения те же, что и ранее. Из формулы (81) видно, что эффекты второй группы экспериментов линейны по F и имеют порядок величины (78).

В выражении (81) примесь состояния с противоположной четностью учтена лишь в начальном состоянии. Учет этой примеси в конечном состоянии очевиден из формы равенства (81).

Ядерные силы, не сохраняющие пространственную четность, приводят к циркулярной поляризации фотонов, испускаемых ^{40}Ca поляризованным ядром:

$$P_f = \frac{2\bar{FR}}{1+\delta^2} \quad (82)$$

где δ^2 - отношение вероятностей излучений, разрешенных правилами отбора по четности.

Другим эффектом проявления не сохраняющих четность ядерных сил являются существование угловой асимметрии испускания неполяризованных фотонов поляризованными ядрами:

$$W(\theta) = 1 + \alpha \cos \theta \quad (83)$$

где θ - угол между вектором поляризации ядра и импульсом

фотона

$$\alpha = P_N \bar{F} \bar{R} \left\{ 3j(j+1) \right\}^{-\frac{1}{2}} F_1(LLj'j) \quad (84)$$

P_N - степень поляризации начального ядра со спином j ,

j' - спин ядра, образующегося после испускания фотона электрического и магнитного типов мультипольности L ,

F_1 - коэффициент угловой корреляции.

Если поляризация ядра осуществляется в результате захвата теплового поляризованного нейтрона со степенью поляризации P_N , тогда

$$\alpha = 2P_N \bar{F} \bar{R} \left\{ j_c(j_c+1) - j(j+1) - \frac{3}{4} \right\} \left\{ 3j(j+1) \right\}^{-\frac{1}{2}} F_1(LLj'j) \quad (85)$$

где j_c - спин захватного состояния. Подробные таблицы числовых значений коэффициентов F_1 содержатся в работе Кутинко и Ридли /76/.

Можно получить простой аналитический вид для этого коэффициента /77/, /78/:

$$F_1(LLj'j) = -\frac{\sqrt{3}}{2} \left\{ L(L+1) + j(j+1) - j'(j'+1) \right\} \left\{ L(L+1) \right\}^{-\frac{1}{2}} \left\{ j(j+1) \right\}^{-\frac{1}{2}} \quad (86)$$

Опишем кратко общую теоретическую схему расчета эффектов несохранения пространственной четности в ядрах. В этих расчетах обычно используется процедура усреднения двухчастичных потенциалов слабого взаимодействия, которые рассматривались в разделах 7-10, по сферическому остоянию нуклонов. При таком усреднении, которое должно учитывать отталкивающую сердцевину в сильном взаимодействии получается эффективный одночастичный потенциал вида \bar{P} /37/, /56/. Далее,

полученный таким способом эффективный одночастичный потенциал используется с различными ядерными моделями в расчетах эффектов ядерных сил, несохраняющих четность. В этом формализме, очевидно, необходим учет как дальнодействующих корреляций (спаривание), так и короткодействующих (учет жесткой отталкивающей сердцевины) /79/.

В связи с той частью расчетов, которая аппелирует к определенным представлениям о структуре ядер, необходимо /2/ сделать следующее замечание. Суть его состоит в том, что модельные ядерные волновые функции, используемые в конкретных расчетах, описывают состояния не нуклонов, а квазичастиц – элементарных возбуждений ядерной ферми-жидкости. Последние, движущиеся в самосогласованном поле, рассеиваются друг на друге. Амплитуда рассеяния квазичастиц существенно отличается от амплитуды рассеяния свободных нуклонов /80/. Как параметры самосогласованного поля, так и амплитуда рассеяния квазичастиц вносятся в теорию в качестве эмпирических данных. Вычисление этих величин для реальных ядер является в настоящее время нерешенной проблемой. Подводя итог сказанному, можно утверждать, что если бы даже гамильтониан слабого взаимодействия нуклонов был известен, его использование для расчета эффектов нарушения пространственной четности в ядрах оставалось бы исключительно сложной задачей. Следует ли считать, что не сохраняющие четность ядерные силы войдут в самосогласованное поле ядра или они проявятся в амплитуде рассеяния квазичастиц? Однозначных ответов на эти вопросы пока не существует.

13. Эффекты усиления слабого взаимодействия нуклонов в ядрах

Можно указать три источника усиления ядерных явлений, обусловленных несохранением четности во взаимодействии между нуклонами:^{/2/}

- 1) кинематическое усиление,
- 2) усиление, связанное со структурными особенностями низких состояний ядер,
- 3) динамическое усиление, обусловленное близостью уровней с противоположной четностью.

I. Кинематическое усиление. Проявление слабого взаимодействия нуклонов в ядерных силах сводится, как мы видели, к тому, что ядерные состояния перестают иметь определенную четность. Вследствие этого, в частности, становится возможным испускание электрического $E(L)$ и магнитного $M(L)$ излучений одинаковой мультипольности L в одном и том же ядерном переходе.

Кинематическое усиление связано с тем обстоятельством, что обычно матричный элемент $M(ML)$ подавлен по сравнению с матричным элементом $M(EL)$ на фактор порядка $\frac{1}{C}$, где C — эффективная скорость нуклона внутри ядра.

Если в отсутствие слабого взаимодействия нуклонов в ядре разрешен только переход магнитного типа, то $|M(EL)| \ll |M(ML)|$ и поэтому эффекты проявления слабых сил в радиационном переходе определяются выражением (8I) с

$$G(L) = M(L), \quad G'(L) = EL$$

$$\bar{FR} = \frac{\bar{F}M(EL)}{M(ML)} \quad (87)$$

Тогда из формулы (87) получаем:

$$\bar{R} \approx \frac{c}{\nu} \quad (88)$$

что для средних и тяжелых ядер по порядку величины близко к 10.

2. Структурное усиление.

Этот эффект существует в том случае, когда процесс, разрешенный в отсутствие слабых сил, подавлен вследствие структурных особенностей, участвующих в переходе состояний ядра. Согласно выражению (81), коэффициент усиления:

$$\bar{R} = \frac{\frac{L}{\hbar} \sum_{m_i} F_{n_f}^{m_i} \langle \psi_{n_f} | Q'(L) | \psi_{m_i} \rangle}{\langle \psi_{n_f} | Q(L) | \psi_{n_i} \rangle} \quad (89)$$

пропорционален отношению матричных элементов переходов из главного состояния $n_i \rightarrow n_f$ и примесного состояния $m_i \rightarrow m_f$. Структурное усиление будет иметь место, если:

$$\left| \frac{\langle \psi_{n_f} | Q'(L) | \psi_{m_i} \rangle}{\langle \psi_{n_f} | Q(L) | \psi_{n_i} \rangle} \right| \gg 1 \quad (90)$$

Точность современных расчетов ядерных матричных элементов радиационных переходов, не подавленных специальными (модельными) правилами отбора, не превышает 10-30% по амплитуде. Это означает, в частности, что если некоторая модель ядра дает для матричного элемента, входящего в знаменатель отношения (90), значение близкое к нулю, а для матричного элемента, входящего в числитель (90) - ненулевое значение,

то в самом деле можно лишь ожидать, что отношение матричных элементов (90) больше, или порядка десятки. Эту оценку можно улучшить, если знаменатель в (90), равный матричному элементу подавленного "регулярного" перехода, известен из эксперимента. Как мы увидим далее, именно такая ситуация имеет место в ядре Ta^{181} .

Заметим, что структурное усиление, и как следствие его неравенство (90), будут иметь место, если матричный элемент, входящий в знаменатель формулы (90) и соответствующий разрешенному переходу – подавлен, а матричный элемент, соответствующий запрещенному по четности переходу (числитель формулы (90)), наоборот – усилен. В легких зеркальных ядрах ($N=Z$) такая ситуация возникает как следствие правил отбора по изотопическому спину. Матричный элемент электрического дипольного перехода между двумя состояниями с $T = 0$ подавлен примерно на два порядка /110/. Вследствие этого, такие переходы сильно запрещены в отсутствие изоспинового смешивания состояний в результате кулоновского взаимодействия и других электромагнитных эффектов /68/. Аналогичным образом матричный элемент магнитного дипольного перехода между состояниями с $T = 0$ подавлен примерно на порядок /III/. Эти результаты могут быть использованы в исследованиях эффектов несохранения четности в ядерных силах и легких ядрах /19, II2/.

3. Динамическое усиление.

В проведенном в этом разделе рассмотрении предполагалось, что амплитуды примеси к данному состоянию состояний с противоположной четностью:

$$\alpha_{n_i}^{m_i} = \frac{1}{F} F_{n_i}^{m_i} = \frac{1}{F} \frac{\langle m_i | V | n_i \rangle}{E_{n_i} - E_{m_i}} \quad (91)$$

меньше или порядка величины единицы. Это предположение, по-видимому, справедливо для низких состояний ядер, но может оказаться неправильным при высоких возбуждениях. Амплитуды примеси (91) могут возрасти из-за уменьшения энергетических знаменателей. Связанное с этим усиление эффектов проявления слабых сил будем называть динамическим усилением. Динамическое усиление может оказаться существенным в области энергий возбуждения ядер порядка 8-10 Мэв, которые реализуются при захвате ядрами тепловых нейтронов.

Оценка верхней границы динамического усиления впервые была выполнена в работе /33/. В несколько иной форме сходный результат может быть получен следующим образом. Во-первых, предположим, что равенство (25) имеет место не только для всего энергетического спектра состояний, то также и для всякой достаточно многочисленной группы уровней. Иными словами, мы предполагаем, что равенство (25) можно заменить приближенным соотношением:

$$F \approx \left\{ \frac{(SPH^2)_{\Delta E}}{(SPH_{st}^2)_{\Delta E}} \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (91')$$

В этом равенстве:

$$(SPA)_{\Delta E} = \sum_{\Delta E} \langle n | A | n \rangle \quad (92)$$

отличается от

$$SpA = \sum_n \langle n | A | n \rangle \quad (93)$$

тем, что суммирование в формуле (92) ведется не по всем уровням N , а только по тем из них, которые расположены в энергетическом интервале ΔE . Если в этом интервале содержится N уровней, то:

$$(SpH^2)_{\Delta E} = \sum_{n=1}^N \sum_m |\langle n | H | m \rangle|^2 \quad (94)$$

В выражении (94) в сумме по m суммирование производится по всем уровням. Если среднее расстояние между уровнями в рассматриваемом интервале ΔE равно D и нас интересует область энергий возбуждения вблизи границы стабильности ядра, то можно написать:

$$(SpH_{st}^2)_{\Delta E} \approx \frac{(\Delta E)^3}{D} \quad (95)$$

Сделаем теперь второе предположение, что среди состояний разной четности особенно эффективно перемешивается друг с другом только ограниченная группа уровней, принадлежащая как бы к одному семейству (например, совокупность состояний, почти вырожденная вследствие какой-нибудь динамической симметрии). Такого рода семейства уровней известны в ядерной физике, их существование приводит к появлению гигантских резонансов. Если интервал ΔE охватывает указанную группу состояний, то равенство (94) может быть заменено соотношением:

$$(Sp H^2)_{\Delta E} \leq \left| \frac{\Delta E}{D} \right|^2 \overline{(\langle n/H/m \rangle)^2}$$

(96)

где черта означает усреднение. Подставив (95) и (96) в равенство (91'), получим

$$\overline{d_m^n} = \frac{1}{F} \overline{F_m^n} = \frac{1}{F} \frac{\{ | \langle n/H/m \rangle |^2 \}}{D}^{1/2} \leq \left| \frac{\Delta E}{D} \right|^{1/2} \quad (97)$$

Для ядер с $A \approx 100$, $D = 20$ эв. в области энергий возбуждения, близких к энергии связи нейтрона. Если принять $\Delta E \approx 0,1+1$ Мэв, что соответствует ширине известных гигантских резонансов, то из выражения (97) получим:

$$\frac{1}{F} \overline{F_m^n} \lesssim 10^2 \quad (98)$$

Эта весьма грубая оценка показывает, что нельзя исключить возможности динамического усиления порядка величины 10^2 .

I4. Ядерные переходы абсолютно запрещенные сохранением четности

Абсолютный запрет по четности в ядерных переходах реализуется лишь для альфа-распада. Как отмечалось в связи с выражением (80), ожидаемое отношение интенсивности запрещенного перехода к разрешенному переходу $R \sim F^2 \lesssim 10^{-12} \div 10^{-14}$. В ядерных переходах практически невозможно наблюдать запрещенную ветвь альфа-распада с относительной интенсивностью 10^{-13} . Однако, существуют ситуации, когда из-за отсутствия близлежащих уровней, или из-за их слабой заселенности в процессе образования данного ядра конкурирующие альфа-переходы

слабы, а конкурирующий гамма-распад уровня, с которого должен идти запрещенный альфа-переход, сильно подавлен. Именно такая ситуация имеет место для альфа-распада состояния 8,88 Мэв (2^-) ядра I^{16}_0 в 0^+ состояние ядра I^{12}_C . Соответствующая схема уровней приведена на рисунке 4. Изотопический спин всех состояний на этой схеме $T = 0$, относительный орбитальный момент $I^{12}_C + \alpha$ равен двум. При бета-распаде I^{16}_N уровень 8,88 Мэв ядра I^{16}_0 заселяется с относительной вероятностью 10^{-2} , а почти единственное состояние в этой схеме 9,58 Мэв, которое распадается разрешенным α -распадом, заселяется с вероятностью порядка 10^{-5} . Относительные вероятности переходов и полная радиационная ширина состояния 8,88 Мэв известны из эксперимента /81/. Заселенность и альфа-ширина состояния 9,58 Мэв также известны (см. рисунок 4). Измерения альфа-ширины запрещенного распада состояния 8,88 Мэв дали $\Gamma_\alpha \leq 1,1 \cdot 10^{-9}$ эв /82/. В настоящий момент имеется сообщение, что обнаружено существование запрещенного альфа-перехода $I^{16}_0 (2^-) \rightarrow I^{12}_C (0^+)$, интенсивность которого соответствует ширине /83/,/84/:

$$\Gamma_\alpha = (0,98 \pm 0,3) \cdot 10^{-10} \text{ eV} \quad (99)$$

В этом исключительно трудном эксперименте зарегистрировано примерно $3 \cdot 10^8$ альфа-частиц разрешенного перехода с энергией 1,9 Мэв. Для того, чтобы на основе (99) получить квадрат среднего значения $|\bar{F}|^2$ амплитуды примеси состояний с противоположной четностью к состоянию 8,88 Мэв (2^-), нужно знать типичную альфа-шину разрешенного перехода с $\ell = 2$ в этой области энергий. Оценки этой ширины, сделанные в работах /85/,/86/ дают $\Gamma_\alpha \approx 6,7$ Кэв. Тогда имеем:

$$|\bar{F}|^2 \lesssim \frac{0,98 \cdot 10^{-13} \text{ keV}}{6,7 \text{ keV}} \approx 1,5 \cdot 10^{-14} \quad (100)$$

Поскольку в процессе альфа-распада изотопический спин не меняется, то существование запрещенного законом сохранения четности альфа распада ядра ^{16}O , может быть следствием только изоскалярной части потенциала слабого взаимодействия между нуклонами.

Обсудим несколько подробнее детали расчетов запрещенного альфа-распада ядра ^{16}O . Вследствие слабого взаимодействия нуклонов к состоянию 8,88 Мэв (2^-) могут примешиваться следующие состояния с противоположной четностью: 6,92 Мэв (2^+); 9,84 Мэв (2^+); и 11,5 Мэв (2^+), которое не указано на рисунке 4. Примесь состояний 0^- с четностью, противоположной четности конечного состояния $^{12}\text{C} + \alpha (0^+)$, пренебрежимо мала, так как они значительно удалены от основного состояния. Состояние 9,84 Мэв (2^+) можно рассматривать как одночастичное сферически-симметрическое /87/-/89/, состояние, в то время как 6,92 Мэв (2^+) и 11,5 Мэв (2^+) – состояния деформированного ядра, принадлежащие различным вращательным полосам /90/,/91/. Вкладом состояния 9,84 Мэв (2^+) в смесь состояний с противоположной четностью можно погнебречь по сравнению с вкладом состояния 11,5 Мэв (2^+), поскольку ширина последнего, как известно из эксперимента, примерно на порядок больше, чем ширина состояния 9,84 Мэв (2^+) /92/.

Расчет ширины $\sqrt{\alpha}$ запрещенного альфа-распада состояния 8,88 Мэв (2^-) производился с различными изоскалярными потенциалами слабого взаимодействия нуклонов и различными потенциалами, описывающими сильное взаимодействие /92/. На рисун-

ке 5 приведены результаты расчетов в модели слабого взаимодействия нуклонов, соответствующей обмену ρ -мезоном /18/. Результаты, качественно совпадающие с результатами рисунка 5, имеют место в модели слабого взаимодействия нуклонов с нейтральными токами /50/, в модели с токами второго рода /55/ и в модели Ли /93/.

Из результатов рисунка 5 следует, что с увеличением радиуса жесткой отталкивающей сердцевины эффект уменьшается. Этот вывод не зависит от конкретной модели слабого взаимодействия нуклонов /92/. Более того, повидимому, все модели слабого взаимодействия, перечисленные выше, по порядку величины согласуются с экспериментальным значением ширины (99). Учет спаривания (дальнодействующих корреляций), повидимому, незначительно меняет величину f_α /92/.

15. Эффекты несохранения пространственной четности

в ^{114}Cd

Измерение Абовым Ю.Г. с сотрудниками /94/ асимметрии вылета фотонов при захвате поляризованных медленных нейтронов ядрами ^{113}Cd явилось первым обнаружением эффекта несохранения четности в ядерных силах. Схема эксперимента состояла в следующем. Тепловые нейтроны, поляризованные методом полного отражения от системы намагниченных кобальтовых зеркал, поглощались ядрами ^{113}Cd . Степень поляризации нейтронов при этом получалась близкой к единице ($P_n \approx 1$). Затем измерялась асимметрия испускания фотонов ядрами ^{114}Cd , образовавшимися в процессе захвата нейтронов:

$$W(\theta) = 1 + \alpha \cos \theta$$

где коэффициент асимметрии для перехода $I^+ \rightarrow 0^+$ с энергией 9,05 Мэв:

$$\alpha = 2 P_n \bar{RF} \quad (101)$$

Выражение (101) получается при подстановке спинов соответствующих состояний в формулы (83)-(86). Величина \bar{RF} в равенстве (101) определяется как:

$$\bar{RF} = \frac{M(MI) M(\tilde{EI})}{M^2(MI) + M^2(\tilde{EI})} \quad (102)$$

где $M(MI)$ и $M(\tilde{EI})$ - матричные элементы (действительные величины в предположении СР-инвариантности) основного (MI) и примесного (\tilde{EI}) переходов.

Для перехода $I^+ \rightarrow 2^+$ с энергией 8,44 Мэв:

$$\alpha = -P_n \bar{RF} \quad (103)$$

где \bar{RF} определяется попрежнему, равенством (102), но с матричными элементами, относящимися к этому переходу. Из выражений (101) и (103) следует, что угловая асимметрия в этих двух переходах, которые довольно близки по энергии, одного порядка величины, но различается знаком. Поэтому на эксперименте необходимо было тщательно выделить первый из переходов с энергией 9,05 Мэв с интенсивностью 10^{-8} от большого количества других переходов, в том числе и от ближайшего перехода с энергией 8,44 Мэв.

Поскольку начальное состояние 9,05 Мэв (I^+) лежит выше энергии отделения нейтрона, то вблизи от этого состояния должно существовать довольно много уровней I^- , которые могут эффективно примешиваться к состоянию I^+ . Выражение (98) содержит оценку величины динамического усиления эффекта в

рассматриваемом случае. Умножая это выражение на фактор кинематического усиления порядка десяти, приближенно равный, согласно (102), отношению одночастичных матричных элементов электрического дипольного к магнитному дипольному излучению, получим окончательно для коэффициента угловой асимметрии (101):

$$\alpha \simeq \bar{F}R \simeq 10^3 F \simeq 10^{-4} \quad (104)$$

где \bar{F} определяется формулой (26).

Первая оценка асимметрии (101) была произведена Хаасом с сотрудниками /95/:

$$\alpha \simeq \bar{F}R \simeq 10^4 \frac{\bar{V}_f}{V_{hard}} \simeq 10^{-3} \quad (105)$$

Ими же был получен отрицательный результат в этом эксперименте.

Более реалистическая оценка асимметрии (101) была произведена Блин-Стойлом /93/:

$$\alpha \simeq \bar{F}R \simeq 10^3 \frac{\bar{V}_f}{V_{hard}} \simeq 10^{-4} \quad (106)$$

Его оценка основана на использовании одночастичной модели гармонического осциллятора. В равенствах (105) и (106) $\frac{\bar{V}_f}{V_{hard}} \simeq 10^{-7}$ отношение одночастичных матричных элементов от потенциалов слабого и сильного взаимодействий нуклонов.

Обсудим подробнее методы расчета эффектов несохранения пространственной четности в ядерных силах. В большинстве расчетов такого рода для описания состояний используется одночастичная модель несферического ядра (модель Нильсона), в которой один нуклон находится в несферической эллипсоидаль-

ной яме, и одночастичный потенциал, несохраняющий четность. Последний получается при усреднении по состояниям остова потенциалов, рассмотренных в раздела 7-10. В результате такого усреднения авторами работ /37/,/56/,/96/ в модели слабого взаимодействия Кабиббо получен следующий одночастичный потенциал, несохраняющий четность:

$$V^{(S.P.)} = G' \vec{\sigma} \vec{p} \left(1 + T^{(3)} \frac{N-2}{A} \right) \quad (107)$$

где

$$G' = \frac{g}{M\sqrt{2}} \left[G_1 (1 + \mu^0) W_p(p) - \frac{fg}{\mu^2} T^{(3)} W_\pi(p) \right] \quad (108)$$

В формуле (108) ρ - плотность нуклонов в ядре, множители W_p и W_π учитывают эффекты короткодействующих корреляций, возникающих вследствие жесткой отталкивающей сердцевины. Остальные обозначения те же, что и в формулах (40), (47), (48).

В расчетах Мак Келлара /56/ учитываются короткодействующие корреляции и для средних значений \bar{W}_p и \bar{W}_π получаются соотношения:

$$\bar{W}_p \approx 0,4 ; \bar{W}_\pi \approx 0,1 \quad (109)$$

В работах /37/,/96/ не учитываются вклады в потенциал, нарушающий пространственную четность, которые возникают от однопионного обмена. Иными словами, в формуле (108) полагается $f = 0$. Авторы работы /97/ при расчете эффектов ядерных сил, не сохраняющих четность, не используют вообще одночастичного потенциала (107), (108), а вместо него берут статический двухчастичный потенциал вида (37). Детали различных методов расчета эффектов несохранения четности в ядерных силах, можно найти в работах /92/,/98/,/100/.

В таблице П приведены экспериментальные и теоретические значения асимметрии испускания неполяризованных фотонов в переходе $I^+ \rightarrow 0^+$ поляризованного ядра ^{114}Cd . Важные вопросы, связанные с фоновыми условиями экспериментов в ^{114}Cd , выбором энергетического интервала регистрации фотонов и т.д. подробно рассматриваются в работе /104/.

Сравнительно недавно появились данные по измерению циркулярной поляризации фотонов (82) в переходе $I^+ \rightarrow 0^+$ неполяризованного ядра ^{114}Cd /105/:

$$P_f = -(6.0 \pm 1.5) 10^{-4} \quad (II0)$$

Как следует из выражения (82), циркулярная поляризация фотонов в случае чистого перехода, каковым и является $I^+ \rightarrow 0^+$ переход, имеет вид:

$$P_f = 2\bar{F}\bar{R} \quad (III)$$

Таким образом, в рассматриваемом переходе угловая асимметрия (IOI), приведенная к 100% поляризации нейтрона, и циркулярная поляризация (III) должны быть численно равны друг другу. Отличие значения (II0) от данных таблицы П по угловой асимметрии примерно в два раза обусловлено тем обстоятельством, что циркулярная поляризация (II0) является суммарной поляризацией фотонов с энергиями 8,45 Мэв ($I^+ \rightarrow 2^+$ переход) и 9,05 Мэв ($I^+ \rightarrow 0^+$ переход), так как в работе /105/ эти два перехода не разделялись по энергиям.

Результат работы /105/ вместе с данными, приведенными в таблице П, указывает на то, что факт существования несохраняющих четность эффектов в $I^+ \rightarrow 0^+$ переходе ^{114}Cd , в настоящее время можно считать твердо установленным.

Из значений асимметрии, приведенных в таблице П, следует, что различные теоретические модели слабого взаимодействия нуклонов удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными, за исключением, повидимому, модели с учетом нейтральных токов /47/,/52/.

16. Циркулярная поляризация фотонов, испускаемых неполяризованными ядрами

В настоящее время эффекты несохранения четности в ядерных силах (кроме явлений, рассмотренных в двух предыдущих разделах) для сложных ядер наблюдались также в следующих ядрах: 1) циркулярная поляризация фотонов в ^{181}Ta , ^{175}Lu , ^{41}K , ^{180m}Hf ; 2) асимметрия в испускании фотонов в ^{180m}Hf .

Кроме этого, существуют данные по асимметрии испускания фотонов поляризованными ядрами ^{203}Tl /106/-/108/ и ^{159}Ta /109/, но мы их здесь рассматривать не будем.

Особенно тщательно несохранение четности в ядерных силах исследовалось в переходе $5/2^+ \rightarrow 7/2^+$ с энергией 482 Кэв в ядре ^{181}Ta . Из эксперимента известны время жизни состояния $5/2^+$ - $1,1 \cdot 10^{-8}$ сек и мультипольный состав излучения ($0,98 E2 + 0,02 M1$). Отсюда следует, что абсолютная вероятность $M1$ излучения равна $2 \cdot 10^6$ сек $^{-1}$, тогда как нормальное значение для этой области энергий и ядер составляет /113/. Таким образом рассматриваемый переход $M1$ подавлен примерно в $3 \cdot 10^6$ раз. Физической причиной этого подавления является то обстоятельство, что согласно оболочечной модели переход $5/2^+ \rightarrow 7/2^+$ в ядре ^{181}Ta сопряжен с изменением орбитального момента нуклона на две единицы, вследствие чего испускание $M1$ фотона одним нуклоном запрещено. Действительно, основное состояние $7/2^+$ и уровень $5/2^+$ с энергией 482 Кэв

можно описать с помощью различных одночастичных состояний последнего протона, движущегося в сфероидальном потенциале. При этом уровень $5/2^+$ характеризуется квантовыми числами $[402, 5/2]$, а основное состояние $7/2^+$ $[404, 7/2]$. Если примесный по четности переход $\tilde{E}1$ ($5/2^- \rightarrow 7/2^+$) не подавлен, то он должен иметь вероятность, равную по порядку величины $\sim 10^{14} - 10^{15}$ сек $^{-1}$. Это означает, что в данном случае:

$$\bar{R} \approx \frac{1}{\tilde{F}} \frac{M(\tilde{E}1)}{M(M1)} \sim 10^4 \div 10^3 \quad (II2)$$

В факторе (II2) учтено также кинематическое усиление (88). Согласно выражению (82) циркулярная поляризация фотонов в этом переходе:

$$P_f = \frac{2M(M1)M(\tilde{E}1)}{M^2(M1) + M^2(\tilde{E}1) + M^2(E2)} \quad (II3)$$

После очевидных преобразований представим (II3) в виде:

$$P_f \approx \frac{2M(\tilde{E}1)}{M(M1)} \frac{1}{(1+\delta^2)} \quad (II4)$$

Где $\delta^2 \approx 44$ отношение вероятностей разрешенных по четности $E2$ и $M1$ переходов.

При $\tilde{F} \sim 10^{-7}$ с учетом формулы (II2) из (II4) следует оценка

$$P_f \approx 10^{-5} \div 10^{-6} \quad (II5)$$

Подробный расчет степени циркулярной поляризации фотонов в рассматриваемом переходе был произведен в работе /II4/. В этой работе полагалось, что не сохраняющие четность ядерные силы входят только в самосогласованное поле и использо-

валась одночастичная модель несферического ядра (один нуклон в несферической эллипсоидальной яме). Для радиальной зависимости потенциала слабого взаимодействия выбиралась зависимость в виде прямоугольной ямы. Далее для оценки величины (II2) использовались экспериментальные данные о коэффициенте внутренней конверсии МI излучения на К-оболочке атома ^{181}Ta . При этом получается результат, аналогичный приведенному в выражении (II5).

В настоящее время наибольшие эффекты несохранения четности в ядерных силах наблюдались в изомерном переходе $8^- \rightarrow 6^+$ ядра ^{180m}Hf с энергией 501 Кэв (см. таблицу III). Схема уровней этого ядра приведена на рис. 7. Рассматриваемый переход является смесью $0,97\text{ E3} + \text{M2}$; примесным является $\tilde{\text{E2}}$ переход. В электромагнитных переходах аксиально-симметричных ядер сохранение квантового числа K, которое определяет проекцию полного момента на ось симметрии ядра, можно рассматривать как дополнительное правило отбора. В общем случае, при учете переходов между разными вращательными полосами энергии, при испускании излучения мультипольности L изменение K должно удовлетворить неравенству $\Delta K \leq L$. Как легко видеть, переход с энергией 501 Кэв не удовлетворяет этому требованию ($\Delta K = 8, L = 2,3$), поэтому он является K-запрещенным. Вследствие этого переход с энергией 501 Кэв сильно подавлен: фактор подавления M2 излучения равен $5 \cdot 10^{14}$ и E3 излучения — $1,6 \cdot 10^9$ по отношению к интенсивностям соответствующих излучений, которые получены в одночастичной модели оболочек Вайскопфом /II3/. Однако, как показано в работе /37/, матричный элемент от эффективного гамильтониана слабого взаимодействия нуклонов между состояниями с противоположной четностью 3^+ и 8^- ,

которые смешиваются не сохраняющими четность ядерными силами, в свою очередь является К-запрещенным. Этот матричный элемент, согласно равенствам (79) и (81), определяет величину эффектов несохранения четности в слабом взаимодействии. Таким образом, К-запрет с одной стороны приводит к усилению эффектов слабого взаимодействия нуклонов, подавляя регулярные переходы M2 и E3, а с другой стороны он уменьшает эти эффекты, так как амплитуда примеси состояния с противоположной четностью также оказывается подавленной.

Циркулярная поляризация фотонов в рассматриваемом переходе неполяризованного ядра ^{180m}Hf определяется интерференцией только электрического и магнитного излучений одной мультипольности:

$$P_f \approx \frac{2M(\tilde{E}2)}{M(M2)} \cdot \frac{1}{1+\delta^2} = \frac{2\bar{R}\bar{F}}{1+\delta^2} \quad (II6)$$

где $\delta^2 = (36 \pm 1)$ – отношение интенсивностей E3 и M2 излучений. Асимметрия испускания фотонов поляризованным ядром определяется интерференцией M2, $\tilde{E}2$ и E3, $\tilde{E}2$ излучений:

$$\alpha \approx (\alpha \frac{M(\tilde{E}2)}{M(M2)} + \beta \delta \frac{M(\tilde{E}2)}{M(M2)}) \frac{1}{1+\delta^2} \quad (II7)$$

где α и β – корреляционные коэффициенты, зависящие от спинов состояний и мультипольностей переходов ($\alpha \approx \beta \delta \approx 1$). Используя равенства (II6) и (II7) и экспериментальные значения циркулярной поляризации и асимметрии вылета фотонов, можно независимым образом определить отношение матричных элементов $M(\tilde{E}2)/M(M2)$ из этих данных /I27/, /I28/, /I32/. Это отношение, определенное из данных по циркулярной поляризации

фотонов, равно $(5,2 \pm 0,8) \cdot 10^{-2}$, в то время как то же отношение, полученное из экспериментальных данных по асимметрии испускания фотонов равно $(3,8 \pm 0,7) \cdot 10^{-2}$ /132/. Итак, величины отношений матричных элементов $\tilde{E}2$ и $M2$ излучений, полученные из различных экспериментальных данных, хорошо согласуются между собой. Кроме того, из результатов обоих типов экспериментов можно сделать вывод, что величина отношения матричных элементов $\tilde{M}(E2)/\tilde{M}(M2)$ представляется очень большой, если учесть слабость ядерных сил, не сохраняющих четность. Из выражения (III6) и экспериментального значения циркулярной поляризации, в частности, следует, что $\bar{F} \approx 3 \cdot 10^{-11}$, $\bar{R} \approx 10^8$ /127/. Эти значения, в свете вышеуказанного о влиянии К-запрета на эффекты слабого взаимодействия нуклонов и вероятности радиационных переходов, представляются понятными по порядку величины.

Область средне-тяжелых ядер, с точки зрения эффектов несохранения четности в ядерных силах, исследована пока крайне слабо. Единственным изученным случаем является $M2$ переход $7/2^- \rightarrow 3/2^+$ (примесь $E2$) с энергией 1293 Кэв в ^{41}K . В отличие от тяжелых ядер ^{41}K является сферическим ядром.

Расчет циркулярной поляризации фотонов в этом переходе производился на основе модели оболочек /98/ и в теории конечных ферми-систем /80/, /115/, /116/. В теории конечных ферми-систем введение слабого взаимодействия нуклонов приводит к появлению трех типов феноменологических универсальных (то есть не зависящих от конкретного ядра), поправок, нарушающих четность: 1) поправки к эффективному двухчастичному взаимодействию, 2) поправки к одночастичному эффективному потенциалу, 3) поправки к эффективным зарядам квазичастиц.

В работах /II5/, /II6/ показано, что, в частности, слабое взаимодействие квазичастиц в ядре может существенно отличаться от пустотного слабого взаимодействия нуклонов. В работах /33/, /37/, /97/, /II7/, /II8/ слабое двухчастичное взаимодействие в ядре выбиралось в форме пустотного взаимодействия (60). Такой выбор соответствует в терминах квазичастиц учету добавки к полной амплитуде взаимодействия квазичастиц, которая не универсальна и может меняться от ядра к ядру.

В таблице III приведены экспериментальные и теоретические значения эффектов несохранения четности в ядрах, которые были рассмотрены в данном разделе. В таблице IV содержатся результаты последних расчетов циркулярной поляризации в ^{181}Ta и ^{175}Lu (переход с энергией 396 КэВ) /I35/.

Из таблицы III следует, что различные предположения о виде потенциала слабого взаимодействия нуклонов приводят в общем к различным теоретическим результатам, хотя при этом в расчетах существуют большие неопределенности.

В работе /I35/ циркулярная поляризация фотонов, испускаемых ядрами ^{181}Ta и ^{175}Lu , была рассчитана в модели Нильссона с использованием потенциалов слабого взаимодействия нуклонов, соответствующих обмену пионом (47) и ρ -мезоном (48). Основные состояния ядер рассматривались в этом расчете как одночастичные протонные состояния, остальные нуклоны заполняли нильссоновские оболочки ядер. В качестве примесных по четности состояний учитывались нечетные протонные состояния оболочек с $N = 3$ и 5. Учет спаривания в виде примеси $2p - 1h$ состояний приводит к значительному уменьшению циркулярной поляризации, как следует из результатов таблицы IV. Учет эффектов жесткой отталкивающей сердцевины (короткодействующие

корреляции) также значительно уменьшает циркулярную поляризацию, которая обусловлена вкладом ρ -мезонного потенциала слабого взаимодействия нуклонов. В таблице IУ величины P_π определяются так, что они соответствуют выбору положительного знака f . На самом деле знак f неизвестен и такой выбор приводит к поляризации P_ρ , которая имеет тот же знак, что и поляризация, полученная на эксперименте. С этой точки зрения знак теоретической поляризации P_ρ является неправильным, так как он противоположен знаку поляризации, полученной на опыте. В расчетах поляризаций в качестве эффективного заряда нуклона выбиралась величина $e_{eff} = \frac{eN}{A} \approx 0,6e$. Поскольку относительный знак \mathcal{E} матричного элемента регулярного EI перехода в ^{175}Lu неизвестен, то он был оставлен в качестве свободного параметра теории. Из результатов таблицы IУ следует, что учет спаривания и корреляций на малых расстояниях значительно уменьшает величину эффектов ядерных сил, не сохраняющих четность. Это уменьшение почти целиком определяется ρ -мезонным потенциалом (48).

Мы не останавливались здесь на описании экспериментальной методики, с помощью которой были получены результаты, приведенные в таблице III. Это, по нашему мнению, лучше всего сделать по оригинальным работам, на которые приведены ссылки.

I7. Эффекты несохранения четности в легких ядрах

Теоретическая интерпретация эффектов несохранения четности в сложных ядрах, как следует из сказанного ранее, затруднена неопределенностями, связанными с использованием довольно грубых ядерных моделей и заменой первоначального двухчастичного потенциала слабого взаимодействия – одночас-

тичным эффективным потенциалом (I07) в результате операции усреднения по состояниям нуклонного остова.

В связи с этим, можно надеяться, что исследование эффектов несохранения четности в легких ядрах должно обладать рядом преимуществ по сравнению с тяжелыми ядрами. Этот вывод основывается на следующем:

I. Теоретическое описание структуры легких ядер является более адекватным.

2. В легких ядрах мы можем иметь дело с исходным двухчастичным потенциалом слабого взаимодействия, а не эффективным одночастичным.

3. В легких ядрах существует возможность отделения вклада изоскалярной и изотензорной частей от вклада изовекторной части потенциала слабого взаимодействия.

Некоторые из экспериментальных и теоретических исследований по поиску эффектов несохранения четности в легких ядрах уже проведены. Так, измерялась асимметрия вылета фотонов при захвате поляризованного нейтрона дейtronом ($n+d \rightarrow ^3H + \gamma$) /I36/:

$$\alpha = (0,78 \pm 1,55) \cdot 10^{-4} \quad (II8)$$

Теоретическая оценка этой асимметрии и циркулярной поляризации фотонов при захвате неполяризованных нейтронов в приближении нулевого радиуса действия ядерных сил получены в работе /I37/ в теории слабого взаимодействия Кабибо:

$$P_\gamma \sim 10^{-6} \div 10^{-7}; \quad \alpha \sim 10^{-6}$$

В этом процессе, как в асимметрии, так и в циркулярной поляризации фотонов дают вклад изоскалярная и изовекторная части потенциала, не сохраняющего четность.

Значительный интерес с точки зрения выяснения изотопической структуры слабого взаимодействия нуклонов представляет исследование процесса $n + p \rightarrow d + \gamma$ или обратного ему процесса /I37/-/I46/. Можно показать, что асимметрия вылета фотонов при захвате поляризованных нейтронов зависит только от изовекторной, и циркулярная поляризация фотонов при захвате неполяризованных нейтронов – только от изоскалярной части потенциала слабого взаимодействия нуклонов.

Для того, чтобы получить эти результаты, рассмотрим матричный элемент процесса $n + p \rightarrow d + \gamma$. В случае тепловых нейтронов захват происходит только в S -состояниях системы (np), поэтому матричный элемент имеет вид /4/,/I39/,/I42/,/I43/:

$$M = A [{}^1S_0(T=1) \xrightarrow{M_1} {}^3S_1(T=0)] + \\ + F_1 \alpha_1 [{}^3S_1(T=0) \xrightarrow{\tilde{EI}} {}^3P_1(T=1)] + \\ + F_0 \alpha_0 [{}^1S_0(T=1) \xrightarrow{\tilde{EI}} {}^1P_1(T=0)] \quad (II9)$$

где A – амплитуда разрешенного по четности МИ перехода; α_0, α_1 – амплитуды примесного \tilde{EI} перехода, индексы 0 и 1 указывают изотопический спин примесных состояний в дейтроне. Поскольку изотопический спин дейтрана равен нулю, то эти индексы одновременно указывают на изменение изотопического спина, которое обусловлено ядерными силами, не сохраняющими четность.

Циркулярная поляризация фотонов при захвате неполяризованных нейтронов возникает в результате когерентных вкладов возможных конечных состояний. Так как вклады начальных состояний 1S_0 и 3S_1 некогерентны, то интерференция различных

частей матричного элемента (II9), приводящая к P_f , есть интерференция конечных 3S_1 и 1P_1 состояний, так что:

$$P_f \approx F_0 \alpha_0 / A \quad (I20)$$

Из выражения (I20) следует, что, поскольку $P_f \sim \alpha_0$, то вклад в P_f дает только изоскалярная часть потенциала слабого взаимодействия. В случае захвата поляризованного нейтрона вклады конечных состояний 3S_1 и 1P_1 некогерентны и поэтому в асимметрию α дает вклад интерференция амплитуд A и α_1 :

$$\alpha \approx F_1 \alpha_1 / A \quad (I21)$$

Как следует из формулы (I21) вклад в асимметрию дает только изовекторная часть не сохраняющих четность ядерных сил. Ранние оценки, проведенные в работе /I39/ в рамках теории слабого взаимодействия Кабиббо давали:

$$\begin{aligned} P_f &\approx 10^{-6} \div 10^{-7} \\ \alpha &\approx 10^{-8} \end{aligned} \quad (I22)$$

Такие малые значения эффектов слабого взаимодействия нуклонов в рассматриваемом процессе объясняются тем, что усиление отсутствует, так как разрешенный по четности МП переход не подавлен какими-либо правилами запрета. В новой работе /I42/ получены следующие значения:

$$\begin{aligned} P_f &= 1,8 \cdot 10^{-8} \\ \alpha &= 4 \cdot 10^{-9} \end{aligned}$$

Малая величина эффектов (I23) по сравнению с (I29) обусловлена, повидимому, компенсацией членов в P_f , имеющих порядок величины 10^{-7} , и использованием более точных волновых

функций. В работе /I42/ предложен подход к задаче об определении Р-нечетной части амплитуды нуклон-нуклонного рассеяния, который отличается от стандартного подхода. Предполагается, что диаграммы одномезонного обмена определяют не слабый нуклон-нуклонный потенциал (как обычно считается), а скачок Р-нечетной амплитуды, рассматриваемой как аналитическая функция энергии на левом разрезе. В настоящее время нельзя ответить на вопрос о том, какой из двух подходов - вычисление с помощью различных диаграмм нуклон-нуклонного потенциала слабого взаимодействия или вычисление скачка амплитуды на левом разрезе из одномезонной диаграммы является более правильным.

Экспериментальное значение циркулярной поляризации равно /I47/:

$$P_f = -(1,30 \pm 0,45) \cdot 10^{-6} \quad (I24)$$

Поскольку запрещенный по четности альфа-распад ядра I_{60} , как отмечалось ранее, обусловлен изоскалярной частью слабого взаимодействия нуклонов, то в хорошем согласии данных опыта и результатов расчета для I_{60} и несогласии примерно на два порядка результатов (I23) и (I24) можно усматривать определенное противоречие. При этом, однако, следует иметь в виду сравнительно слабую зависимость расчетов в случае ядра I_{60} от радиуса отталкивающей сердцевины. Можно поставить вопрос, что мог бы дать учет других диаграмм, кроме ρ -мезонной, таких как, например, χ -мезонная, при расчете циркулярной поляризации (I23).

В разделе 7 было показано, что если нуклоны находятся на массовой поверхности, то изовекторный однопионный потенциал слабого взаимодействия нуклонов определяется только не-

сохраняющим странность адронным током (30). Для нуклонов вне массовой поверхности (связанные в ядрах нуклоны) однопионный потенциал слабого взаимодействия может возникать из нуклонного тока (29), сохраняющего странность /I48/. Изоскалярная часть этого потенциала и приводит к дополнительному (по отношению к вкладу потенциала, обусловленного обменом ρ -мезоном) вкладу в циркулярную поляризацию. Хотя эффективная константа этого потенциала содержит фактор, учитывающий сход с массовой поверхности, $\bar{V}_{hard}/M \simeq 4 \cdot 10^{-2}$ (где \bar{V}_{hard} — среднее значение ядерного потенциала), вклад его может оказаться сравнимым с вкладом ρ -мезонного потенциала из-за дальнодействующего характера этого однопионного потенциала.

Для объяснения расхождения экспериментального (I24) и теоретического (I23) значений циркулярной поляризации в работе /I49/ была предпринята попытка учесть вклад обменных токов в ядерные силы, не сохраняющие четность. При этом для циркулярной поляризации найдено $\beta \simeq 10^{-9}$, а для асимметрии $\alpha \simeq 10^{-9}$, что по порядку совпадает со значением асимметрии (I23), полученной другим способом.

В работах /I50/, /I51/ с использованием теоремы Сигерта показано, что для разрешенных по четности Е1 переходов эффекты обменных токов, соответствующие испусканию фотона из внутренней пионной линии диаграммы уже учтены в расчетах примесей состояний с другой четностью. Малая величина циркулярной поляризации получена также в работе /I52/. В работах /I43/, /I44/ с использованием техники дисперсионных соотношений и алгебры токов, показано, что $(NN\rho)$ вершинная часть с учетом сильных взаимодействий пропорциональна Gm^2 , где

m - масса, на которой происходит обрезание, она не зависит от сильных взаимодействий и определяется структурой слабого адрон-адронного взаимодействия. Масса m рассматривается как свободный параметр в этой теории и определяется из сравнения с экспериментальным значением циркулярной поляризации (I24). При этом получается величина $m \approx 10$ Гэв. Подводя итог вышесказанному, можно отметить, что вопрос о расхождении теоретического и экспериментального значений циркулярной поляризации в процессе $n + p \rightarrow d + \gamma$ в настоящее время остается открытым.

Вклад изовекторной части потенциала слабого взаимодействия нуклонов можно отделить от вкладов других частей этого потенциала, исследуя на опыте циркулярную поляризацию фотонов в электромагнитных переходах зеркальных ядер. Как отмечалось в разделе I8 при обсуждении структурного усиления, матричный элемент EI перехода между состояниями с $T = 0$ подавлен примерно на два порядка, а матричный элемент MI перехода подавлен на порядок /I9/.

В качестве таких переходов могут служить EI переход в ядре ^{18}F с энергией 1,08 Мэв ($0^- \rightarrow 1^+$) в основное состояние и EI переход в ядре ^{10}B с энергией 4,39 Мэв ($2^- \rightarrow 1^+$) из состояния 5,II Мэв в состояние 0,72 Мэв. В обоих случаях примесь других состояний с $T = 0$, как показано в работе /II2/, дает пренебрежимый вклад в циркулярную поляризацию фотонов, так что соответствующие эффекты оказываются чувствительными к V_{π} . В ядре ^{18}F рядом с уровнем 0^- , $T = 0$ с энергией 1,08 Мэв находится уровень 0^+ , $T = 1$ с энергией 1,04 Мэв. Близость этого уровня с другой четностью может усилить примесный MI переход, если несохраняющие четность ядерные силы

имеют значительную изовекторную компоненту. В противном случае это усиление будет мало. Возможно, что аналогичная ситуация имеет место и для уровня $5,11$ Мэв 2^- , $T = 0$ в ядре $^{10}_B$, вблизи которого имеется уровень 2^+ , $T = 1$ с энергией $5,16$ Мэв. Оценки степени циркулярной поляризации фотонов, выполненные для этих случаев в рамках теории слабого взаимодействия Кабибо, дают:

$$P_f = F_1 R_1 \approx 10^{-5}$$

Та же величина с учетом нейтральных токов равна:

$$\beta \approx 2 \cdot 10^{-4}$$

Следует заметить, что обсуждаемые эксперименты являются трудными. Тем не менее, информация, которую они могут дать, столь значительна, что эти опыты заслуживают самого серьезного внимания.

Значительные эффекты усиления, как показано в работах /I53/, /I54/, можно ожидать также и в том случае, когда несохранение четности во взаимодействии нуклонов связано с процессом резонансного рассеяния, который идет с образованием смешанного по четности состояния. В работах /I53/, /I54/ рассмотрена циркулярная поляризация фотонов, испускаемых возбужденными ядрами, которые образуются в процессе неупругого рассеяния частиц. При этом показано, что эффекты усиления слабого взаимодействия нуклонов могут достигать порядка величины 10^3 .

18. Заключение

Итак, из всего изложенного следует вывод, что в настоящее время можно считать экспериментально установленным существование ядерных сил, не сохраняющих четность. Порядок величины этих сил $10^{-6} - 10^7$ по отношению к сильному взаимодействию адронов. Экспериментальные величины эффектов, обусловленных не сохраняющими четность ядерными силами, в принципе согласуются с теоретическими результатами, полученными в ток-токовой теории слабого взаимодействия Кабибо. Если предположить, что используемое в рассматриваемых явлениях описание ядерной структуры является адекватным, то эффекты слабого взаимодействия нуклонов могут быть поняты без привлечения гипотезы о нейтральных токах. В связи с этим заметим, что \mathcal{S} - инвариантная теория слабого взаимодействия Сэргре также приводит к результатам, которые согласуются с экспериментальными значениями эффектов слабого взаимодействия нуклонов /155/, /3/, /4/.

Из других моделей слабого взаимодействия не ток-токовой структуры, повидимому, представляет интерес перенормируемая модель слабого взаимодействия /156/, которая в пределе малых энергий сводится к обычной ток-токовой схеме для лептонных и лептон-адронных процессов, но существенно отличается от ток-токовой схемы для нелептонных слабых взаимодействий. В этой модели, в предположении перенормируемости сильного взаимодействия, не сохраняющие четность ядерные силы пропорциональны сходу нуклонов с массовой поверхности. При этом они имеют порядок величины /157/:

$$F \approx GM \bar{V}_{hard} \approx 4 \cdot 10^{-7}$$

Существует также ряд других работ /I58/,/I59/, в которых строится потенциал ядерных сил, не сохраняющих четность.

Поскольку теория слабого взаимодействия Кабиббо, и теория Сэгре содержат как представления 27, так и представление 8, то согласие их с экспериментом может означать, что подавление представления 27 является скорее следствием механизма октетного усиления, чем прямым свойством гамильтониана слабого взаимодействия адронов. Этот результат, конечно, основывается на предположении, что использованные ядерные модели являются адекватными.

Очень важную информацию об изотопической структуре слабого взаимодействия адронов дают эксперименты на легких ядрах. В легких ядрах, повидимому, существует больше оснований, предполагать, что эффекты ядерной структуры учитываются правильно.

В тяжелых ядрах расчеты, выполненные в последнее время, имеют явную тенденцию к уменьшению величины эффектов слабого взаимодействия нуклонов /98/,/I35/. Повидимому, эта тенденция позволила Вилкинсону /I60/ сделать вывод об определенном несогласии результатов расчета эффектов слабого взаимодействия в тяжелых ядрах /98/,/I35/ с экспериментальными данными. Если результаты этих расчетов окажутся правильными, то несохраняющие четность ядерные силы могут оказаться тем эффектом, с помощью которого можно исследовать такие тонкие явления в ядрах, как корреляции между нуклонами.

Теоретические исследования этих явлений, повидимому, только начинаются.

Таблица I

Правила отбора по четности для электромагнитных переходов ядер

Четности P_a и P_b	E L -переход	M L -переход
Однаковы	L -четно	L -нечетно
Различные	L -нечетно	L -четно

Таблица П

Экспериментальные и теоретические значения асимметрии
 (101) в ^{114}Cd *)

$\alpha_{exp} \cdot 10^4$	Ссылки	Теоретический потенциал (107)	$\cdot 10^4$	Ссылки
$1,2 \pm 7,8$	/95/	$W\rho = 1, g = 0$	± 6	/37/, /95/
$-(3,7 \pm 0,9)$	/94/	$W\rho = 0,4; W_x = 0,1$ $g = 4,2 \cdot 10^{-8}$	± 2 ± 3	/56/ /56/
$-(3,5 \pm 1,2)$	/101/	$W\rho = 0,4; W_x = 0,1$ $(\text{нейтральные токи})$ /50/ $j = 8 \cdot 10^{-7}$)	± 8 ± 10	/47//52/
$-(2,5 \pm 2,2)$	/102/			
$-(2,5 \pm 0,9)$	/103/			

*) Два значения α_{th} , объединенные фигурной скобкой, соответствуют двум различным знакам относительных вкладов от π и ρ -мезонного обмена в потенциале ядерных сил, не сохраняющих четность.

Таблица III

Экспериментальные и теоретические значения эффектов несохранения
четности в ядрах ^{181}Ta , ^{175}Lu , ^{41}K , ^{180m}Hf /4/

Ядро, переходы	$\rho_f^{\text{exp}} \cdot 10^6$	Ссылки	Параметры теоретического потенциала (107)	ρ_f^{th} $\cdot 10^6$	Ссылки
^{181}Ta	$-(6,1 \pm 0,7)$	/120/	$W_{\rho} = 1; \quad g = 0$	-60 ± 30	/114/
482 КэВ	$-(3,8 \pm 1,2)$	/121/	$W_{\rho} = 0,4; \quad W_{\pi} = 0,1$ $g = 4,2 \cdot 10^{-8}$	-20 ± 10	/56/
	$-(4,1 \pm 1,3)$	/122/	$W_{\rho} = 0,4; \quad W_{\pi} = 0,1$ $g = 4,2 \cdot 10^{-8}$	-30 ± 10	
	$-(9 \pm 6)$	/123/	$W_{\rho} = 0,4; \quad W_{\pi} = 0,1$ $g = 4,2 \cdot 10^{-8}$	80 ± 10	
	$-(13 \pm 7)$	/124/	$g \approx 8 \cdot 10^{-7}$ (нейтральные токи)	$-(100 \pm 50)$	/4/
	$-(32 \pm 8)$	/125/	Однопаронный потенциал (47)		
	$-(21 \pm 11)$	/126/	$g = 4,2 \cdot 10^{-8};$ с нейтраль- ными токами $g = 8 \cdot 10^{-7}$	$-0,8$ $-15,5$	/99/
175	20 ± 30	/127/	$W_{\rho} = 0,4; \quad W_{\pi} = 0,1$ $g = 4,2 \cdot 10^{-8}$	-10 ± 5 -15 ± 10	/56/
343 КэВ					
175	45 ± 10	/120/	$W_{\rho} = 0,4; \quad W_{\pi} = 0,1$ $g = 4,2 \cdot 10^{-8}$	$\pm(30 \pm 20)$	/56/
396 КэВ	62 ± 8	/121/	$W_{\rho} = 1; \quad g = 0$	$\pm(90 \pm 60)$	/37

Ядра, переходы	$\beta_{\text{exp.}} \cdot 10^6$	Ссылки	Параметры теоретического потенциала (107)	$\rho_{\text{th.}} \cdot 10^6$	Ссылки
4I _K	19 ± 3	/129/		$6 + 20$	/116/
1293 КэВ	20 ± 4	/130/	Модель Нильссона с отталкивающей сердцевиной: O, S-2		/100/
180 ^m Hf	$\beta_{\text{exp.}} \cdot 10^3$		Модель оболочек $P \gamma \lesssim 2 \cdot 10^{-3}$		/134/
501 КэВ	$-(2,8 \pm 0,45)$ $-(2,6 \pm 0,4)$	/131/ /132/			
	$\alpha \cdot 10^2$				
	$-(1,49 \pm 0,25)$ $-(1,66 \pm 0,18)$	/133/			

Два значения $\rho_{\text{th.}}$ (пятая колонка таблицы), полученные в работе /56/, относятся соответственно к положительным и отрицательным величинам γg в формуле (107).

Таблица IV

Циркулярия поляризация фотонов в ^{181}Ta и ^{175}Lu ,
полученная в модели Нильссона в работе /135/

Ядро переход	$\rho^{\text{th}} \cdot 10^6$	Модель Нильссона	Модель Нильссона со спариванием	
			без короткодействующих корреляций	с короткодействующими корреляциями
^{181}Ta	$P_{\pi} \cdot 10^6$	- 1,6	- 0,26	$\sim - 0,26$
482 Кэв	$P_P \cdot 10^6$	10,8	1,66	$\sim 0,17$
^{175}Lu	$P_{\pi} \cdot 10^6$	$2,7\varepsilon$	$2,4\varepsilon$	$\sim 2,4\varepsilon$
396Кэв	$P_P \cdot 10^6$	-35,5 ε	-30,6 ε	$\sim -3\varepsilon$

ε - относительный знак матричного элемента регулярного EI перехода.

- I. Okun L.B. Comm. Nucl. Part. Phys., 1 (1967) 181
 2. Шапиро И.С. УФН 95 (1968), 647.
 3. Blin-Stoyle R.J. Topical Conference on Weak Interactions. Geneva 14-17 January, p. 495.
 4. Henley E.M. Ann. Rev. on Nuclear Sci., 19 (1969) 367.
 5. Hamilton W.D. Progr. in Nucl. Phys., 10 (1969) 1.
 6. McKellar B.H.J. Proc. of the Third Intern. Conf. on High Energy Physics and nuclear structure, New York City, 8-12 Sept. 1969.
 7. Лобашев В.М. Proc. of the IV Intern. Conf. on High Energy Physics and Nuclear structure, Dubna, USSR, 7-11 Sept., 1971, p. 507
 8. Vihor Mau N. Report at the Symposium on nucleons and Weak Interactions, Zagreb-Yugoslavia, July 1971.
 9. Wigner E.P. Z. Physik 43 (1927) 624; Nachr. Acad. Wiss. Goettingen, Math.-Phys., K1. 1 (1927) 375
 10. Blatt J. M., Weisskopf V.F. Theoretical Nucl. Physics, Wiley, New York, 1952, Appendix B, Chap. 10.
- II. Ахиезер, Берестецкий В.Б. Квантовая электродинамика.
Изд. Наука, Москва 1969 г., стр. 351.
12. Lee T.D., Wu C.S. Ann. Rev. Nucl. Sci., 15 (1965) 382.
 13. Adler S.L., Dashen R.F. Current Algebras, Benjamin Publ. Co. New York, 1968.
 14. Cabibbo N. Proc. of the 1966 Berkeley Conf. on High Energy Physics, Berkeley, California.

15. Dashen R., Frautschi S.C., Sharp D.H. *Phys. Rev. Lett.*, 13 (1964) 777.
16. Dalitz R.H. *Intern. Conf. on Fundamental Aspects of Weak Inter.* Brookhaven, 1963.
17. Газиорович С. *Физика элементарных частиц.* Изд. Наука, Москва, 1969.
18. Cabibbo N. *Phys. Rev. Lett.* 10 (1963) 531.
19. Bell-Mann M., Ne'eman Y. *The Eightfold Way,* New York, Benjamin Inc., 1964 p. 254.
20. Боголюбов Н.Н. "Физика высоких энергий и теория элементарных частиц", Киев, 1967.
21. Окунь Л.Б. Слабое взаимодействие и унитарная симметрия. Препринт ИТЭФ № 287, Москва, 1964 г.
22. Christensen J.H., Cronin T.W., Fitch V.L., Tarlay R., *Phys. Rev. Lett.*, 13 (1964) 138.
23. Steinberger J. *Proc. of the CERN Topical Conf. on Weak Interactions.* Geneva, 1969, p. 293.
24. Bjorken J.D., Drell S.D. *Relativistic Quantum Mechanics,* New York, 1964.
25. Carlson C. *Phys. Rev.*, 152 (1966) 1433.
26. Wolfenstein L. *Phys. Rev. Lett.*, 13 (1964) 562.
27. Lee T.D., Wolfenstein L., *Phys. Rev.* 138 (1965) B1490
28. Nishijima K., Swartz L.J. *Nucl. Phys.*, B3 (1967), 553, 565.
29. Das T. *Phys. Rev. Lett.*, 21 (1968) 409.
30. Okubo S. *Ann. Phys. (N.Y.)* 49 (1968) 219.
31. Eisenbud E., Wigner E.P. *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.* 27 (1941) 281.
32. Okubo S., Marshar R.B. *Ann. Phys. (N.Y.)* 4 (1958) 166.

33. Blin-Stoyle R.J. *Phys. Rev.* 118 (1960) 1605.
34. Herczeg P. *Nucl. Phys.* 48 (1963) 263.
35. Herczeg P. *Nucl. Phys.* 75 (1966) 655
36. Шапиро И.С. Препринт Р-3442, изд. Дубна ОИЯИ (1967).
37. Michel. *Phys. Rev.* 113 (1964) 8329
38. Barton C. *Nuovo Cim.* 19 (1961) 512.
Fischbach E. *Phys. Rev.*, 170 (1968) 1398.
39. Lee T.D., Yang C.N. *Nuovo Cim.*, 3 (1956) 749.
40. Goebel C. *Phys. Rev.* 103 (1956) 258
41. Ли Ц., Ву Ц. Слабые взаимодействия. Изд. Мир, Москва, 1968 г.
42. Бергстейн Дж. Элементарные частицы и их токи. Изд. Мир, Москва 1970 г.
43. McKellar B.H.J. *Phys. Lett.*, 26B (1967) 107.
44. Suzuki M. *Phys. Lett.* 15 (1965) 986.
45. Sugawara H. *Phys. Rev. Lett.* 15 (1965) 870, 997.
46. Fischbach E. *Phys. Rev.*, 170 (1968) 1398.
47. Tadic D. *Phys. Rev.*; 174 (1968) 1694.
48. Schwinger J. *Phys. Rev. Lett.*, 12 (1964) 630.
49. Lee B.W., Swift A.R. *Phys. Rev.* 136 (1964) B228.
50. d'Espagnat B. *Phys. Lett.*, 7 (1963) 209.
51. Oakes R. *J. Phys. Rev. Lett.* 20 (1968) 1539.
52. McKellar B.N.J. *Phys. Rev. Lett.* 21 (1968) 1822.
53. Fischbach E., Trabert K. *Phys. Rev.* 174 (1968) 1843.
54. Christensen C.J., Nielsen A., Bahnsen A., Braun W.K., Kustad B.M. *Phys. Lett.* 26B (1967) 11.
55. Blin-Stoyle B.J., Herczeg. *Phys. Lett.*, 23 (1966) 376; *Nucl. Phys.* B5 (1968) 291.
56. McKellar B.H.J. *Phys. Rev. Lett.* 20 (1968) 1542.

57. Gell-mann M., Zachariasen F. Phys. Rev. 124 (1961) 853.
58. Kroll N. M., Lee T. D., Zumino B. Phys. Rev. 157 (1957) 1376.
59. Lee T. D., Weinberg S., Zumino B. Phys. Rev. Lett. 18 (1967) 1029.
60. Lee T. D., Zumino B. Phys. Rev. 163 (1967) 1667.
61. Ошевецкий В.И., Полубаринов И.В. ЖЭТФ 41 (1961), 247.
62. Lacaze R. Nucl. Phys. 84 (1968) 657.
63. Weinberg S., Phys. Rev. 112 (1958) 1375.
64. Huffaker J. N., Creuling E. Phys. Rev. 132 (1963) 738.
65. Blin-Stoyle R. J., Rosina M. Nucl. Phys. 70 (1965) ³²¹.
66. Fujii A., Ohtsuka H. Письм. Сим. 42 (1966) 109.
67. Лобов Г.А., Гореславский С.П., Ломоносова Т.А. Ядерная физика 6 (1967), 1029.
68. Лобов Г.А. Известия АН (серия физич.) 96 (1972) 881.
69. Cabibbo N. Phys. Lett. 12 (1964) 137; Wolfenstein L., Henley G. M. Phys. Lett. 36B (1971) 28.
70. Лобов Г.А. Ядерная физика, 2 (1965) 716.
71. Wilkinson D. H. Phys. Lett. 31B (1970) 447.
72. Wilkinson D. H., Alburger D. E. Phys. Rev. Lett. 26 (1971) 112.
73. Лисин В.И., Лобов Г.А. Ядерная физика, 16 (1972), 680.
74. Лобов Г.А. Письма в ЖЭТФ, 15 (1972), 357.
75. Wilkinson D. H. Phys. Rev. 109 (1958) 1603.
76. Countinho F. A. B., Ridley P. A., Preprint University of Sussex, England, May 1972.
77. Лобов Г.А. Известия АН (серия физич.) 32 (1968), 886.
78. Кирхитский Р.А., Лобов Г.А. Atomic Energy Rev. 7 (1969) 91.

79. Adams J.B. Phys. Rev. 156 (1967) 1611.
80. Мигдал А.Б. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер, Москва, изд. Наука, 1965.
81. Pixley R.E. Benenson W. Nucl. Phys. A 91 (1967) 177.
82. Boyd D.P. Donovan P.F., Marsh B., Alburger D.S., Wilkinson D.H., Assimaropoulos P., Beardsworth E. Bull. Am. Phys. Soc., 13 (1968) 1424.
83. Hättig H., Hünenberg K., Wäffler H. Phys. Rev. Lett., 25 (1970) 941.
84. Wäffler H. Report at the Symposium on Nucleons and Weak Interactions, Zagreb, Yugoslavia, July, 1971.
85. Alburger D.S., Pixley R.E., Wilkinson D.H., Donovan P.F. Phil. Mag. 6 (1961) 171.
86. Donovan P.F., Alburger D.S., Wilkinson D.H., Proc. of the Rutherford Jubilee, 827 (Birkhäuser, J.B., d., Acad. Press, New York 1961)
87. Sawicki J. Phys. Rev. 126 (1962) 2231.
88. Biller L., Vinh Mau N. Nucl. Phys. 54 (1964) 321.
89. Kelson I. Phys. Lett., 16 (1965) 143.
90. Celenza L.S., Dreizler R.M., Klein A., Dreis G. J. Phys. Lett. 23 (1966) 241.
91. Camiz P., Vinh Mau N. J. Phys. (Paris) 25 (1964) 371.
92. Kümmel H. Proc. of the Symposium on Nucleons and Weak Interactions, Zagreb, Yugoslavia, July 1971; Gary M. Phys. Lett. 31B (1970) 627.
93. Lee T.D. Phys. Rev. 171 (1968) 1731.
94. Абов Ю.Г., Крупчицкий П.А., Оратовский Д.А. Труды Юбилейной конференции, посвященной открытию радиоактивности. Париж, июнь 1964.

95. Haas R., Leipuner L.B., Adair R.K., Phys. Rev. 116 (1959) 122.
96. Wahlborn S. Phys. Rev. 120 (1960) 181.
97. Maqueda E., Blin-Stoyle R.J. Nucl. Phys. A91 (1967) 460.
98. Vinh Mau N. Proc of the Symposium on Nucleons and Weak Inter., Zagreb, Yugoslavia, July 1971.
99. Vinh Mau N., Bruneau A.B. Phys. Lett. 29B (1969) 408.
100. Gary M., Dimitrescu O., Zabolitsky T.G., Kümmel H. Phys. Lett. 35B (1971) 19.
101. Afanasyev G., Krupchitsky P.A., Bulgakov M.I., Ermakov O.N., Karpikhin I.L. Phys. Lett. 27B (1968) 16.
102. Warming S., Stecher-Lasmussen F., Ratynski W., Korcyl J. Phys. Lett. 25B (1967) 200.
103. Абов Ю.Г., Данилов М.М., Ермаков О.Н., Карпихин И.Л., Риссухин В.К.; Скорняков А.М. Ядерная физика, 16, (1972), 1218.
104. Абов Ю.Г., Ермаков О.Н., Крупчицкий П.А. Ядерная физика (1973) (в печати).
105. Alberi J.L., Wilson Richard, Schröder I.G., Phys. Rev. Lett. 29 (1972) 518.
106. Dydak et al. Phys. Lett. 37B (1971) 375.
107. Baker K.D., Hamilton W.D. Phys. Lett. 31B (1970) 557.
108. Szymanski Z. Nucl. Phys. 76 (1966) 539.
109. Pratt W.P. Jr. Schermer R.I. Sites James R., Steyert W.A. Phys. Rev. 26 (1970) 1499.
110. Radicati L.A., Phys. Rev. 87 (1952) 521; Bell-Mann M., Telegdi V.L. Phys. Rev. 91 (1953) 196.
- III. Торнчко G. Phys. Rev. 110 (1958) 721; Henley E.M. Isospin in nuclear physics. (Wilkinson D.H., Ed., North-Holland publ. Comp. Amsterdam 1972) chap.2.

- II2. Henley B.M. *Phys. lett.* 28B (1968) 1.
- II3. Бор О., Моттельсон Б. Структура атомного ядра. Изд. Мир, Москва 1971.
- II4. Wohlborn *Phys. Rev.* B138 (1965) 530.
- II5. Гапонов Д.В., Фурсов Д.С. Ядерная физика. 9 (1969), 963.
- II6. Гапонов Д.В., Фурсов Д.С. Ядерная физика. 19 (1971), 80.
- II7. Blin-Stoyle R.J. *Phys. Rev.* 120 (1960) 181;
Nucl. Phys. 27 (1961) 395.
- II8. Blin-Stoyle R.J., Spector R.H. *Phys. Rev.* 124 (1961)
1199.
- II9. Lobashov G.M., Nasarenko V.A., Saenko L.F.,
Smotritsky L.M., Kharkevitch G.I. *Phys. lett.* 25B (1967) 104.
- I20. Лобашов В.М., Назаренко В.А., Саенко Л.Ф., Смотрицкий Л.М
Харкевич Г.И., Князьев В.А. Ядерная физика, 19 (1971),
555.
- I21. Vanderleeden T.C., Boehr F. *Phys. lett.* 30B (1969)
467.
- I22. Bock P., Jenschke B. *Nucl. Phys.* A160 (1971) 550.
- I23. Cuse D.W., Hamilton W.D. *Nucl. Phys.* A125 (1969) 241
- I24. Diehl H., Hopfenstitz G., Kankeleit Z., Kuphee
Z. Proc. of the 3th Intern. Conf. on High Energy
Phys. and Nuclear Struct. New York (1969).
- I25. Bodenstedt Z., Ley L., Schlenz H.O., Wehman U.
Phys. lett. 28B (1969) 165.
- I26. de Saintignon P., Lucas T.J., Viano Z.B., Chabre
M., Depommier F. *Nucl. Phys.* A160 (1971) 53.
- I27. Boehm F., Kankeleit Z., Nucl. *Phys.* A109 (1968) 457

- I28. Лобашов В.М., Назаренко В.А., Саенко Л.Ф., Смотрицкий Л.М.
Харкевич Г.И. Письма в ЖЭТФ, 3 (1966), 268.
- I29. Lobashov V.M., Nazarenko V.A., Smotrich L.M., Kharkewitsch G.I. Phys. Lett. 30B (1969) 39
- I30. Лобашов В.М., Назаренко В.А., Лозовой Н.А., Смотрицкий Л.М.,
Харкевич Г.М., Князьков В.А. Ядерная физика. I5 (1972),
II42.
- I31. Jenschke B., Bock P. Phys. Lett. 31B (1970) 65.
- I32. Lipson S.D., Boehm F., Vanderleeden J.C. Phys. Rev.
35B (1971) 307.
- I33. Krane K.S., Olsen C.E., Sites James R., Steyer W.A. Phys. Rev. Lett. 26 (1971) 1579.
Phys. Rev. UC (1971) 1906.
- I34. Vogel P. Internal Report CALT-63-155 (1971)
- I35. Desplanges B., Vilain Mau N. Phys. Lett. 36B (1971) 28.
- I36. Forte H., Saavedra O., Reports Intern. Conf
Study Nucl. Struct. with Neutrons, Antwerpen, 1965.
- I37. Blin-Stoyle R.J., Feshbach H., Nucl. Phys. 27 (1961) 395.
- I38. Partovi F. Ann. Phys. 27 (1968) 114.
- I39. Danilov G.S. Phys. Lett. 18 (1965) 957.
- I40. Лобашов В.М. Ядерная физика 2 (1965), 957.
- I41. Далькаров О.Д. Письма в ЖЭТФ 2 (1968), 197.
- I42. Данилов Г.С. Ядерная физика I4 (1971), 788.
Danilov G.S. Phys. Lett. 35B (1971) 579.
- I43. Danilov G.S. Preprint No. 409 A.F. Ioffe Phys.
Techn. Inst. Leningrad 1972.
- I44. Danilov G.S. Phys. Lett. (in press) (1973)
- I45. Капустников А.А. Ядерная физика, I4 (1971), 221.

- I46. Tadic D. Phys. Rev. 174 (1968) 1694
- I47. Егоров А.И., Камишкер Д.М., Князьков В.А., Лозовой Н.А.,
Лобашов В.М., Назаренко В.А., Саенко Л.Ф., Смотрицкий Л.М.
Харкевич Г.И. Материалы ІІІ Международной конференции по
физике высоких энергий и структуре ядра, Дубна, сентябрь
1971 г.
- I48. Henley E.M. Phys. Rev. Lett. 27 (1971) 542.
- I49. Henley E.M. Preprint RLO-1388-640 (1972).
- I50. Evans B., Tadic D. Phys. Rev. CY (1971) 661.
- I51. McKellar B.H.J. Phys. Lett. 38B (1972) 401.
- I52. Hadjimichael Z., Fischbach E. Phys. Rev. D3 (1971) 755.
- I53. Карманов В.А., Лобов Г.А. Письма в ЖЭТФ, 10 (1969), 332.
- I54. Лобов Г.А. Известия АН (серия физич.) 34 (1970), II4I.
- I55. Segré G. Phys. Rev. 173 (1968) 1730.
- I56. Шабалин Е.П. Ядерная физика, 13 (1971), 4II.
- I57. Шабалин Е.П. Ядерная физика, 15 (1972), 820.
- I58. Pignan D. Phys. Lett. 35B (1971) 163.
- I59. Ragutt B., Schüller L. Lett. Nuov. Cim. 5 (1972)
187.
- I60. Wilkinson D.H. Intern. Conf on Few-Particle
Problems in the nuclear interactions,
Los Angeles, 1972 (North-Holland Publ. Co. 2.
to be published.)

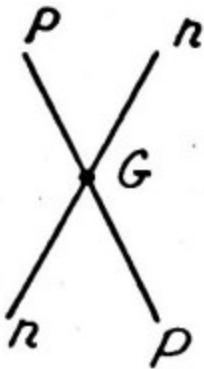


Рис. 1 Контактная диаграмма слабого взаимодействия нуклонов

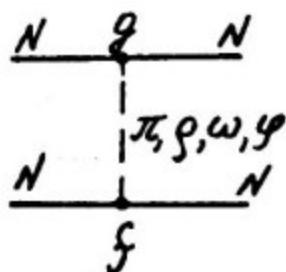


Рис. 2 Диаграмма, соответствующая однозонному потенциалу слабого взаимодействия нуклонов.

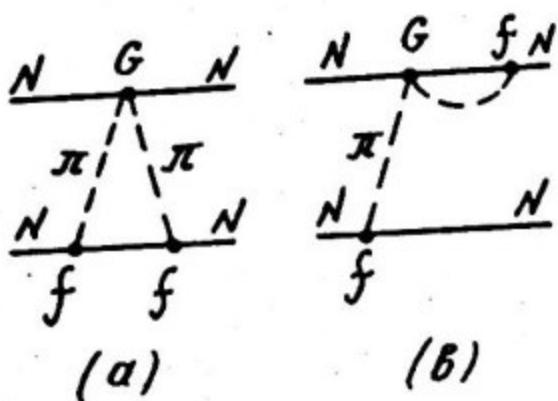


Рис. 3 Диаграммы двухпционного потенциала слабого взаимодействия нуклонов

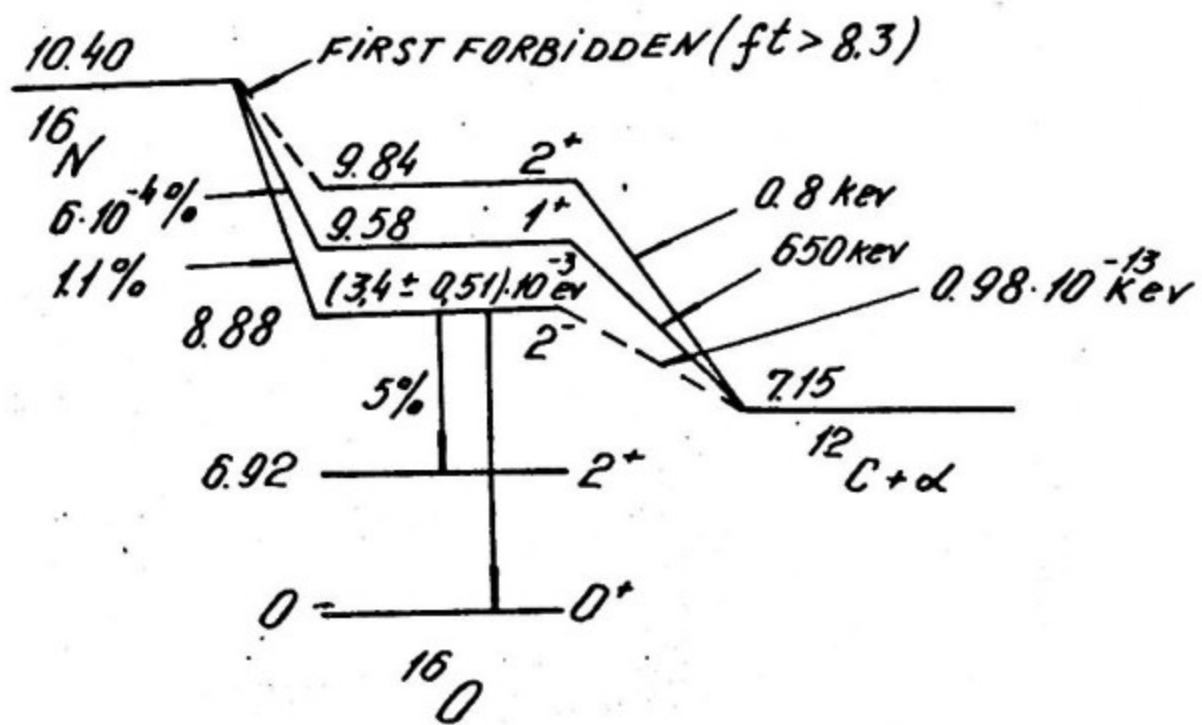


Рис. 4 Схема уровней ядра ^{16}O . Пунктиром указан запрещенный законом сохранения четности альфа-распад

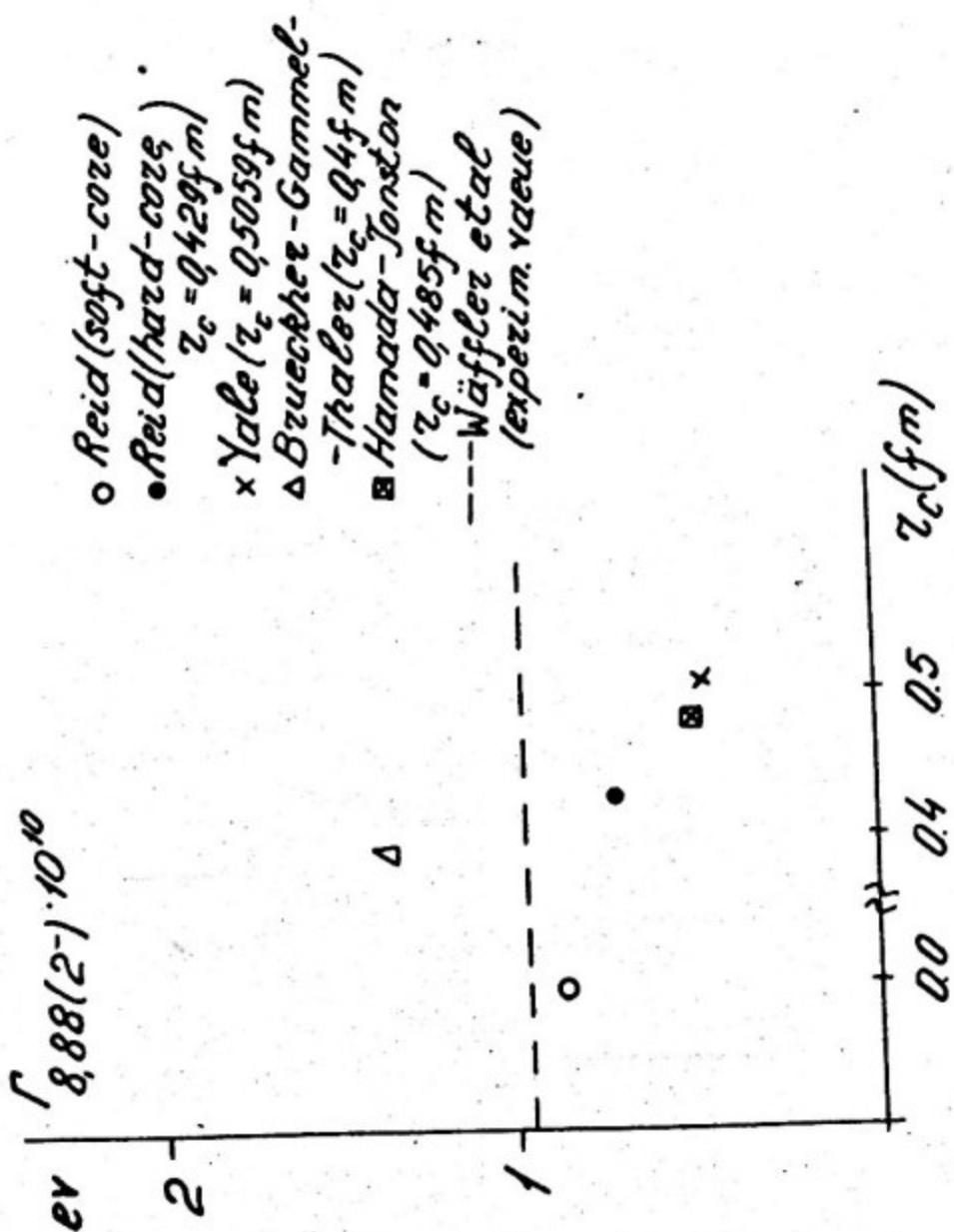


Рис. 5 Результаты расчета ширины запрещенного альфа-распада 8,88 Мэв (2^+) состояния ядра 160 I в зависимости от радиуса жесткой отталкивающей сердцевины с различными потенциалами сильного взаимодействия.

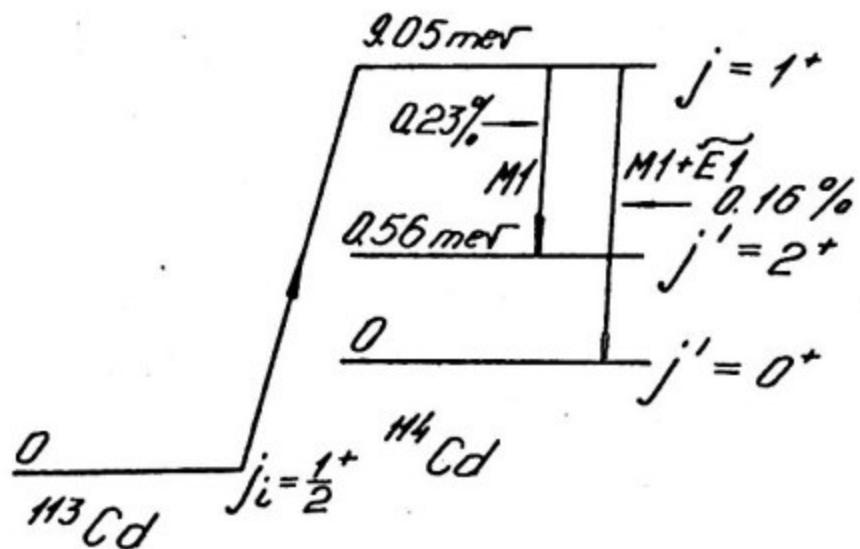


Рис. 6 Схема уровней ядра ^{114}Cd . На рисунке приведена только часть уровней. В процентах указаны интенсивности соответствующих излучений на один захваченный нейtron.

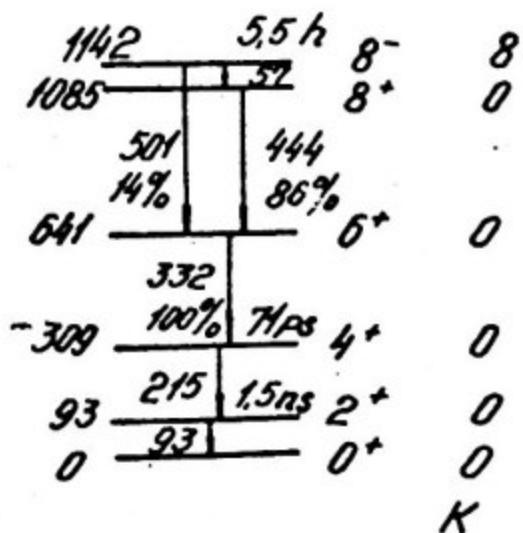


Рис. 7 Схема уровней ядра ^{180m}Hf .

И-75419 Подп. к печати 9.IU.73 г. Заказ 492. Тираж 250

Типография МИФИ, М.Пионерская, 12