

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

539.141

ЯДЕРНЫЕ СИЛЫ, НЕ СОХРАНЯЮЩИЕ ЧЕТНОСТЬ *)**И. С. Шапиро**

I. ЧТО ОСТАЕТСЯ ОТ ЗАТРАВОЧНОГО СЛАБОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ?

Гипотеза универсального слабого взаимодействия предсказывает существование не сохраняющих четность обменных сил между протоном и нейтроном в первом порядке по константе $G = 10^{-5}/m^2$ (m — масса нуклона, $\hbar = c = 1$). Эти силы при нарушении T -инвариантности могут привести к появлению электрических дипольных моментов у адронов.

Слабый нуклонный ток по современным представлениям должен быть разностью полярного и аксиального векторов ($V - A$). Затравочная форма тока искажается сильным взаимодействием даже в нуклон-лептонных процессах. В рассеянии нуклонов, обусловленном слабыми силами, роль сильных взаимодействий еще больше, поскольку обмен пионами возможен между всеми частицами, участвующими в процессе. От затравочного «токового» гамильтониана слабого взаимодействия, по-видимому, выживают только два свойства: порядок величины константы связи и изотопическая структура.

Относительную величину слабых межнуклонных сил в ядрах разумно характеризовать безразмерным параметром

$$F = \left(\frac{\text{Sp } H_W^2}{\text{Sp } H^2} \right)^{1/2}; \quad (1)$$

здесь H_W и H — гамильтонианы слабого и сильного взаимодействий нуклонов, знак Sp означает след матрицы. Межнуклонные расстояния в ядрах по порядку величины равны $1/\mu$ (μ — масса пиона). Это дает основание ожидать, что по порядку величины

$$F \cong G\mu^2 = 10^{-5} \left(\frac{\mu}{m} \right)^2 \approx 3 \cdot 10^{-7}. \quad (2)$$

В некоторых случаях, однако, эффекты проявления слабого взаимодействия нуклонов могут быть значительно усилены по сравнению с указанной величиной. Этот вопрос обсуждается в гл. II.

Поскольку сильное взаимодействие изоскалярно, оно не меняет изоспиновой структуры затравочного токового гамильтониана. Слабый нуклонный ток является изовектором, барионный ток, меняющий странность на единицу, — изоспинором. Отсюда следует, что эффективный гамильтониан слабого взаимодействия должен представлять собой суперпозицию изоскаляра, изовектора и симметричного изотензора второго ранга с равным нулю следом. При этом можно ожидать, что изовекторное слагаемое, получающееся квадрированием изоспинорного тока, будет

*) Доклад на Международном семинаре по проблемам нарушения CP -инвариантности (Москва, 22—26 января 1968 г.).

подавлено в 15—20 раз по сравнению с изоскалярным из-за множителя Кабиббо. Далее, гипотеза октетного усиления, основывающаяся на симметрии SU_3^1 , предполагает увеличение на порядок или более изоскалярного члена по сравнению с приведенным выше «нормальным» значением F (2).

В нерелятивистском приближении T -инвариантный гамильтониан не сохраняющего четность взаимодействия между нуклонами может быть записан в виде

$$H_W = \tau_1 \tau_2 U_S + [\tau_1 \tau_2 I]_z U_V + \left(\tau_{1z} \tau_{2z} - \frac{1}{3} \tau_1 \tau_2 \right) U_T, \quad (3)$$

где τ_1, τ_2 — операторы изоспина нуклонов, U — операторы, действующие на координаты и спиновые переменные:

$$U_{S,T} = \frac{\mathbf{r}}{r} [\boldsymbol{\sigma}_1 \boldsymbol{\sigma}_2] V_{S,T}(\mathbf{r}) + V_{S,T}^{(1)}(\mathbf{r}) \mathbf{p} (\boldsymbol{\sigma}_1 - \boldsymbol{\sigma}_2), \quad (4)$$

$$U_V = \frac{\mathbf{r}}{r} (\boldsymbol{\sigma}_1 + \boldsymbol{\sigma}_2) V_V(\mathbf{r}); \quad (5)$$

здесь \mathbf{r} — расстояние между нуклонами, $\boldsymbol{\sigma}_1, \boldsymbol{\sigma}_2$ — операторы спина, \mathbf{p} — оператор импульса, $V(\mathbf{r})$ — короткодействующие потенциалы. Спиновая часть изовекторного члена U_V отличается от $U_{S,T}$ из-за требования T -инвариантности (оператор $[\tau \tau_2]_z$ меняет знак при инверсии времени, поскольку $\tau_{iy} \rightarrow -\tau_{iy}$).

По поводу радиальной зависимости потенциалов $V(\mathbf{r})$ можно высказать лишь качественные соображения. T -инвариантность запрещает однопионный обмен для изоскалярной и изотензорной частей гамильтониана H_W^2 , поэтому переферия слабого взаимодействия должна в основном определяться двухпионным обменом, т. е. радиусом порядка $1/2 \mu$.

В конкретных расчетах вероятностей различного рода эффектов проявления слабого взаимодействия нуклонов использовались δ -потенциал, отвечающий произведению нуклонных токов³:

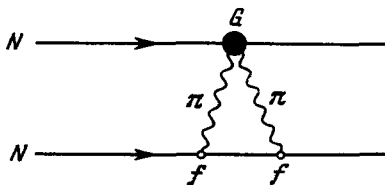
$$V_S^{(1)}(\mathbf{r}) = -\frac{2}{3} V_T^{(1)}(\mathbf{r}) = \frac{G}{4m} \delta(\mathbf{r}), \quad V_S = V_T = 0, \quad (6)$$

и потенциал, обусловленный двухпионным обменом⁴:

$$V_S = -\frac{2}{3} V_T = -\frac{G}{3\pi} f^2 \left(\frac{1}{r^4} + \frac{2}{\mu r^5} + \frac{1}{\mu^2 r^6} \right) e^{-2\mu r}, \quad (7)$$

$$f^2 = 0,08, \quad V_S^{(1)} = V_T^{(1)} = 0.$$

Этот потенциал соответствует амплитуде рассеяния, определяемой диаграммой



Формула (3) для H_W написана в предположении, что затравочные слабые токи заряжены. Если существуют также нейтральные токи, то к гамильтониану (3) должны быть добавлены необменные изоспиновые члены (изоскаляр, не содержащий операторов изоспина, и изовектор типа $(\tau_{1z} + \tau_{2z}) U$). Спиновая структура этих операторов совпадает с (4).

II. ЭФФЕКТЫ УСИЛЕНИЯ

Мы рассмотрим влияние несохранения четности в ядерных силах на электромагнитные переходы ядер (положительные экспериментальные результаты по обнаружению слабых сил имеются пока только для этих процессов).

Можно указать три источника усиления ядерных явлений, обусловленных несохранением четности во взаимодействии между нуклонами:

- 1) кинематическое усиление,
- 2) структурные особенности нижних состояний ядер,
- 3) динамическое усиление из-за близости уровней разной четности.

1. Кинематическое усиление. Проявление слабого взаимодействия нуклонов в ядерных силах сводится к тому, что ядерные состояния перестают иметь определенную четность. Вследствие этого, в частности, становится возможным испускание электрического (EL) и магнитного (ML) излучений одинаковой мультипольности L в одном и том же переходе.

Кинематическое усиление связано с тем, что при прочих равных условиях амплитуда $M(ML)$ подавлена по сравнению с амплитудой $M(EL)$ на фактор порядка $\frac{v}{c}$, где v — эффективная скорость внутриядерного нуклона. Эффекты проявления слабых сил в радиационных переходах определяются величиной

$$RF = \frac{M(EL)M(ML)}{(M(EL))^2 + (M(ML))^2} \tag{8}$$

(мы считаем радиальные матричные элементы M действительными). Если в отсутствие слабых сил разрешен только магнитный переход, то $|M(EL)| \ll |M(ML)|$ и поэтому

$$RF = \frac{M(EL)}{M(ML)}, \quad M(EL) \sim F. \tag{9}$$

Положив далее $M(ML) \cong \frac{v}{c}$, мы получим из (9) $R \cong \frac{c}{v}$, что для средних и тяжелых ядер по порядку величины близко к 10.

2. Структурное усиление. Этот эффект имеет место в том случае, когда процесс, разрешенный в отсутствие слабых сил, подавлен вследствие структурных особенностей участвующих в переходе состояний ядра. Коэффициент усиления R в общем случае может быть представлен в виде

$$R = \frac{1}{M_{0f}} \sum_n \alpha_{0n} M_{nf}, \tag{10}$$

где α_{0n} — амплитуда примеси состояния $|n\rangle$ с противоположной четностью к «главному» состоянию $|0\rangle$. В первом порядке теории возмущений

$$\alpha_{0n} = \frac{1}{F} \frac{\langle n | H_W | 0 \rangle}{E_0 - E_n} \tag{11}$$

(E_0, E_n — энергии уровней). Величины M_{0f}, M_{nf} в формуле (10) — радиальные части матричных элементов переходов $0 \rightarrow f, n \rightarrow f$ из главного и примесного состояний. Структурное усиление имеет место, если

$$\left| \frac{M_{nf}}{M_{0f}} \right| \gg 1. \tag{12}$$

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 $M_{0f} = 0$, $M_{nf} \neq 0$, то фактически можно лишь ожидать, что

$$\left| \frac{M_{nf}}{M_{0f}} \right| \gtrsim 10. \quad (13)$$

Оценка (13) может быть улучшена, если величина M_{0f} подавленного «главного» перехода $0 \rightarrow f$ известна из эксперимента. Именно такая ситуация известна для электромагнитного перехода $5/2^+ \rightarrow 7/2^+$ с энергией 482 кэв в ядре Ta¹⁸¹. Из опыта известны время жизни уровня $5/2^+$ и мультипольный состав излучения (97% (E2) + 3% (M1)). Отсюда следует, что абсолютная вероятность перехода (M1) равна $3 \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}$, тогда как нормальное значение для этой области энергий и ядер составляет $5 \cdot 10^{12} \text{ сек}^{-1}$. Таким образом, рассматриваемый переход (M1) подавлен примерно в 10^6 раз. Физической причиной подавления является то обстоятельство, что согласно оболочечной модели переход $5/2^+ \rightarrow 7/2^+$ в ядре Ta¹⁸¹ сопряжен с изменением орбитального момента нуклона на две единицы, вследствие чего испускание магнитного дипольного кванта одним нуклоном невозможно. Если примесный переход (E1) $n \rightarrow f$ ($5/2^+ \rightarrow 7/2^+$) не подавлен, то он должен иметь вероятность, равную по порядку величины $10^{15} - 10^{14} \text{ сек}^{-1}$. Это означает, что в данном случае

$$\left| \frac{M_{nf}}{M_{0f}} \right| \cong 10^4 - 10^3. \quad (14)$$

В факторе (14) содержится также кинематическое усиление (≈ 10). Таким образом, структурное усиление составляет в рассматриваемом примере величину порядка $10^3 - 10^2$.

Для того чтобы от (14) перейти к оценке коэффициента R , необходимо знать амплитуду α_{0n} . При современном состоянии наших знаний указать с определенностью порядок величины α_{0n} едва ли возможно. Дело в том, что 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 нуклонов⁵. Как параметры самосогласованного поля, так и амплитуда рассеяния квазичастиц вносятся в теорию ядра в качестве эмпирических данных (вычисление этих величин для реальных ядер относится к числу нерешенных проблем). В связи с изложенным, должно быть ясно, что если бы даже гамильтониан (3) слабого взаимодействия нуклонов был известен, его использование для расчета ядерных эффектов оставалось бы исключительно сложной задачей. Следует ли считать, что не сохраняющие четность силы войдут в самосогласованное ядерное поле? Проявятся ли они в амплитуде рассеяния квазичастиц? Ответами на эти вопросы мы пока не располагаем.

Поскольку для описания ядерных состояний используются квазичастичные волновые функции, оператор H_W в формуле (11) должен быть заменен эффективным гамильтонианом \bar{H}_W , состоящим из двух частей:

$$\bar{H}_W = H_W^{(S)} + H_W^{(Q)}, \quad (15)$$

где первое слагаемое $H_W^{(S)}$ есть не сохраняющее четность самосогласованное поле, второе $H_W^{(Q)}$ — слабое взаимодействие квазичастиц друг с другом. Общее выражение для $H_W^{(Q)}$ совпадает с (3) — (5). Различие будет состоять лишь в потенциалах $V(\mathbf{r})$. Что же касается $H_W^{(S)}$, то для этого оператора возможна единственная форма

$$H_W^{(S)} = V^{(S)}(\mathbf{r}) \sigma \rho, \quad (16)$$

где σ и \mathbf{p} — операторы спина и импульса квазичастицы, находящейся в самосогласованном поле. Амплитуды α_{0n} будут теперь состоять из двух слагаемых:

$$\alpha_{0n} = \frac{1}{F} \frac{1}{E_0 - E_n} (\langle n | H_W^{(S)} | 0 \rangle + \langle n | H_W^{(Q)} | \rangle). \quad (17)$$

Оба эти слагаемые имеют, вообще говоря, один и тот же порядок величины и могут поэтому компенсировать друг друга. Вот почему, даже в случае Ta^{181} , когда структурное усиление велико и сравнительно хорошо известно, трудно дать достоверную оценку порядка величины коэффициента R .

Переход $5/2^+ \rightarrow 7/2^+$ в ядре Ta^{181} представляет особый интерес в связи с тем, что имеются экспериментальные данные по измерению циркулярной поляризации γ -излучения, испускаемого в этом переходе. Величина циркулярной поляризации определяется формулой

$$P = \frac{2}{1+q^2} RF, \quad (18)$$

где $q^2 = 41 \pm 10$ — отношение вероятностей переходов $E2$ и $M1$.

Ленинградской группой (ЛФТИ) получен для P следующий результат ⁶:

$$P = -(6 \pm 1) \cdot 10^{-6}. \quad (19)$$

Если считать, что амплитуды $\alpha_{0n} \cong 1$, то согласно предыдущему $|R| \cong 10^4 - 10^3$.

Из (18) и (19) получаем тогда

$$F \cong 10^{-7} - 10^{-8}. \quad (20)$$

Подробный расчет R для рассматриваемого перехода в Ta^{181} выполнен Уолборном ⁷. В этой работе полагалось, что $\bar{H}_W = H_W^{(S)}$, т. е. учитывалось только самосогласованное слабое поле и использовалась одночастичная модель несферического ядра (один нуклон в несферической эллипсоидальной яме). Для радиальной зависимости потенциала $V^{(S)}(\mathbf{r})$ принималось

$$V_{(r)}^{(S)} = \begin{cases} V_0, & r \leq r_0, \\ 0, & r > r_0. \end{cases} \quad (24)$$

Естественным безразмерным параметром, определяющим относительную интенсивность слабых сил, является для данной модели величина

$$\mathcal{F} = mr_0 V_0. \quad (22)$$

Если рассматриваемая модель имеет отношение к действительности, то должно быть, очевидно, $|\mathcal{F}| = F$. Для величины RF получается следующее выражение:

$$RF = \mathcal{R}\mathcal{F}, \quad \mathcal{R} = K \frac{\langle f | (\sigma \mathbf{r}) \mathbf{r} | 0 \rangle}{M_{0f}}, \quad (23)$$

где K — известный положительный численный фактор *). Для оценки R использовались экспериментальные данные о коэффициенте внутренней

*) Формулу (23) легко получить, если пренебречь спин-орбитальной связью в ядерном гамильтониане H оболочечной модели ³ (для этого надо воспользоваться соотношениями $\mathbf{p} = i \frac{m}{\hbar} [H, \mathbf{r}]$, $M_{nf} \sim \langle f | \mathbf{r} | n \rangle$ и полнотой системы функций).

В работе ⁷ формула (23) получается без этого предположения, но считается, что спин-орбитальная связь сказывается лишь на значениях энергии уровней, не влияя существенно на радиальные волновые функции. Используется также осцилляторный потенциал.

конверсии излучения $M1$ на K -оболочке атома Ta^{181} . Хорошо известно, что амплитуда вероятности внутренней конверсии пропорциональна $|M_{of}|^2$, если ограничиться первым не исчезающим членом разложения по степеням r_0/λ (λ — длина волны излучения). Если переход подавлен, как это имеет место в данном случае, то существенную роль играют члены порядка $\left(\frac{r_0}{\lambda}\right)^2$, учитывающие изменение волновой функции электрона по объему ядра. Выражение для коэффициента конверсии β_μ имеет при этом вид

$$\beta_\mu = \beta_\mu^{(1)} + b \frac{\langle f | \mathbf{r}(\boldsymbol{\sigma}\mathbf{r}) | 0 \rangle}{M_{of}} ; \quad (24)$$

здесь $\beta_\mu^{(1)}$ («табличный коэффициент конверсии») и b — известные функции энергии перехода.

Подставляя (24) и (23), можно получить

$$\mathcal{R} = K \frac{\Delta\beta_\mu}{b} ,$$

где

$$\Delta\beta_\mu = \beta_\mu - \beta_\mu^{(1)} . \quad (25)$$

Подстановка экспериментальных данных в (24) дает

$$\mathcal{R} = +(3,4 \pm 0,8) \cdot 10^3 . \quad (26)$$

Неопределенность в \mathcal{R} , вычисленная таким способом, определяется экспериментальными ошибками в измерении коэффициента конверсии. Если учесть, однако, возможные пределы изменения фактора K в (24) при переходе от одночастичной модели к учету коллективных эффектов, то, по оценке автора работы ⁷, следует написать

$$\mathcal{R} = +(1,5 + 6,9) \cdot 10^3 . \quad (27)$$

Из (18), (19), (23) и (27) получается тогда

$$\mathcal{F} = -(0,3 + 4) \cdot 10^{-7} . \quad (28)$$

Заканчивая этот анализ, подчеркнем, что оценка (28) не более достоверна, чем (20), поскольку все выкладки существенно основываются на выборе эффективного гамильтониана слабого взаимодействия в виде самосогласованного поля и простейшей модели ядра. Именно эти обстоятельства позволили получить формулу (24) и использовать для оценки \mathcal{R} экспериментальные данные о коэффициенте конверсии.

Структурное усиление, по-видимому, имеет место также для перехода $9/2^- \rightarrow 7/2^+$ с энергией 396 кэв в ядре Lu^{175} (мультипольный состав $(E1) + (M2)$). Для циркулярной поляризации γ -излучения ленинградской группой получено ⁸

$$P = +(4 \pm 1) \cdot 10^{-5} . \quad (29)$$

Авторы полагают, что

$$|\mathcal{F}| = (2 + 8) \cdot 10^{-7} . \quad (30)$$

Здесь, как и в (28), теоретически наименее надежна нижняя граница.

3. Д и н а м и ч е с к о е у с и л е н и е. В предыдущем рассмотрении предполагалось, что амплитуды примеси $\alpha_{0n} \ll 1$. Это вероятно для нижних состояний ядер, но может оказаться неправильным при высоких возбуждениях: α_{0n} могут возрасти из-за уменьшения энергетических знаменателей в формуле (11). Связанное с этим усиление эффектов проявления слабых сил мы будем называть динамическим.

Динамическое усиление может оказаться существенным в области энергий возбуждения порядка 8—10 Мэв, реализующихся при захвате ядрами медленных нейтронов. Такого рода реакция $Cd^{113}(n, \gamma)Cd^{114}$ на пучке поляризованных тепловых нейтронов изучалась в нескольких работах ⁹⁻¹⁶. В этих исследованиях измерялась угловая асимметрия γ -излучения относительно направления поляризации нейтронов. Функция угловой корреляции имеет вид

$$W(\theta) = 1 + a \cos \theta, \quad (31)$$

где θ — угол между импульсом кванта и направлением поляризации нейтронов. При 100%-ной поляризации нейтронного пучка для перехода $1^+ \rightarrow 0^+$ коэффициент a дается формулой

$$a = 2RF, \quad (32)$$

где R — коэффициент, определенный формулой (10). Таким образом, в отсутствие усиления можно было бы ожидать значений $a \cong 10^{-7}$. В опытах московской группы (ИТЭФ) для коэффициента a получены ⁹⁻¹¹ следующие результаты:

$$a = \begin{cases} -(3,7 \pm 0,9) \cdot 10^{-4} & (1964 \text{ г.}), \\ -(3,5 \pm 1,2) \cdot 10^{-4} & (1967 \text{ г.}). \end{cases} \quad (33)$$

Аналогичные опыты датских исследователей ¹²⁻¹⁴ дают

$$a = \begin{cases} -(8,4 \pm 2,8) \cdot 10^{-4} & (1965 \text{ г.}), \\ -(3,8 \pm 2,4) \cdot 10^{-4} & (1966 \text{ г.}), \\ -(2,5 \pm 2,2) \cdot 10^{-4} & (1967 \text{ г.}). \end{cases} \quad (34)$$

Известны также результаты итальянских экспериментаторов ¹⁵:

$$a = (0,216 \pm 1,13) \cdot 10^{-4} \quad (1965 \text{ г.}) \quad (35)$$

и старые данные Р. Хааза с сотрудниками ¹⁶:

$$a = (1,2 \pm 7,8) \cdot 10^{-4} \quad (1959 \text{ г.}). \quad (36)$$

Из приведенных данных можно по меньшей мере сделать тот вывод, что исключить значения $a = 10^{-4}$ в настоящее время нельзя. Коэффициент усиления $\cong 10^3$ в данном случае не может быть структурным, так как главный переход ($M1$) не подавлен. Кинематическое усиление (примесный переход (E)), как всегда, составляет фактор порядка 10. Следовательно, динамическое усиление должно давать коэффициент порядка 10^2 . Представляется важным выяснить, возможны ли такие значения динамического усиления для реальных ядер.

Более или менее разумная оценка верхней границы динамического усиления была впервые опубликована Р. Блин-Стойлем ⁴. В несколько иной форме сходный результат был получен автором ¹⁷. В нижеследующих рассуждениях исходным пунктом будет служить равенство (1). Мы предположим, во-первых, что это равенство имеет место не только для всего спектра состояний, но и для всякой достаточно многочисленной группы уровней. Иными словами, мы полагаем, что равенство (1) можно заменить соотношением

$$F \cong \left[\frac{(\text{Sp } H_W^2)_{\Delta E}}{(\text{Sp } H^2)_{\Delta E}} \right]^{1/2}; \quad (37)$$

здесь

$$(\text{Sp } A)_{\Delta E} \equiv \sum_{(\Delta E)} \langle n | A | n \rangle \quad (38)$$

отличается от

$$\text{Sp } A = \sum_n \langle n | A | n \rangle \quad (39)$$

тем, что суммирование ведется не по всем уровням n , а только по тем из них, которые расположены в энергетическом интервале ΔE . Если в последнем содержатся N уровней, то

$$(\text{Sp } H_W^2)_{\Delta E} = \sum_{n=1}^N \sum_m |\langle n | H_W | m \rangle|^2 \quad (40)$$

(во внутренней сумме суммирование распространяется по всем уровням). Если среднее расстояние между уровнями в рассматриваемом интервале ΔE равно D и мы интересуемся областью вблизи границы стабильности ядра, то можно написать

$$(\text{Sp } H^2)_{\Delta E} \cong \frac{(\Delta E)^3}{3D}. \quad (41)$$

Внесем теперь второе предположение, допустив, что среди состояний разной четности особенно хорошо «смешивается» друг с другом только ограниченная группа, 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 так называемых «гигантских резонансов»). Если интервал ΔE охватывает указанную группу состояний, то равенство (40) может быть заменено соотношением

$$(\text{Sp } H_W^2)_{\Delta E} \lesssim \left(\frac{\Delta E}{D}\right)^2 \overline{|\langle n | H_W | m \rangle|^2}, \quad (42)$$

где черта означает усреднение. Подставив теперь (41) и (42) в (37), находим

$$\bar{\alpha}_{mn} \lesssim \left(\frac{\Delta E}{D}\right)^{1/2}, \quad (43)$$

где

$$\bar{\alpha}_{mn} = \frac{1}{F} \frac{\{\overline{|\langle n | H_W | m \rangle|^2}\}^{1/2}}{D}. \quad (44)$$

Для ядер $A \cong 100$ $D = 20$ эв в области энергий возбуждения, близких к энергии связи нейтрона. Если принять, что $\Delta E \cong 0,1 - 1$ Мэв (именно такова протяженность известных «гигантских резонансов»), то из (43) следует

$$\bar{\alpha}_{mn} \lesssim 10^2. \quad (45)$$

Эта весьма грубая оценка показывает, что возможность динамического усиления порядка 10^2 исключить нельзя. Сопоставляя (32), (33), (45) и учитывая кинематическое усиление (фактор порядка 10), получаем, что из данных московской группы следует

$$F \gtrsim 10^{-7}. \quad (46)$$

III. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из всего изложенного следует, что в настоящее время можно более или менее определенно указать верхнюю границу значений ядерных факторов усиления эффектов несохранения четности во взаимодействии нуклонов.

С теоретической точки зрения, основываясь на экспериментальных данных по циркулярной поляризации γ -излучения Та¹⁸¹ (равенство (19)), можно поэтому заключить, что

$$F \gtrsim 10^{-8}. \quad (47)$$

Из аналогичных данных по γ -излучению Lu^{175} (равенство (29)) и угловой асимметрии γ -лучей в реакции $\text{Cd}^{113}(n, \gamma)\text{Cd}^{114}$ на поляризованных нейтронах (равенство (33)) следует

$$F \gtrsim 10^{-7}. \quad (48)$$

Стоит подчеркнуть, что имеющиеся в нашем распоряжении экспериментальные данные пока еще достоверны не в той степени, как это было бы желательно: каждый из трех положительных результатов (19), (29) и (33) получен всего лишь в одной экспериментальной группе.

В заключение отметим, что особый интерес для теории представляло бы наблюдение эффектов несохранения четности в реакции $p(n, d)\gamma$ (или в обратном процессе $d(\gamma, n)p$). Указанная реакция интересна, во-первых, потому, что опытные данные о ней позволили бы получить информацию непосредственно о двухнуклонном взаимодействии H_W (формула (3)), а не об эффективном гамильтониане \bar{H}_W (формула (15)). Во-вторых, в этом случае оказывается возможным отличить вклад изоскалярной и изотензорной частей гамильтониана H_W от изовекторного взаимодействия (например, изовекторный член дает вклад только в угловую асимметрию γ -излучения, изоскалярное и изотензорное слагаемые — только в циркулярную поляризацию (см. ¹⁸⁻²⁰)).

Институт теоретической и экспериментальной
физики, Москва

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. M. Gell-Mann, R. Dashen, S. Frantschi, Preprint CALT-68-2 (1965).
2. G. Barton, Nuovo Cimento 19, 512 (1961).
3. F. Curtis Michel, Phys. Rev. B133, 329 (1964).
4. R. J. Blin-Stoyle, Phys. Rev. 118, 1605 (1960).
5. А. Б. Мигдал, Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер, М., «Наука», 1965.
6. В. М. Лобашев, В. А. Назаренко, Л. Ф. Саенко, Л. Н. Смотрицкий, Г. И. Харкевич, Препринт ЛФТИ № 002 (1967).
7. S. Wahlborn, Phys. Rev. B138, 530 (1965).
8. В. М. Лобашев, В. А. Назаренко, Л. Ф. Саенко, Л. Н. Смотрицкий, Г. И. Харкевич, Письма ЖЭТФ 3, 268 (1966).
9. Ю. Г. Абов, П. А. Крупчицкий, Ю. А. Оратовский, Phys. Lett. 12, 25 (1964).
10. Ю. Г. Абов, П. А. Крупчицкий, Ю. А. Оратовский, Ядерная физика 2, 957 (1965).
11. Ю. Г. Абов, П. А. Крупчицкий, М. И. Булгаков, О. Н. Ермаков, И. Л. Карнихин, Препринт ИТЭФ № 568 (1967).
12. K. A. Brahmans, W. Ratunski, F. Stecher-Rasmussen, E. Warming, Intern. Conf. on Polarization Phenomena of Nucleons (Karlsruhe, 1965).
13. E. Warming, W. Ratunski, F. Stecher-Rasmussen, Slow Neutron Capture Cammarays News Letters, Ed. Vervier, C.E.N.—S.C.K. Mol. (Belgium, July, 1966).
14. E. Warming, F. Stecher-Rasmussen, W. Ratunski, J. Кореску, Phys. Lett. B25, 200 (1967).
15. M. Forte, O. Saavedra, Intern. Conf. on Polarization Phenomena of Nucleons (Karlsruhe, 1965).
16. R. Naas, L. B. Leipuner, R. K. Adair, Phys. Rev. 116, 1221 (1959).
17. И. С. Шапиро, в сб. «Материалы семинара по электромагнитным взаимодействиям в ядерных реакциях», Дубна, Изд. ОИЯИ, № 3—3442 (1967), стр. 76.
18. R. J. Blin-Stoyle, Nucl. Phys. 27, 355 (1961).
19. Г. С. Данилов, Phys. Lett. 18, 40 (1965).
20. О. Д. Далькаров, Письма ЖЭТФ 2, 197 (1965d).