

АКАДЕМИЯ НАУК СССР
ЛЕНИНГРАДСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им. Б. П. КОНСТАНТИНОВА

НУКЛОН-НУКЛОННЫЕ И АДРОН-ЯДЕРНЫЕ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПРИ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ЭНЕРГИЯХ
(Труды симпозиума, 23-25 апреля 1984 года)

Ленинград
1984

Л и т е р а т у р а

1. Аблеев В.Г. и др., ПТЭ, 1983, 1, с.33.
2. Ableev V.G. et al., Nucl.Phys., 1983, A393, 491; A411, 541(E).
Аблеев В.Г. и др., Письма в ЖЭТФ, 1983, 37, с.196.
3. а) Аблеев В.Г. и др., ПТЭ, 1978, 2, с.63;
б) Аблеев В.Г. и др., ЯФ, 1983, 37, с.132.
4. Anderson et al., Phys.Rev., 1983, C28, 1224.
5. Ableev V.G. et al., JINR, E1-83-486, Dubna, 1983.
6. Ellegaard C. et al., Phys.Rev.Lett., 1983, 50, 1745;
Gaarde C., Rep. on "Delta-Nucleus Dynamics" Symposium,
Argonne, May 1983.

РЕАКЦИЯ ($^3\text{He}, T$) И СПИН-ИЗОСПИНОВАЯ ФУНКЦИЯ ОТКЛИКА
ЯДРА ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ ВОЗБУЖДЕНИЯ

В. Ф. Дмитриев
ИЯЭ СО АН СССР
Тору Судзуки
ИНБ, Дания

А н н о т а ц и я

Основываясь на свойствах функции отклика, в работе обсуждаем структуру коллективных состояний, образующихся при взаимодействии изобары с ядром, и, связанных с ними пионных возбуждений. Рассматривается возможность изучения таких состояний в реакции ($^3\text{He}, T$).

В последнее время заметно ожил интерес к вопросу о роли дельта-изобары в ядерной физике. Это связано с обнаружением ослабления гамма-теллеровских резонансов^{/1/} и изовекторных MI-переходов^{/2/} и с гипотезой, объясняющей эти эффекты смешиванием ядерных степеней свободы с внутренними степенями свободы нуклона^{/3/}. Подобное смешивание должно приводить к образованию коллективных состояний, поэтому возникает вопрос о том, какую структуру могут иметь такие высоковозбужденные состояния.

Дет'десять назад активно обсуждались изобар-аналоговые состояния, в которых нуклон при превращении в изобару сохраняет свою пространственную волновую функцию неизменной. Однако, большая ширина изобары не позволяет серьезно говорить о таких состояниях. За время жизни изобара не успевает дойти до края ядра и почувствовать весь ядерный потенциал. В среднем, она доходит только до соседнего нуклона. С другой стороны, малость времени жизни может привести к совсем другому механизму образования коллективного состояния. При распаде изобара испускает π -мезон. Энергия π -мезона остается близка к резонансной из-за большой ширины изобары, и поэтому он поглощается практически соседними нуклонами, рождая опять изобару, но уже в другом месте. В результате такого механизма мы получаем распространяющееся в ядерном веществе возбуждение, которое является суперпозицией π -мезона и состояний типа Δ -изобара - нуклонная дырка. По-

сколькx в образовании таких состояний участвуют два типа степеней свободы, то можно ожидать существования двух независимых ветвей, одна из которых будет напоминать π -мезон, а другая является коллективным состоянием, собранным из Δ -изобары и нуклонной дырки.

Эта картина, в действительности, слишком упрощена. Кроме указанных выше процессов, может произойти нерезонансное поглощение π -мезона нуклонами без образования изобары. В результате, в суперпозицию замещаются и чисто нуклонные степени свободы, которые формируют упоминавшийся в начале гамов-теллеровский резонанс. Его свойства из-за связи с высоколежащими π -мезоном и Δ -изобарой будут несколько другими, в частности, вероятность возбуждения будет меньше в согласии с тем, что наблюдается в (p, n) -реакции.

Удобным инструментом для исследования таких высоковозбужденных состояний является реакция $(^3\text{He}, T)$. Ее преимущество по сравнению с реакциями (p, n) и (p, p') в том, что в ней подавлено образование Δ -изобары в налетающей частице. Сечение рассеяния пропорционально мнимой части функции отклика ядра на спин-изоспиновое поле, поэтому далее мы будем обсуждать свойства этой функции отклика при энергиях возбуждения в области Δ -изобары.

Функция отклика

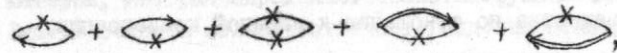
В нерелятивистском случае функция отклика $R(\omega, \vec{q})$ есть

$$R(\omega, \vec{q}) = \int dt e^{-i\omega t} \langle 0 | O_{\vec{q}}^+(t) O_{\vec{q}}(0) | 0 \rangle, \quad (1)$$

где оператор $O_{\vec{q}}(t) = e^{i\vec{q}\cdot\vec{r}} \tau^i e^{-iHt}$ является продольной компонентой спин-изоспиновой плотности. В нашем случае энергия возбуждения уже заметна по сравнению с массой нуклона, и поэтому необходимо учитывать релятивистские эффекты. В релятивистском случае продольную функцию отклика удобно выразить через поляризационный оператор π -мезона в среде.

$$R(\omega, \vec{q}) = \Pi(\omega, \vec{q}) + \Pi(\omega, \vec{q}) D(\omega, \vec{q}) \Pi(\omega, \vec{q}), \quad (2)$$

где $\Pi(\omega, \vec{q})$ дается графиками:



а $D(\omega, \vec{q})$ - полный пропагатор π -мезона. Линии с крестиком на графиках отвечают части нуклонного пропагатора, которая появляется в среде и пропорциональна числам заполнения нуклонных состояний n_p . Фактически мы вычисляем ту часть поляризационного оператора пиона, которая возникает только в ядерном веществе и равна нулю в вакууме. С учетом того, что движение нуклонов в ядре нерелятивистское, выражение для нуклонной части поляризационного оператора имеет вид:

$$\Pi_N(\omega, \vec{q}) = -q^2 \chi_N(\omega, \vec{q}), \quad (3)$$

где $q^2 = \omega^2 - \vec{q}^2$

$$\chi_N(\omega, \vec{q}) = \frac{4f_0^2(\vec{q})}{\mu^2} \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} n_p \left[\frac{1}{\frac{\vec{p}\cdot\vec{q}}{m} + \frac{q^2}{2m} - \omega + i\delta} + \frac{1}{-\frac{\vec{p}\cdot\vec{q}}{m} + \frac{q^2}{2m} + \omega + i\delta} + \frac{2\pi i n_{p+r_2}}{m} \delta(\omega + E_p - E_{p+q}) \right]. \quad (4)$$

$\chi_N(\omega, \vec{q})$ совпадает практически с нерелятивистским коррелятором спин-изоспиновых плотностей. Единственная разница - кинематическая, вместо трехмерного $-\vec{q}^2/2m$ в знаменателе стоит $\frac{\omega^2 - \vec{q}^2}{2m}$.

Соответствующий вклад изобары в поляризационный оператор можно записать как

$$\Pi_{\Delta}(\omega, \vec{q}) = \frac{4}{9} \frac{f_{\Delta}^2(\vec{q})}{\mu^2} \frac{m}{m_{\Delta}} n_{\Delta}^2 \vec{q}^2 + \frac{8}{9} \frac{f_{\Delta}^2(\vec{q})}{\mu^2} \frac{1}{m_{\Delta}} \left(1 + \frac{m}{m_{\Delta}}\right) n_{\Delta}^2 \vec{q}^2 \frac{\vec{q}^2(m_{\Delta} - m)^2 - q^2}{4m_{\Delta}^2} \chi_{\Delta}(\omega, \vec{q}), \quad (5)$$

где $\chi_{\Delta}(\omega, \vec{q})$ - соответствующий коррелятор спиновой плотности изобары,

$$\chi_{\Delta}(\omega, \vec{q}) = \frac{4}{9} \frac{f_{\Delta}^2(\vec{q})}{\mu^2} \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \left[\frac{n_p}{\omega - \frac{\vec{p}\cdot\vec{q}}{m} + \frac{q^2}{2m} - \frac{m_{\Delta}^2 - m^2}{2m} + i\delta} + q \rightarrow -q \right]. \quad (6)$$

В выражениях (4)-(6) f и f_{Δ} - пион-нуклонная и $\pi N \Delta$ -константы связи, $f/4\pi = 0,08$ и $f_{\Delta} = 2f$, μ - масса пиона, m и m_{Δ} - массы нуклона и изобары. n - плотность ядерного вещества.

Кроме взаимодействия через обмен пионом, существует короткодействующее отталкивание, характеризуемое параметрами Ландау-

Мигдала g'_N и g'_Δ , которое необходимо учитывать для стабильности ядерного вещества по отношению к пионной конденсации:

$$U(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \left\{ \frac{f^2}{\mu^2} g'_N \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2 + \frac{f^2}{\mu^2} g'_{\Delta} [(\vec{S}^+ \cdot \vec{\sigma})(\vec{T}^+ \cdot \vec{\tau}) + \text{з.с.}] + \frac{f^2_{\Delta}}{\mu^2} g_{\Delta} (\vec{S}^+ \cdot \vec{S})(\vec{T}^+ \cdot \vec{T}) \right\} \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \quad (7)$$

Учет этого взаимодействия сводится к суммированию петель, что приводит к замене $\chi_N(\omega, \vec{q})$ и $\chi_{\Delta}(\omega, \vec{q})$ на

$$\tilde{\chi}_N(\omega, \vec{q}) = \frac{1 + \chi_{\Delta}(g'_{\Delta} - g_{\Delta})}{(1 - g'_N \chi_N)(1 - g_{\Delta} \chi_{\Delta}) - g'^2_{\Delta} \chi_N \chi_{\Delta}} \chi_N, \quad (8)$$

$$\tilde{\chi}_{\Delta}(\omega, \vec{q}) = \frac{1 + \chi_N(g'_{\Delta} - g_N)}{(1 - g'_N \chi_N)(1 - g_{\Delta} \chi_{\Delta}) - g'^2_{\Delta} \chi_N \chi_{\Delta}} \chi_{\Delta}. \quad (9)$$

Поскольку нас интересует реакция (${}^3\text{He}, \text{T}$), в которой передача импульса при возбуждении изобары велика по сравнению с обратными размерами ядра, то можно вычислять функцию отклика в бесконечной системе. В целом, используемая модель является релятивистским обобщением модели^{14/}.

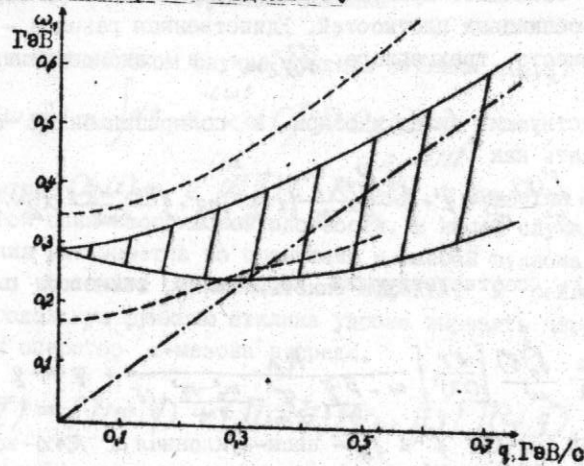


Рис. I.

На рис. I приведены области возбуждений в бесконечной ядерной материи, которые определяют свойства функции отклика. Заштрихованная область отвечает рождению некоррелированной пары изобара - нуклонная дырка с суммарным импульсом \vec{q} . Границы этой области определяются фермиевским движением нуклонов в ядре. Пунктирными линиями отмечены две высоколежащие ветви возбуждений в ядерной материи. Нижняя ветвь отвечает пиону, свойства которого заметно изменились. Во-первых, увеличилась масса покоя, которая составляет примерно 160 МэВ. Во-вторых, эффективная масса, определяющая наклон спектра, стала заметно больше, так что при q больше 100 МэВ/с частота этой ветви меньше, чем у вакуумного пиона. Верхняя ветвь является коллективным возбуждением типа Δ -изобара - нуклонная дырка, аналогичным нулевому звуку в ферми-жидкости. Из-за короткодействующего отталкивания эта ветвь лежит выше, чем обычная некоррелированная изобара.

Реакция (${}^3\text{He}, \text{T}$)

Штрих-пунктирной линией на рис. I приведена кинематическая кривая для реакции (${}^3\text{He}, \text{T}$), связывающая переданный импульс и энергию возбуждения при энергии ${}^3\text{He}$ 2 ГэВ. Эта кривая имеет две характерные особенности. Первая - она нигде не пересекает коллективную ветвь Δ -изобара-дырка. Это значит, что возбуждения этой ветви в реакции (${}^3\text{He}, \text{T}$) не происходит. В действительности происходит рождение некоррелированных пар Δ -изобара-дырка, поскольку кривая реакции проходит через Δ -дырочный континуум. Вторая особенность - пересечение пионной кривой при энергии возбуждения около 240 МэВ. В точке пересечения выполнены законы сохранения энергии - импульса, поэтому в реакции должно быть возможно рождение пионного возбуждения. С учетом того, что, кроме мнимой части функции отклика, сечение содержит также квадрат фактора ${}^3\text{He}$, подавляющий возбуждение изобар с большими энергиями, спектр тритона должен иметь пик, отвечающий рождению пионного возбуждения ядра.

К настоящему времени проведено два эксперимента по исследованию реакции (${}^3\text{He}, \text{T}$) при высоких энергиях возбуждения: в Сакле^{15/} и в Дубне^{16/}. Полученные данные нуждаются еще в тщательном анализе, однако предварительные результаты по рассеянию на

$^{12}\text{C}/^{5,6}\text{Li}$ и на более тяжелых ядрах ^{16}O дают максимум в спектре тритонов при энергии возбуждения 300 и 280 МэВ. Различие в положениях максимумов вызвано разной передачей импульса в этих экспериментах. Максимум заметно сдвинут вниз по отношению к рождению на свободном протоне, где он находится на энергии 320 МэВ.

Простейшее объяснение сдвига максимума дается совместным действием фермиевского движения нуклонов и фактора ^3He . Фермиевское движение уширяет пик в обе стороны, а фактор подавляет высокоэнергетическую часть, так что вершина пика оказывается при меньшей энергии. Это объяснение однако систематически не воспроизводит величину сдвига. При энергии $^3\text{He} = 2$ ГэВ этот механизм дает положение пика на 310 МэВ вместо 280, и это значение слабо зависит от энергии налетающей частицы. Эффекты искажения волновой функции из-за конечных размеров ядра несущественны, так как положение пика не зависит от атомного номера.

Другое объяснение может быть связано с упоминавшейся выше пионной ветвью возбуждений. При выполнении законов сохранения энергии-импульса такое возбуждение неизбежно должно рождаться и сечение должно иметь максимум в этой точке, высота которого зависит от интенсивности ядерного поглощения, уширяющего этот пик. Однако, как видно из рис. 1, это происходит при энергии возбуждения в районе 240 МэВ, то есть заметно ниже наблюдающегося пика. Спектр этих возбуждений чувствителен к величине короткодействующего отталкивания, но при разумных значениях этой константы $g_p = g_n = 0.7^{1/4}$, положение пика не сдвигается выше 250 МэВ.

В такой картине, однако, не принимался в расчет периферический характер реакции ($^3\text{He}, T$). Экспериментальные данные свидетельствуют о том, что перезарядка идет на поверхности ядра. При этом, образовавшееся возбуждение из-за малых углов рассеяния не проникает внутрь ядра, а распространяется в поверхностном слое, где плотность меньше ядерной. На рис. 2 приведена мнимая часть функции отклика, умноженная на фактор и взятая вдоль кинематической кривой реакции при плотности, равной половине ядерной. Видно, что пик, отвечающий пионному возбуждению, сдвинулся вверх и находится теперь там, где и максимум, наблюдаемый на эксперименте.

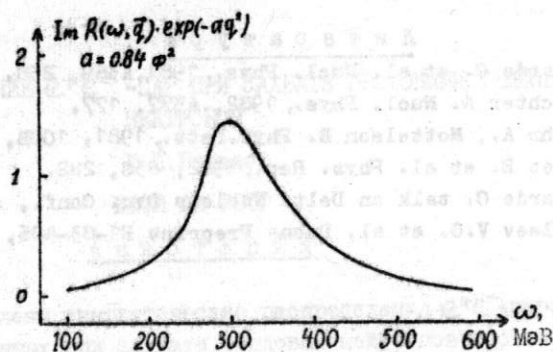


Рис. 2.

Такая возможность интерпретации представляется очень интересной, однако приведенные аргументы носят пока качественный характер и дальнейшее продвижение в этом направлении связано с более детальным пониманием механизма реакции перезарядки на ядрах.

В заключение авторы благодарны за обсуждения К.Годэ, Е.Мотельсону и Д.Воскресенскому. Один из авторов (В.Ф.Дмитриев) выражает признательность В.Иноземцеву, Е.Строковскому и Л.Н.Струнову за обсуждения результатов эксперимента.

Л и т е р а т у р а

1. Gaarde C. et al. Nucl. Phys., 1981, A369, 258.
2. Richter A. Nucl. Phys., 1982, A377, 177.
3. Bohr A., Mottelson B. Phys.Lett., 1981, 100B, 10.
4. Oset E. et al. Phys. Rep., 1982, 830, 282.
5. Gaarde C. talk on Delta Nucleus Dyn. Conf., Argonne, 1983.
6. Ableev V.G. et al. Dubna Preprint E1-83-486, 1983.

УДК 539.12

ОБРАЗОВАНИЕ e^+e^- -ПАР ПРИ ЗАХВАТЕ ПРОТОНАМИ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ

М.П.Рекало

ХЕТИ АН УССР

А н н о т а ц и я

Представлены энергетические распределения e^+e^- -пар, образованных при захвате тепловых нейтронов протонами. Продемонстрирована чувствительность дифференциального сечения к вкладу из-за продольных виртуальных γ -квантов. Подробно изучены поляризационные явления для процесса $n+p \rightarrow d+e^+e^-$.

Процесс $n+p \rightarrow d+e^+e^-$ наряду с процессами $n+p \rightarrow d+\gamma$ и $e^-+d \rightarrow e^-+n+p$ принадлежит к числу фундаментальных реакций, определяющих электродинамику дейтрона. Являясь обратным по отношению к электрорасщеплению дейтрона, $e^-+d \rightarrow e^-+n+p$, процесс $n+p \rightarrow d+e^+e^-$ "отягчен" всеми проблемами теоретического описания процесса $e^-+d \rightarrow e^-+n+p$. Здесь запутаны в тесный узел и проблема мезонных обменных токов, и проблема изобарных вкладов, и шестикварковая феноменология^{/1-3/} и т.д. Актуальным остаётся исследование Р-нечётных эффектов в реакции $n+p \rightarrow d+\gamma$ с тепловыми нейтронами^{/4/}, ждёт своей постановки опыт по рассеянию продольно поляризованных электронов сравнительно небольших энергий с целью обнаружения Р-нечётных эффектов^{/5/} в $e^-+d \rightarrow e^-+n+p$.

При анализе реакции $n+p \rightarrow d+e^+e^-$ мы прежде всего пытаемся выявить такие характеристики, которые могут быть установлены только на основании самых общих свойств электромагнитного тока адронов, а именно, его сохранения и симметрии при пространственных отражениях. Не привлекая детали конкретного механизма изучаемой реакции, достаточно рассматривать дейтрон как элементарную частицу с определёнными значениями спина и пространственной чётности.

В общем случае электромагнитный ток процесса $n+p \rightarrow d+\gamma$