

ПИОННЫЕ СТЕПЕНИ СВОБОДЫ И ЭФФЕКТЫ БЛИЗОСТИ АТОМНЫХ ЯДЕР К ТОЧКЕ π -КОНДЕНСАТНОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

*И. Н. Борзов, Э. Е. Саперштейн,
С. В. Толоконников, С. А. Фаянс*

Ордена Ленина Институт атомной энергии им. И. В. Курчатова, Москва

Дан обзор современного состояния проблемы π -конденсации в атомных ядрах. Из анализа различных ядерных явлений, в которых существенную роль играют пионные степени свободы, сделан вывод, что, скорее всего, π -конденсат в ядрах отсутствует, но в то же время они близки к точке неустойчивости. Обсуждаются возможные эффекты, к которым такая близость приводит при неупругом рассеянии нуклонов и электронов на ядрах.

A review of recent developments in nuclear π -condensation problem is given. An analysis of various nuclear characteristics where pionic degrees of freedom are important supports the conclusion that the existence of π -condensate in nuclei is unlikely but there is a certain closeness to the instability point. Possible effects of this closeness in inelastic proton and electron scattering from nuclei are considered.

ВВЕДЕНИЕ

Проблема π -конденсации в атомных ядрах имеет уже почти десятилетнюю историю [1—3]. Если первоначально π -конденсация воспринималась как интересная, но маловероятная гипотеза, то теперь совершенно ясно, что, хотя само явление в реальных ядрах, по-видимому, отсутствует, его «отголоски» оказывают заметное влияние на многие ядерные свойства. Кроме того, возникло убеждение о существовании π -конденсата в нейтронных звездах, что приводит к ряду очень интересных астрофизических следствий [4, 5].

В настоящем обзоре мы рассмотрим только ядерный аспект π -конденсатной проблемы.

Первые оценки А. Б. Мигдала [1] показали, что ситуация в реальных ядрах близка к критической, т. е. параметры эффективного взаимодействия квазичастиц в ядрах близки к значениям, при которых частота «пионной моды» (спин-изоспинового нулевого звука) в ядерной материи обращается в нуль. Это происходит при конечном значении волнового вектора $k = k_0 \sim p_F$. Сразу же возникло

подозрение, что в атомных ядрах π -конденсация уже произошла и ядра обладают периодической спин-изоспиновой структурой с характерным периодом порядка $1/k_0$. Дальнейшие исследования показали, что, скорее всего, это не так. Мы подробно обсудим эту проблему, а пока сошлемся на отсутствие значительной однонуклонной ширины уровней π -атомов [6], предсказываемой теоретически в случае существования π -конденсата [7], а также на отсутствие дублетов уровней противоположной четности [3, 8] в спектрах низколежащих состояний тяжелых ядер. С другой стороны, не исключается возможность близости ядер к точке π -конденсатной неустойчивости (ТПКН). Такая возможность интересна не только тем, что она приводит к ряду важных следствий для ядерной физики низких и средних энергий, но и тем, что она делает вероятным существование аномальных сверхплотных ядер, в которых произошла π -конденсация. Получаемый при этом выигрыш энергии компенсирует полностью или частично проигрыш за счет ядерной сжимаемости. Гипотеза о существовании сверхплотных ядер такого рода [1, 9] представляется более реалистичной, чем аналогичная гипотеза Ли и Вика об аномальных ядрах, возникающих при перестройке так называемого σ -поля [10].

До последнего времени все аргументы в пользу относительной близости ядер к ТПКН были только количественные и основывались на анализе спектров состояний аномальной четности (0^- , 1^+ , 2^- , . . .) и $M1$ -характеристик ядер [11—13]. Поэтому естествен интерес к поиску явлений, в которых близость к ТПКН приводила бы к качественным эффектам. Такого рода эффекты в литературе получили название предкритических, и основной целью настоящего обзора является именно анализ предкритических явлений в ядрах. При этом мы оставляем в стороне широкий круг проблем, связанных с взаимодействием медленных пионов с ядрами, которые могут быть предметом отдельного обзора.

В работе [14] указано на одно из таких явлений — неупругое рассеяние нуклонов на ядрах с возбуждением состояний аномальной четности. Как оказалось, в случае близости ядер к ТПКН в дифференциальном сечении реакции при углах, отвечающих переданным импульсам $k \sim p_F$, возникает характерный максимум, высота и ширина которого определяются степенью близости к ТПКН.

Возможность предкритических явлений обсуждалась также Жилиаши и Грайнером [15] в связи с проблемой столкновения релятивистских тяжелых ионов и в более широком аспекте — М. Эриксоном и Делормом [16]. В последней работе предкритические явления в ядрах были названы «критической опалесценцией» (имелась в виду аналогия с явлениями в классических жидкостях вблизи критической температуры). Те же авторы совместно с Фигуро и Жиро [17] рассмотрели предкритические эффекты в не-

упругом магнитном рассеянии электронов на легких ядрах с возбуждением состояний аномальной четности. Предкритические эффекты в неупругом рассеянии протонов на ядрах обсуждались также Токи и Вайзе [18].

Обзор построен следующим образом. В разд. 1 сформулированы уравнения теории конечных ферми-систем (ТКФС) с выделенным одноопионным обменом, а в разд. 2 рассматриваются условия устойчивости по отношению к π -конденсации в конечных ядрах. В разд. 3 обсуждаются эксперименты, говорящие об отсутствии π -конденсата в ядрах. Разд. 4 посвящен анализу спектроскопических характеристик ядер (спектров, магнитных моментов и $B(M1)$) в целях извлечения параметров взаимодействия, определяющих явление π -конденсации. При этом найденный из анализа набор констант указывает на близость ядер к ТПКН. В разд. 5 обсуждается физическая картина, возникающая в атомных ядрах вблизи ТПКН. Разд. 6 и 7 занимают в обзоре центральное место. В них обсуждаются предкритические эффекты в рассеянии нуклонов (разд. 6) и электронов (разд. 7). Разд. 8 содержит основные выводы.

Мы благодарны С. Т. Беляеву, В. М. Галицкому, А. Б. Мигдалу, И. Н. Мишустину, В. М. Тимофееву, М. А. Троицкому и В. А. Ходелю за очень полезные обсуждения вопросов, затронутых в обзоре.

1. ВЫДЕЛЕНИЕ ОДНООПИОННОГО ОБМЕНА В УРАВНЕНИЯХ ТКФС

Основные уравнения ТКФС — это уравнение для двухчастичной амплитуды взаимодействия:

$$\Gamma = \mathcal{F} + \mathcal{F} A \Gamma \quad (1)$$

и эффективного поля:

$$V = e_q V_0 + \mathcal{F} A V. \quad (2)$$

Здесь A — частично-дырочный пропагатор, представляющий собой интеграл по энергии от произведения двух квазичастичных гриновских функций:

$$A(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \omega) = \int \frac{d\varepsilon}{2\pi i} G(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \varepsilon - \frac{\omega}{2}) G(\mathbf{r}', \mathbf{r}; \varepsilon + \frac{\omega}{2}), \quad (3)$$

а \mathcal{F} — неприводимая амплитуда взаимодействия квазичастиц, не содержащая диаграмм с двумя линиями в аннигиляционном канале. Она отличается от пустотной нуклон-нуклонной амплитуды за счет более сложных диаграмм, которые к тому же приводят к появлению в (2) локального заряда e_q квазичастиц по отно-

пению к внешнему полю V_0 . Первоначально ТКФС предназначалась для описания явлений, в которых главную роль играют малые переданные импульсы k ($\ll p_F$). В этом случае \mathcal{F} в уравнениях (1) и (2) — амплитуда рассеяния квазичастиц у поверхности Ферми на нулевой угол. Однако вскоре выяснилось, что число таких явлений в атомных ядрах невелико. Большие импульсы существенны, хотя и по совершенно различным причинам, при описании низколежащих возбуждений как электрического [19, 20], так и магнитного [11, 21] типов. При этом необходимо вводить зависимость \mathcal{F} от k . В первом случае это обычно делают феноменологически [20], во втором — из \mathcal{F} выделяют амплитуду \mathcal{F}_π однопионного обмена в аннигиляционном канале [3, 11].

Основанием для такого выделения служит то обстоятельство, что однопионный обмен индуцирует наиболее дальнедействующую часть ядерных сил: характерные импульсы, на которых меняется $\mathcal{F}_\pi(k)$ — это $k \sim m_\pi \sim p_F/2$ (здесь и далее $\hbar = c = 1$), в то время как характерные импульсы, на которых меняется $\mathcal{F}_0 = \mathcal{F} - \mathcal{F}_\pi$, порядка обратного радиуса кора r_c ($k \sim 1/r_c > 2p_F$). Поэтому в первом приближении можно зависимость \mathcal{F}_0 от k не учитывать. Отметим, что \mathcal{F}_0 включает и амплитуду однопионного обмена в канале рассеяния, поскольку она не содержит резкой зависимости от переданного импульса k [3].

Итак, мы представляем \mathcal{F} в виде

$$\mathcal{F} = \mathcal{F}_0 + \mathcal{F}_\pi(\mathbf{k}), \quad (4)$$

где \mathcal{F}_0 не зависит от \mathbf{k} , а

$$\mathcal{F}_\pi(\mathbf{k}) = C_0 t(k^2) (\sigma_1 \mathbf{k}) (\sigma_2 \mathbf{k}) \tau_1 \tau_2. \quad (5)$$

Здесь $C_0 = (dn/d\varepsilon_F)^{-1} = \pi^2/p_F m^* = 360 \text{ МэВ} \cdot \text{фм}^3$. Поскольку нас будут интересовать лишь малые частоты $\omega \ll \varepsilon_F < m_\pi$, то в \mathcal{F}_π так же, как и в \mathcal{F}_0 , можно пренебречь зависимостью от ω и положить в них $\omega = 0$. Входящая в (5) величина $t(k^2)$, благодаря эффектам среды, отличается от пустотной функции

$$t_0(k^2) = C_0^{-1} (g_{\pi N}/2m)^2 \mathcal{D}_0(\omega = 0, k) = -1,15/(k^2 + m_\pi^2), \quad (6)$$

где $\mathcal{D}_0(\omega, k) = \omega^2 - k^2 - m_\pi^2$ — пропагатор свободного пиона.

Проанализируем диаграммы, приводящие к отличию t от t_0 . Амплитуде \mathcal{F}_π отвечают диаграммы на рис. 1, где толстая волнистая линия изображает функцию распространения \mathcal{D} пиона в ядерной среде, неприводимую в том же смысле, что и \mathcal{F} . Она связана с \mathcal{D}_0 (тонкая волнистая линия) обычным уравнением Дайсона:

$$\mathcal{D} = \mathcal{D}_0 - \mathcal{D}_0 P \mathcal{D}. \quad (7)$$

Как ясно из предыдущего, стоящий здесь поляризационный оператор P не полный: он не содержит частично-дырочного слагаемого A . Наиболее существенный член P (P_Δ) связан с виртуальным рождением Δ -изобары (рис. 2). В работе [3] подробно исследованы различные слагаемые P , включая вклад s -рассеяния и

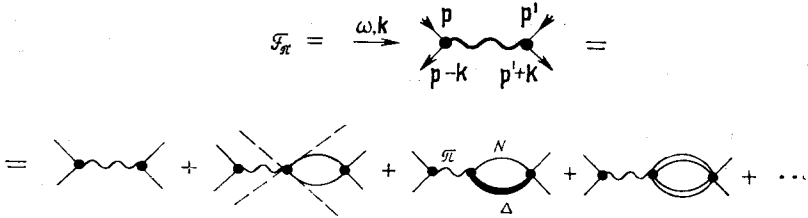


Рис. 1. Амплитуда \mathcal{F}_π одноционного обмена в аннигиляционном канале в ядерной среде. Пунктиром перечеркнута диаграмма, не входящая по определению в \mathcal{F}_π

вклады более далеких p -волновых резонансов. Здесь, следуя [4] и [11], мы используем для P выражение, в котором пренебрегается вкладом s -рассеяния; оно существенно для нейтронной среды [3], а в случае симметричной ядерной материи невелико. Влияние

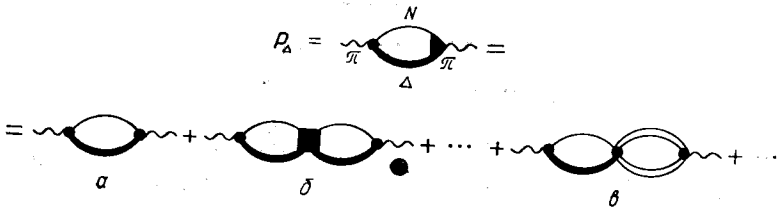


Рис. 2. Поляризационный оператор P_Δ .

Жирная точка на верхней диаграмме — пустотная вершина $\pi N\Delta$ -взаимодействия, а зачерченный треугольник — соответствующая вершина в среде; жирный квадрат на диаграмме b — амплитуда $N\Delta$ -рассеяния

далеких резонансов учитывается феноменологически введением зависимости форм-фактора $\pi N\Delta$ от k с помощью экстраполяции экспериментальных данных [22] в область $\omega \sim 0, k \sim p_F$:

$$P = - \frac{0,9(1-\alpha)k^2}{1+0,23k^2/m_\pi^2} \frac{n(r)}{n(0)}. \tag{8}$$

Здесь $n(r)$ — плотность ядерной материи в точке r , а $n_0 = 0,147 \text{ фм}^{-3}$ — плотность нормальной ядерной материи [23]. Множитель $(1-\alpha)$ в (8) введен для учета возможного отличия вершины $\pi N\Delta$ в среде от пустотной. Его происхождение связано как с петельными (рис. 2,б), так и с более сложными диаграммами

(рис. 2, в). В некоторых работах [24, 25] P_Δ вычисляется с учетом лишь диаграмм первого типа. При этом в них входит плохо известная амплитуда ΔN -рассеяния (квадратик на рис. 2, б), относительно которой делаются довольно произвольные предположения. Мы предпочитаем считать α в (8) феноменологическим параметром. В [3] для α получена оценка $0,3 > \alpha > -0,2$. Выражение для P в [3] с учетом s -рассеяния и далеких p -резонансов при $k \sim p_F$ мало отличается от (8).

Функция $t(k^2)$ в (5) получается из (6) заменой \mathcal{D}_0 на \mathcal{D} и умножением на фактор $(e_q^\pi)^2$: каждая вершина на рис. 1 включает локальный заряд e_q^π по отношению к полю $(\sigma \mathbf{k}) \tau_\alpha$. Характерный масштаб импульсов, определяющих зависимость e_q^π от k тот же, что и в случае \mathcal{F}_0 , и с тем же основанием этой зависимостью можно пренебречь, считая [11]

$$e_q^\pi(k) = e_q^\pi(k=0) = 1 - 2\zeta_s, \quad (9)$$

где ζ_s — константа, входящая в локальный заряд для поля $\sigma_\alpha \tau_\beta$ [26]: $e_q[\sigma_\alpha \tau_\beta] = 1 - 2\zeta_s$. Из анализа магнитных моментов известно, что $0 \lesssim \zeta_s \lesssim 0,1$. В результате

$$\mathcal{F}_\pi = -1,15 (1 - 2\zeta_s)^2 \frac{(\sigma_1 \mathbf{k})(\sigma_2 \mathbf{k}) \tau_1 \tau_2}{m_\pi^2 + k^2 + P(k)}, \quad (10)$$

где $P(k)$ дается формулой (8). В выражении для \mathcal{F}_0 мы ограничимся только вкладом нулевых гармоник:

$$\mathcal{F}_0 = C_0 [f_0 + f'_0 \tau_1 \tau_2 + (g_0 + g'_0 \tau_1 \tau_2) \sigma_1 \sigma_2]. \quad (11)$$

2.π-КОНДЕНСАТНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ В АТОМНЫХ ЯДРАХ

Симметричная ядерная материя. Существование в спин-изоспиновой части амплитуды \mathcal{F} отталкивательного ($\sim g' > 0$) и притягательного (\mathcal{F}_π) членов делает возможным возникновение в уравнениях (1) и (2) комплексных частот, означающих неустойчивость системы. Рассмотрим сначала условия возникновения такой неустойчивости в бесконечной ядерной материи, для которой частично-дырочный пропагатор равен

$$A(k, \omega) = -C_0^{-1} \Phi(k, \omega), \quad (12)$$

где $\Phi(k, \omega)$ — известная функция Линхарда [27]. Переходя в (1) к безразмерным амплитудам $\gamma^\omega = C_0^{-1} \mathcal{F}$ и $\gamma = C_0^{-1} \Gamma$, в спин-изоспиновом канале имеем

$$\gamma(\mathbf{k}, \omega) = \gamma^\omega(\mathbf{k}) - \gamma^\omega(\mathbf{k}) \Phi(k, \omega) \gamma(\mathbf{k}, \omega), \quad (13)$$

где

$$\gamma^\omega(\mathbf{k}) = 2g' \sigma_1 \sigma_2 + 2t(k^2) (\sigma_1 \mathbf{k})(\sigma_2 \mathbf{k}); \quad (14)$$

$$\gamma(\mathbf{k}, \omega) = 2G'(k, \omega) \sigma_1 \sigma_2 + 2T(k, \omega) (\sigma_1 \mathbf{k})(\sigma_2 \mathbf{k}). \quad (15)$$

Уравнение (13) легко решается:

$$G'(k, \omega) = g' / [1 + 2g'\Phi(k, \omega)]; \quad (16)$$

$$T(k, \omega) = t(k^2) / [1 + 2g'\Phi(k, \omega)] [1 + 2(g' + t(k^2)k^2)\Phi(k, \omega)]. \quad (17)$$

Аналогично находится и решение уравнения (2) для эффективного поля V в ядерной материи при наложении внешнего поля $(V_0)_\alpha^\beta = v_0(k) \sigma_\alpha \tau_\beta \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r})$:

$$V_\alpha^\beta(k, \omega) = [V_1(k, \omega) \sigma_\alpha + V_2(k, \omega) (\boldsymbol{\sigma}\mathbf{k}) k_\alpha / k^2] \tau_\beta, \quad (18)$$

где

$$V_1(k, \omega) = v_0(k) / [1 + 2g'\Phi(k, \omega)], \quad (19)$$

а

$$V_2(k, \omega) = -v_0(k) 2t(k^2)k^2\Phi(k, \omega) / [1 + 2g'\Phi(k, \omega)] \times \\ \times [1 + 2(g' + t(k^2)k^2)\Phi(k, \omega)]. \quad (20)$$

Из (16)–(20) видно, что спектр спин-изоспиновых возбуждений определяется следующими дисперсионными уравнениями:

$$1 + 2g'\Phi(k, \omega) = 0; \quad (21)$$

$$1 + 2(g' + t(k^2)k^2)\Phi(k, \omega) = 0. \quad (22)$$

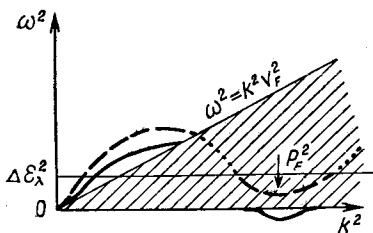


Рис. 3. Качественный вид закона дисперсии для спин-изоспинового звука в ядерной материи.

Заштрихована область, в которой из-за затухания Ландау отсутствуют решения с действительными ω . Сплошная кривая отвечает случаю с π -конденсатной неустойчивостью, а пунктир — ситуации, близкой к неустойчивости (нижняя часть пунктирной кривой при $k^2 \sim p_F^2$ условно описывает спектр возбуждений в конечном ядре; $\Delta\epsilon_\lambda$ — первая разность одночастичных энергий)

Поскольку константа $g' > 0$, первое из этих уравнений имеет решение только при $\omega > kv_F$ ($v_F = p_F/m^*$) [3] и никогда не приводит к неустойчивости. Во втором уравнении при определенных соотношениях между g' и параметрами ζ_s и α в $t(k^2)$ возможно появление решений с отрицательными ω^2 , означающими неустойчивость системы. Эта неустойчивость и носит название π -конденсатной.

Уравнение (22) детально рассмотрено в [3]. Фактически там исследовано более общее дисперсионное соотношение, в котором учитываются зависимости P и пропагатора пиона от ω^2 . Это общее соотношение дает три ветви решений, из которых мы рассматриваем только нижнюю, приводящую к π -конденсации, для которой эти зависимости не важны. При малых k решение (22) практически совпадает с решением (21). С ростом k оно подходит к прямой $\omega = kv_F$ (рис. 3), а затем стационарное решение (22) ис-

чезает (из-за мнимой части в Φ при $\omega < kv_F$). При $\omega^2 < 0$ и $k \sim p_F$ может появиться нарастающее во времени решение, отвечающее π -конденсатной неустойчивости. В конечных ядрах мнимая часть Φ отлична от нуля только при $\omega > \Delta\epsilon_\lambda$, где $\Delta\epsilon_\lambda$ есть первая частично-дырочная разность. Имея в виду конечные ядра, в интервале $0 < \omega < \Delta\epsilon_\lambda$ можно Φ представить в виде

$$\Phi(k, \omega) = \Phi_0(k) + \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \omega^2} \right)_{\omega=0} \omega^2. \quad (23)$$

Тогда из (22) получаем:

$$\omega^2 = \tilde{\omega}^2(k) \left[- \frac{1 + 2g' \Phi_0}{2 (\partial \Phi / \partial \omega^2)_{\omega=0} (m_\pi^2 + k^2 + P(k)) (g' + i(k^2) k^2)} \right], \quad (24)$$

где

$$\tilde{\omega}^2(k) = m_\pi^2 + k^2 + P(k) - \frac{2,3(1 - 2\zeta_s)^2 k^2 \Phi_0}{1 + 2g' \Phi_0}. \quad (25)$$

Выражение в квадратных скобках в (24) положительно и при $k \sim p_F$ имеет оценку $\sim v_F^2$ ($\sim 1/10$), поэтому

$$\omega^2 = \tilde{\omega}^2(k) v_F^2 \varphi(k), \quad (26)$$

где $\varphi(k)$ — плавная функция k (порядка единицы). Таким образом, обращение ω^2 в нуль обязано обращению в нуль величины $\tilde{\omega}^2(k)$, т. е. условие π -конденсатной неустойчивости можно записать в виде:

$$\tilde{\omega}^2(k_0) = 0 \quad (k_0 \sim p_F), \quad (27)$$

где величина $\tilde{\omega}^2(k)$ определена формулой (25).

На рис. 4 показана зависимость $g'_{кр}(\alpha)$ и $k_0(\alpha)$ для нескольких значений ζ_s .

Особенности π -конденсатной неустойчивости в конечных ядрах. Неустойчивость ядерного вещества в канале с пионными квантовыми числами возникает при волновых векторах k порядка импульса Ферми p_F . Поэтому в достаточно больших ядрах, размеры которых много больше p_F^{-1} , картина неустойчивости должна быть примерно такой же, как и в бесконечной системе, а эффекты конечности должны быть существенны только вблизи границы ядра.

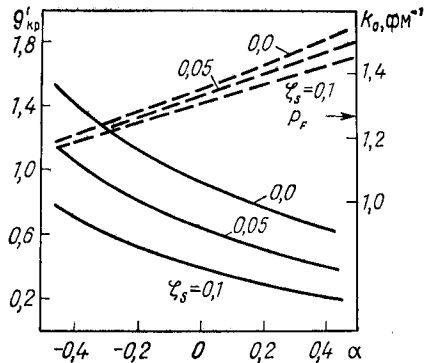


Рис. 4. Критические параметры амплитуды \mathcal{F} и соответствующие импульсы k_0 (пунктир), при которых возникает π -конденсатная неустойчивость в бесконечной ядерной материи. Параметры найдены из условия $\tilde{\omega}_{\min}^2(k_0) = 0$ [$\tilde{\omega}_{\min}^2$ — минимум выражения (25)] при $m_\pi^0 = 0,684 \text{ фм}^{-1}$, $p_F = 1,27 \text{ фм}^{-1}$ и $n_0 = 0,138 \text{ фм}^{-3}$, что соответствует $r_0 = 1,2 \text{ фм}^{-1}$

Именно такая ситуация рассмотрена в работе [28]. Однако осталось неясным, являются ли реальные ядра достаточно большими для ее осуществления. Кроме того, в легких ядрах картина конденсации может быть иной. Все эти вопросы были разобраны в работах [29] на основе точного решения уравнений ТКФС в координатном представлении для конкретных ядер.

Раскладывая эффективное поле V по сферическим тензорам и отделяя угловые переменные (см. Приложение 1), из (2) получаем уравнение, определяющее собственные частоты ω_s для различных мод:

$$v_L^J(r; \omega_s) = \int_0^\infty r_1^2 dr_1 \int_0^\infty r_2^2 dr_2 \sum_{L'L''} \mathcal{F}_{LL'}^J(r, r_1) \times \\ \times A_{L'L''}^J(r_1, r_2; \omega_s) v_{L''}^J(r_2; \omega_s). \quad (28)$$

Здесь $v_L^J(r; \omega_s)$ трактуется как амплитуда рождения состояния $|s\rangle$ с моментом J и четностью $\pi = (-1)^L = (-1)^{J\pm 1}$, так что симметрия рассматриваемого внешнего поля отвечает состояниям аномальной четности $0^-, 1^+, 2^-, \dots$ ($V_0 \sim \sigma_\alpha \tau_\beta$). Для амплитуды v_L^J имеется условие нормировки [26]:

$$\left(v \frac{dA}{d\omega} v \right)_{\omega=\omega_s} = -1, \quad (29)$$

где круглые скобки означают интегрирование по всем координатам и суммирование по спин-изоспиновым индексам [для упрощения записи эти индексы в (28) опущены].

Рассмотрим сначала нейтральный канал ($V_0 \sim \sigma_\tau$). В этом случае появление неустойчивости означает обращение квадрата собственной частоты ω уравнения (28) в нуль. Для выяснения характера π -конденсатной неустойчивости достаточно найти критические значения $g'_{\text{кр}}$ в зависимости от момента J и массового числа A , т. е. решить уравнение (28) при $\omega = 0$ при некоторых фиксированных значениях других параметров взаимодействия (g, α и ζ_s). Для простоты далее обсудим случай $g = 0,65$ и $\alpha = \zeta_s = 0$. Для других наборов все качественные выводы остаются в силе [29]. Расчеты проводились с вудс-саксоновским потенциалом, взятым из [30], для сферических ядер в диапазоне от ^{16}O до гипотетического ядра $^{298}114$. Результаты приведены в табл. 1. Их анализ показывает, что $g'_{\text{кр}}$ не обладает какой-либо систематической зависимостью от A . Значительно существеннее, особенно для магических ядер, сказываются оболочечные эффекты. Из таблицы видно, что в легких и тяжелых ядрах эти эффекты приводят к двум различным ситуациям.

Допустим, что мы могли бы «руками» уменьшать константу g' или, что эквивалентно, увеличивать плотность n (относительное

изменение плотности δn связано с относительным изменением константы g' соотношением $\delta n/n \sim -\delta g'/g'$). Тогда в легких ядрах раньше всего наступает неустойчивость моды 0^- . Оценки показывают [29], что расстояние $\Delta g' \approx 0,05$ (например, в ^{16}O и ^{40}Ca) до ближайшей точки неустойчивости моды 2^- достаточно велико, чтобы влиянием остальных мод на неустойчивость 0^-

Таблица 1

Критические значения $g'_{\text{кр}}$ для различных мод в атомных ядрах
(при $g=0,65$; $\alpha=\zeta_s=0$)

J^π	^{16}O	^{40}Ca	^{56}Ni	$^{100}\text{Sn}^*2$	^{114}Sn	^{208}Pb	$^{298}114^*2$
0^-	0,87	0,99	0,98	0,94	0,95	0,97	0,96
1^+	0,76	0,83	0,87	0,88	0,91	0,89	0,91
2^-	0,82	0,92	0,95	0,94	0,96	0,96	0,95
3^+	0,50	0,79	0,89	0,93	0,92	0,90	0,93
4^-	— *	0,82	0,88	0,94	0,93	0,96	0,95
5^+	—	—	0,67	0,86	0,86	0,92	0,91
6^-	—	—	—	—	0,86	0,94	0,95
7^+	—	—	—	—	—	0,87	0,91
8^-	—	—	—	—	—	0,86	0,92

* Неустойчивость имеет смысл рассматривать для мод с моментами $J \leq A^{1/3}$.

2 В стабильной форме эти ядра не существуют, но это неважно для рассматриваемой задачи.

можно было пренебречь. Поэтому в случае фазового перехода второго рода или первого, близкого ко второму, и структура конденсата должна отвечать симметрии 0^- (чередование слоев с радиальной зависимостью $\sim j_1(k_0 r)$ и угловой $\sim Y_1(n)$; $k_0 \sim \sim p_F$, $j_1(x)$ — сферическая функция Бесселя).

Иная ситуация осуществляется в тяжелых ядрах, где точки неустойчивости делятся на две группы: для мод отрицательной и положительной четности. Внутри каждой группы точки неустойчивости практически совпадают, но между группами расстояние $\Delta g'_{\text{кр}} \approx 0,05 \div 0,08$. Причина расщепления в том, что в атомных ядрах состояния в соседних оболочках, как правило, имеют противоположную четность. Это обстоятельство есть отголосок квазиисцилляторного вида ядерной самосогласованной потенциальной ямы. При $A \rightarrow \infty$ расщепление должно исчезнуть: в широкой прямоугольной яме будут в равной мере представлены состояния как одинаковой, так и противоположной четности. В реальных же тяжелых ядрах при плавном увеличении плотности вначале наступает конденсация всех мод отрицательной четности. Это означает, что при $g' \leq g'_{\text{кр}}$ в системе начинают спонтанно нарастать флуктуации спиновой плотности с координатной

зависимостью $\sim \sin k_0 r$, и в случае фазового перехода второго рода естественно предположить, что в таких ядрах должен возникнуть конденсат, имеющий такую же пространственную структуру. Отметим, что такая ситуация характерна для магических ядер, которые в основном представлены в табл. 1. Для немагического ядра ^{114}Sn этот эффект выражен гораздо слабее.

Что касается регулярной зависимости констант $g'_{\text{кр}}$ от массового числа A , то на основе проведенных расчетов сделать какие-то определенные заключения довольно трудно. Если сравнивать их со значением критической константы в бесконечной ядерной материи ($g'_{\text{кр}\infty} = 0,91$), то видно, что фазовый переход в π -конденсатное состояние в ядрах происходит приблизительно при том же значении. Однако буквальное сравнение затруднительно, поскольку имеется определенный произвол в выборе обезразмеривающего параметра dn/de_F [константа C_0 в амплитуде (5)]. Сравнение же критических констант в легких, с одной стороны, и тяжелых, с другой — ядрах в целях выяснения вопроса, в каких ядрах π -конденсация происходит раньше, не имеет большого смысла, так как на самом деле в амплитуде имеются члены $\sim (N - Z)/A$ [31], вклад которых нами не учитывался. Их учет в принципе может привести в тяжелых ядрах к поправкам, эквивалентным изменению $g'_{\text{кр}}$ на $\approx 0,05$. Некоторый смысл имеет сравнение констант $g'_{\text{кр}}$ при фиксированном J^π в ядрах с $N = Z$: ^{16}O , ^{40}Ca , ^{56}Ni и ^{100}Sn (последнее, правда, не существует, но для рассматриваемого вопроса это неважно); видно, что с ростом A константы $g'_{\text{кр}}$ действительно в среднем несколько приближаются к значению в бесконечной системе. Однако на фоне этого приближения наблюдаются флуктуации оболочечной природы.

В несколько иной постановке критические условия в конечных ядрах исследовались Майер-тер-Веном [32]. Вычисления проводились также в координатном представлении, однако частично-дырочный пропагатор находился суммированием по одночастичным состояниям в широком, но все же ограниченном осциллятором базисе. При этом искались не критические значения параметров взаимодействия, а критическая плотность $n_{\text{кр}}$; изменение плотности достигалось вариацией осцилляторного параметра. Было показано, что устойчивые результаты получаются только при учете не менее 16—18 главных осцилляторных оболочек; этошний раз подчеркивает отмеченный нами ранее [29] факт, что стандартные RPA расчеты с урезанным (две-три оболочки) базисом не могут претендовать на количественную точность при описании явлений, связанных с π -конденсатной неустойчивостью. Недостаток осцилляторного потенциала в том, что для тяжелых ядер он сильно отличается от реалистического. Тем не менее качественно заключения этой работы близки к результатам более реалистических расчетов [29].

В работе Токи и Вайзе [25] также использовался осцилляторный потенциал, но расчет производился не в координатном, а в импульсном пространстве. Вычислялась так называемая функция отклика $R(k, k'; \omega)$, с точностью до множителя совпадающая с амплитудой Γ [уравнение (1)]. Такой подход позволяет, помимо критических констант, найти и критический импульс для данной моды J^π , что дает возможность произвести более прямое сравнение с результатами расчетов для бесконечной материи. При вычислении R делались приближения численного характера, но

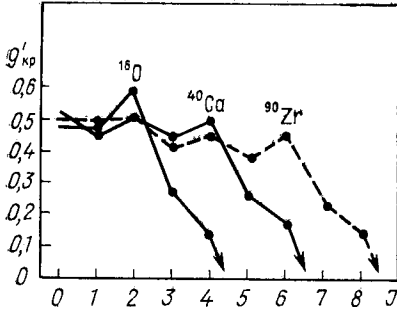


Рис. 5. Критические значения $g'_{кр}$ (J) из работы [25]

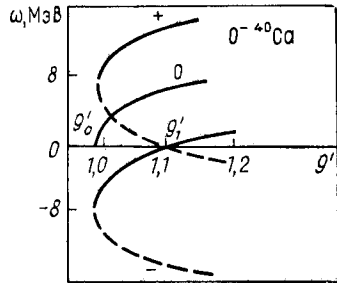


Рис. 6. Положение первых возбужденных состояний 0^- в ^{40}Ca в зависимости от g' («0» — нейтральное возбуждение, «+» и «-» — заряженные)

качественно результаты, полученные в [25], совпадают с нашими. Из рис. 5 видно, что $g'_{кр}$ испытывает, как и в наших расчетах, «четно-нечетное дрожание», приблизительно оставаясь константой вплоть до $J \sim A^{1/3}$, после чего $g'_{кр}$ резко падает. Заметные различия между значениями $g'_{кр}$ в табл. 1 и на рис. 5 объясняются, главным образом, разным способом учета вклада Δ -изобары. Именно в [25] вводится δ -образное отталкивание между Δ -изобарой и нуклоном с той же константой g' , что и для нуклонов. Это соответствует $\alpha \approx 0,5$ в поляризационном операторе (8), т. е. ослаблению вклада от Δ -изобары примерно в два раза. Такое ослабление и влечет за собой уменьшение $g'_{кр}$.

Исследование π -конденсатной неустойчивости в заряженных каналах ($V^\pm \sim \sigma_{\pm}$) выполняется в основном по той же схеме, как и в случае нейтрального канала. Однако имеются и определенные особенности, связанные прежде всего с самим определением условий устойчивости и выбором физических ветвей. Обсудим эти особенности на примере двух ядер — ^{40}Ca и ^{208}Pb .

Проще всего проиллюстрировать рецепт выбора физических ветвей на графиках зависимости собственных частот уравнения

(27) от константы g' . В качестве примера на рис. 6 показаны такие зависимости для моды 0^- в ^{40}Ca при $\alpha = \xi_s = 0$ и $g = 0,65$ (для нейтрального поля; в уравнениях для заряженных полей константа g не входит). Индексы «+» и «-» относятся к заряженным каналам (соответственно для поля $V^+ \sim \sigma_{\tau+}$, рождающего пары \underline{pn} -протон-нейтронную дырку, и поля $V^- \sim \sigma_{\tau-}$, рождающего пары \overline{pn}); индекс 0 — к нейтральному каналу (для поля $V^0 \sim \sigma_{\tau_0}$, рождающего пары \underline{nn} и \overline{pp}). Эффективное поле V^0 является функцией ω^2 , и поэтому кривая с индексом 0 при малых частотах близка к параболе. Кривые с индексом «+» и «-» сдвинуты относительно нее на величину кулоновской энергии (точнее, на $\Delta\mu = [E_B(^{41}\text{Sc}) - E_B(^{41}\text{Ca}) + E_B(^{39}\text{Ca}) - E_B(^{39}\text{K})]/2$, где $E_B(X)$ — энергия связи ядра X). Эти кривые являются зеркальным отражением друг друга относительно оси абсцисс, что отвечает условию $V^+(\omega) = V^-(-\omega)$. По форме они почти точно повторяют кривую 0 — это является следствием изотопической инвариантности, которая в случае ^{40}Ca работает достаточно хорошо. Рецепт выбора физических ветвей на языке мезонной \mathcal{D} -функции разобран в работе [3]. В нашем случае этот выбор осуществляется значительно проще, так как в отличие от нейтронной материи в ядрах ветви, начинающиеся с малых ω , не перепутываются с ветвями, начинающимися с $\omega \sim m_\pi$. Рецепт выбора можно сформулировать так: с ростом отталкивательного взаимодействия, т. е. с ростом константы g' , энергия уровня должна повышаться. Этому критерию отвечают верхние части кривых, изображенные сплошными линиями. Это и есть физические ветви. «Истинной» точкой неустойчивости для заряженных каналов, т. е. точкой, в которой возникают комплексные решения (по терминологии: [3] — точка «парной» неустойчивости), является точка $g' = g'_0$ (в ней становится бесконечной производная $\partial\omega/\partial g'$). Эта точка практически совпадает с точкой неустойчивости в нейтральном канале. Точка g'_1 , в которой обращается в нуль частота $\omega^-(g')$, с точностью до малых поправок, содержащих массу электрона и разность масс нейтрона и протона и т. п., просто соответствует β -распадной неустойчивости. Аналогичная точка для ветви «+» в случае нейтронной материи названа в работе [3] точкой « π_s^+ -конденсации». Если в ядре ^{40}Ca нет π -конденсата, т. е. $g' > g'_0$, то из факта устойчивости ^{40}Ca к β -распаду следует, что константа g' в амплитуде \mathcal{F} должна удовлетворять неравенству $g' > g'_1$.

На рис. 7 аналогичные кривые для физических ветвей изображены для различных J^π . Как видно, все сказанное остается в силе и для других J^π : заряженные ветви получаются из нейтральных сдвижкой по вертикали на $\Delta\mu$. Отметим существенно различный наклон кривых для мод различной четности. Это связано с тем, что в случае отрицательной четности вклад в пропагатор A (r_1 ,

r_2 ; ω) вносят переходы между соседними оболочками, а в случае положительной четности — через оболочку. На примере нейтрального канала поясним, как это проявляется. При малых частотах положение уровня ω_{J^π} при заданном J^π можно найти из формулы $\omega_{J^\pi}^2 = C_{J^\pi}/B_{J^\pi}$, где C_{J^π} — жесткость для моды J^π , а B_{J^π} — соответствующий массовый коэффициент. В этой области жесткость C_{J^π} мала и при $g' = (g'_{кр})_{J^\pi}$ она обращается в нуль, в то время как массовый коэффициент не мал, и его можно считать постоянным. Жесткости C_{J^π} определяются в основном

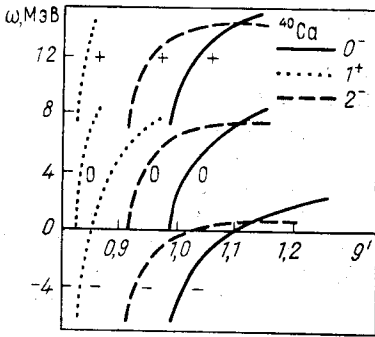


Рис. 7. Зависимость энергии первых возбужденных состояний с $J^\pi = 0^-, 1^+$ и 2^- в ^{40}Ca от g'

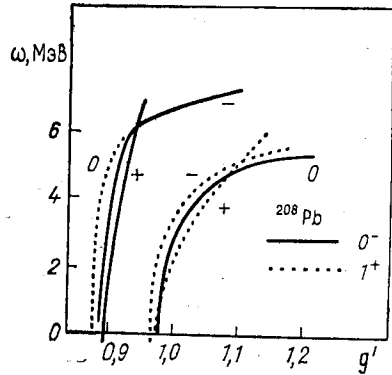


Рис. 8. Положение первых состояний с $J^\pi = 0^-$ и 1^+ в ^{208}Pb в зависимости от g'

суммированием по состояниям, далеким от поверхности Ферми, вследствие чего различие критических констант $(g'_{кр})_{J^\pi}$ оказывается небольшим. В массовые же коэффициенты B_{J^π} значительный вклад дают состояния вблизи поверхности Ферми; поэтому, например, B_{0^-} — значительно больше, чем B_{1^+} , и так как наклон кривых $\omega_{J^\pi}(g')$ определяется именно массовыми коэффициентами, то кривая для 1^+ идет заметно круче, чем для 0^- .

Для ядра ^{208}Pb картина принципиально не меняется. Но здесь изотопическая инвариантность нарушается довольно сильно. Поэтому заряженные ветви (рис. 8) сдвинуты относительно нейтральных (при одном и том же J^π) по горизонтали и формы всех трех ветвей заметно различаются между собой. Отметим, что смещение заряженных ветвей по вертикали здесь значительно меньше, чем в ^{40}Ca . Это объясняется тем, что в ^{208}Pb кулоновская энергия и энергия симметрии квазичастиц почти точно компенсируют друг друга.

Как и в нейтральном канале, заряженные ветви в ^{208}Pb расщепляются по четности на две группы, но эти группы меняются местами. На рис. 8 этот факт прослеживается на примере мод 0^- и

1^+ ; для других относительное расположение ветвей такое же. Заполнения по нейтронам и протонам в ^{208}Pb различаются ровно на одну оболочку, и поэтому для заряженного канала минимальные энергетические разности в пропагаторе возникают для мод положительной четности (а не для мод с отрицательной четностью, как в случае нейтрального канала). При этом критические константы g'_0 и g'_1 (при которых, согласно терминологии работы [3], возникает соответственно «парная» и π^+ -неустойчивость) для мод положительной четности очень близки друг к другу и практически совпадают с критической константой $g'_{\text{кр}}$, при которой наступает неустойчивость в нейтральном канале для мод с отрицательной четностью.

Проведенное рассмотрение показывает, что характер π -конденсации в легких и тяжелых ядрах может существенно различаться. В легких ядрах с уменьшением g' (по мере увеличения плотности) сначала наступает неустойчивость моды 0^- , причем влиянием других мод на ее конденсацию можно пренебречь. В тяжелых ядрах ситуация близка к бесконечной системе, где одновременно становятся неустойчивыми все моды, однако и здесь оболочечные эффекты приводят к тому, что происходит разделение точек неустойчивости по четности. Так, в ^{208}Pb для нейтрального канала сначала конденсируются все моды отрицательной четности, а затем — положительной, для заряженных каналов — наоборот.

3. ЕСТЬ ЛИ π -КОНДЕНСАТ В ЯДРАХ?

Уже в первых работах А. Б. Мигдала по проблеме π -конденсации обсуждалась возможность существования π -конденсата в атомных ядрах. На первый взгляд, такая гипотеза противоречит всему опыту ядерной физики. Однако анализ показал, что π -конденсат небольшой амплитуды оказывает слабое влияние на большинство ядерных свойств. Наоборот, трудно найти такие явления, которые были бы чувствительны к наличию конденсата и анализ которых позволил бы ответить на поставленный вопрос.

Физическая картина π -конденсата формулируется на языке пионного поля. На самом деле речь идет о возбуждениях среды, имеющих пионную симметрию, которые суть суперпозиция пионов, частично-дырочных возбуждений и возбуждений Δ -изобара — дырка. π -Конденсат представляет собой систему стоячих волн таких «пионов». Другими словами, π -конденсация означает возникновение периодической спин-изоспиновой структуры, и для его обнаружения нужны явления, в которых проявилась бы такая структура.

Одно из таких явлений — это упругое рассеяние электронов ядрами [33]. Существование π -конденсата должно приводить

к дополнительному максимуму в дифференциальном сечении $(d\sigma/d\Omega)_{el}$ рассеяния быстрых электронов при переданных импульсах $k \approx 3 \text{ фм}^{-1}$. Его происхождение связано с тем, что π -конденсация приводит к возникновению в ядре периодического пионного поля:

$$\varphi = a \sin k_0 z, \quad (30)$$

где константы a (амплитуда конденсатного поля) и k_0 ($1/k_0$ — период структуры) определяются из уравнения для энергии пионов в ядерном веществе [3]. Это уравнение отличается от (25) добавкой члена, обусловленного взаимодействием пионов между собой. Во втором порядке по амплитуде a возникает поправка к плотности:

$$\delta n(r) = n_0(r) \xi^2 \cos 2kz, \quad (31)$$

где

$$\xi^2 = 3f^2 k_0^2 a^2 / 16\epsilon \frac{1}{2}. \quad (32)$$

В борновском приближении электрический форм-фактор ядра приобретает добавку:

$$\delta F(k) = -\xi^2 \sin(k - 2k_0) R / (k - 2k_0) R, \quad (33)$$

которая имеет максимум при $k = 2k_0$ шириной $\Delta k \sim 1/R$. В соответствии с этим при $k \sim 2k_0 \approx 3 \text{ фм}^{-1}$ (расчеты [3] дают $k_0 \approx 1,5 \text{ фм}^{-1}$) в сечении должен возникать дополнительный максимум.

В настоящее время накопилось довольно много данных по сечениям e, e' -рассеяния в рассматриваемой области k . Существует также довольно много расчетов этих сечений [34–36]. Все расчеты довольно сильно (до фактора 2) расходятся с экспериментом при $k \gtrsim 2 \text{ фм}^{-1}$. Однако характер этих расхождений иной: отличия между теоретическими и экспериментальными сечениями монотонно растут с увеличением k и в области $k \approx 3 \text{ фм}^{-1}$ не имеют выделенного максимума. Скорее всего, они связаны с тем, что при столь больших передачах импульса начинают сказываться различия между частицами и квазичастицами в ядрах [36]. Так что хотя из-за трудностей теоретического описания в настоящее время данные по электронному рассеянию нельзя считать доказательством, что π -конденсата в ядрах нет, все-таки отсутствие выраженного максимума в сечении рассеяния электронов при $k \approx 3 \text{ фм}^{-1}$, скорее, есть аргумент против π -конденсата, чем за.

Второе явление, которое обсуждалось А. Б. Мигдалом [3] и В. Ф. Дмитриевым [8] — это удвоение уровней в случае, если π -конденсат существует. Причина этого удвоения следующая. Поскольку пионное поле псевдоскалярное, в силу закона сохранения четности его среднее значение в данном состоянии ядра обязательно равно нулю. При π -конденсации большое макроскопиче-

ское значение приобретает средний квадрат конденсатного поля. При этом оператор поля $\hat{\phi}$ можно изобразить [3] в виде $\hat{\phi} = \hat{q}\Psi(r)$, где $\Psi(r)$ определяет координатную зависимость пионного поля, а q — коллективная координата, пропорциональная

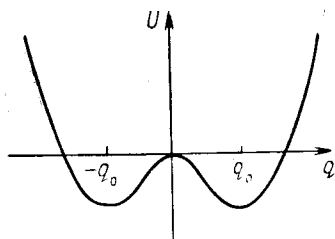


Рис. 9. Потенциал уравнения для коллективной волновой функции $\chi(q)$ [см. (34)]

амплитуде конденсатного поля, причем q является псевдоскаляром. Так, в случае конденсата симметрии 0^- [8] $\hat{q} \sim (\sigma\pi)$. Из гамильтониана системы выделяется коллективная часть, имеющая вид ангармонического осциллятора с потенциалом (рис. 9):

$$U(q) = -\omega_0^2 q^2/2 + \lambda_1 q^4/4, \quad (34)$$

где ω_0 и λ_1 — константы (ω_0^2 — минимум величины $\tilde{\omega}^2(k)$, [$\lambda_1 \sim \lambda/V^*$, где λ — эффективная константа взаимодействия двух конденсатных

пионов, а V — объем системы]). Разложение $U(q)$ вблизи точек $\pm q_0$ имеет вид осцилляторной ямы $U_{\pm}(q) = -\omega_0^4/4\lambda + \omega_0^2(q \mp q_0)^2$. Обозначим χ_0^{\pm} решения в этих ямах соответственно. Очевидно, $\langle \chi_0^{+,-} | \hat{q} | \chi_0^{+,-} \rangle = \pm q_0$, т. е. эти состояния не имеют определенной четности. Решения, имеющие определенную четность, в случае малой проницаемости барьера суть симметричная и антисимметричная комбинации χ_0^{\pm} :

$$\chi_0^{s,a} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\chi_0^+ \pm \chi_0^-). \quad (35)$$

Здесь χ_0^s отвечает основному состоянию (0^+) ядра, а χ_0^a — возбужденному (0^-). Энергия антисимметричного уровня легко вычисляется в квазиклассическом приближении [3]:

$$\Delta E_{0^-} = \frac{\omega_0 V \sqrt{2}}{\pi} \exp\left(-\frac{\pi \omega_0^3}{4\lambda_1}\right). \quad (36)$$

Поскольку $\lambda_1 \sim 1/V$, эта величина в большой системе экспоненциально мала, а в пределе бесконечной системы оба состояния являются вырожденными. Для оценки ΔE в [3] брались значения $\omega_0^2 = 0,2 m_{\pi}^2$ и $\lambda = 10$, что дает $\Delta E = 28e^{-1,04A/100}$ МэВ. Для $A = 208$ имеем $\Delta E \approx 4$ МэВ. Таким образом, в ядре ^{208}Pb на высоте ≤ 4 МэВ над основным состоянием должно быть состояние 0^- , имеющее сходную волновую функцию. Такое состояние является очень коллективным и должно сильно возбуждаться в реакциях, способных индуцировать переход $0^+ \rightarrow 0^-$ (например, при рассеянии нуклонов). Аналогичное удвоение должно иметь место и для

* Для плоского конденсата $\lambda_1 = 3\lambda/2V$.

других ядерных состояний, т. е. над системой «обычных» ядерных уровней на высоте ≈ 4 МэВ должна быть расположена полоса состояний противоположной четности, имеющих большое перекрытие со своими «партнерами». Спектр ^{208}Pb хорошо изучен

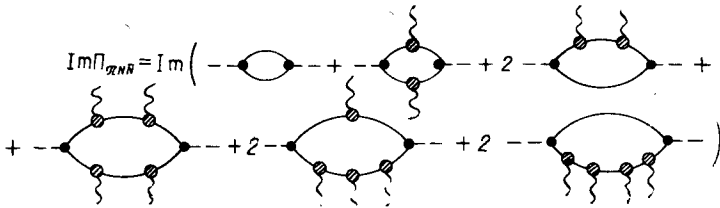


Рис. 10. Скелетные диаграммы поляризационного оператора пиона в ядерном веществе, определяющие вероятность однонуклонного захвата. Волнистая линия означает статическое конденсатное поле. В заштрихованной вершине учитываются эффекты перенормировки за счет зависящего от спина ферми-жидкостного взаимодействия

вплоть до одночастичного порога ($\sim 7-8$ МэВ), и в нем отсутствуют какие-либо уровни, природа которых не понятна с точки зрения простой квазичастичной картины. На наш взгляд, этот факт является сильным аргументом против существования конденсата в ядрах. Возникает, однако, вопрос, насколько приведенная оценка для ΔE является реалистической, если π -конденсат в ядрах существует. Хотя в этой оценке и имеется несколько неопределенных факторов, она представляется, скорее, оценкой сверху (например, оценка [3] для ^{208}Pb дает $\Delta E \approx 1$ МэВ). Наконец, если думать, что $\Delta E > 8$ МэВ и обсуждаемый уровень 0^- попадает в континуум, то он все равно должен проявляться как очень коллективный (коллективность порядка A) гигантский 0^- -резонанс, каковой также не обнаружен.

Наконец, последнее явление, которое мы обсудим в этом разделе, — это однонуклонная ширина уровней π -атомов или, что физически почти то же самое, — вероятность однонуклонного захвата (0Z) медленных пионов.

В работе М. А. Троицкого и др. [7], а также Пирнера [37] было показано, что этот процесс является критическим с точки зрения установления факта существования или отсутствия π -конденсата в ядрах.

В бесконечной ядерной материи, если π -конденсат отсутствует, такой процесс запрещен законами сохранения энергии и импульса. В конечных ядрах несохранение импульса ($\sim 1/R$, где R — радиус ядра) разрешает этот процесс, но в очень малой степени. При наличии π -конденсата 0Z становится возможным и в бесконечной материи. Действительно, периодическая структура спин-изоспиновой плотности разрешает процессы «переброса», когда импульс нуклона \mathbf{p} меняется на $\mathbf{p} \pm \mathbf{k}_0$ (\mathbf{k}_0 — «импульс» конденса-

та). Этот эффект приводит к значительному увеличению (примерно на два порядка) вероятности ОЗ в конечных ядрах по сравнению со случаем без конденсата. В работе [7] этот эффект рассмотрен для слабого конденсатного поля, когда по нему применима теория возмущений. Вероятность ОЗ пропорциональна мнимой части поляризаационного оператора пиона $\Pi_{\pi N \bar{N}}(\omega, k)$. Скелетные графики для Π , рассчитанные в [7], изображены на рис. 10. Здесь пунктирные линии изображают «внешний» пион с частотой ω и волновым вектором k , а волнистая линия — статическое конденсатное поле с импульсом k_0 и амплитудой a . Из-за симметрии конденсатного

Таблица 2

Парциальная вероятность поглощения π^- -мезонов на ядрах с вылетом одиночного нуклона в ситуации с пионным конденсатом и без него [7]

Элемент	Уровень π -атома	Относительная вероятность вылета нуклона, %		Элемент	Уровень π -атома	Относительная вероятность вылета нуклона, %	
		без конденсата	с конденсатом			без конденсата	с конденсатом
^{238}U	$\begin{cases} 5g \\ 4f \\ 4f \end{cases}$	0,13	4	^{60}Ni	$\begin{cases} 3d \\ 2p \\ 3d \end{cases}$	0,50	8
^{208}Pb		0,08	4			0,28	4,5
^{119}Sn		0,12	5			0,36	7
	$3d$	0,30	5	^{40}Ca	$2p$	0,16	4

поля (σk_0) τ разложение Π ведется только по четным степеням амплитуды. Необходимость учета членов четвертого порядка по a связана с тем обстоятельством, что члены второго порядка вносят вклад в $\text{Im } \Pi$, только если $k_0 > 1,1p_F$. В табл. 2 воспроизведены результаты расчетов [7] относительной вероятности ОЗ W_1 ($W_1 = \Gamma_1/\Gamma$, где Γ_1 — однонуклонная, а Γ — полная ширина) пионов с различных мезоатомных уровней нескольких ядер в диапазоне от ^{40}Ca до ^{238}U . Расчет выполнен как без конденсата, так и с конденсатом. В последнем случае сделаны следующие предположения: конденсат существует в области, где плотность нуклонов $n > 0,7n_0$ (здесь n_0 — плотность в центре ядра), квадрат амплитуды конденсата $a^2 = 0,05$, $k_0 = p_F$. При таком k_0 в $\text{Im } \Pi$ вносят вклад только члены четвертого порядка (нижний ряд диаграмм на рис. 10). Для $k_0 = 1,25p_F$, когда разрешены процессы второго порядка, $\text{Im } \Pi$ возрастает примерно вчетверо. Наконец, учет в Π членов, в которых виртуально рождается Δ -изобара, приводит к увеличению чисел в последней колонке табл. 2 еще примерно в 1,5 раза. Так что при существовании π -конденсата в ядрах значения, представленные в последней колонке, являются для W_1 оценкой снизу. Они примерно на два порядка больше значений при отсутствии π -конденсата.

К сожалению, имеется очень мало измерений однонуклонных ширин. В работе Андерсона и др. [38] измерялся энергетический спектр нейтронов с энергиями до 150 МэВ в реакции захвата медленного пиона ядрами Рb и U. Дана (правда, с большой погрешностью) оценка $W_1 \approx 10^{-3}$. В работе Дея и др. [39] для реакции $^{165}\text{Ho} (\pi^-, xn)$ также получено значение $W_1 \approx 10^{-3}$. Такие значения хорошо согласуются с предположением, что конденсата в ядрах нет. Если предположить, что он все-таки существует, то для амплитуды конденсата допускаются очень малые значения: $a^2 < 5 \cdot 10^{-3}$, если $k_0 = p_F$, и $a^2 < 4 \cdot 10^{-4}$, если $k_0 = 1,25p_F$. Еще более сильное ограничение можно было бы сделать из данных работы Бутцева и Чултэма [6], где для реакции $^{181}\text{Ta} (\pi^-, n) ^{180m}\text{Hf}$ ($T_{1/2} = 5,5$ ч, $J^\pi = 8^-$) получено значение вероятности меньше 10^{-3} . Однако, по-видимому, структура конечного состояния такова, что реакция определяется поверхностной областью, где конденсат не существует. Столь сильные ограничения на амплитуду конденсатного поля говорят, что, скорее всего, конденсата в ядрах нет. Во всяком случае, конденсат с такой малой амплитудой не допускает описания в терминах классического поля, которое принято в [3, 7], т. е. является гораздо более сложным объектом. Но главное обстоятельство, которое здесь не позволяет сделать однозначных заключений об отсутствии конденсата — это недостаточная полнота экспериментальных данных.

Ситуацию в вопросе о существовании π -конденсата в атомных ядрах можно резюмировать следующим образом.

1. Не известно ни одного явного указания на существование конденсата.
2. Не имеется абсолютно строгих доказательств, что его в ядрах нет.
3. Есть несколько нестрогих свидетельств отсутствия π -конденсата.

4. ПАРАМЕТРЫ ЭФФЕКТИВНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

В первых оценках близости ядер к ТПКН [1] использовалось значение константы g' , найденное в ТКФС из анализа экспериментальных данных без явного выделения амплитуды однопионного обмена \mathcal{F}_π . Однако, как правило, в анализируемых явлениях представлены, наряду с малыми, и большие ($\sim p_F$) переданные импульсы k . Поэтому явный учет \mathcal{F}_π при анализе таких явлений может привести к изменению g' .

В работах [11—13] уравнения разд. 2 с явно выделенной амплитудой \mathcal{F}_π применялись для описания магнитных характеристик и спектров состояний аномальной четности ($0^-, 1^+, 2^- \dots$). Использовался тот же метод точного решения уравнений ТКФС в

координатном пространстве, что и при исследовании π -конденсатной неустойчивости. Из анализа были определены параметры амплитуды \mathcal{F} , причем их значения оказались близкими к критическим.

Спектры состояний аномальной четности. Задача нахождения спектров состояний частично-дырочной природы представляется наиболее естественной для определения параметров эффективного взаимодействия. Действительно, сдвиг уровня по отношению к положению, даваемому моделью независимых частиц, пропорционален амплитуде взаимодействия Γ и не содержит других неизвестных факторов, какие, например, входят в локальный заряд квазичастиц e_q при вычислении магнитных моментов или $B (ML)$.

Однако в задаче о спектрах остро встает вопрос об аппроксимации \mathcal{F} сравнительно простым видом (4), (10) и (11), в котором, в частности, амплитуда однопионного обмена $\tilde{\mathcal{F}}_\pi$ в поперечном канале (в канале рассеяния) аппроксимируется локальной функцией и считается включенной в \mathcal{F}_0 . Такая операция оправдана в уравнении для эффективного поля, где, как правило, $\tilde{\mathcal{F}}_\pi(q)$ интегрируется по широкому ($\sim 2p_F$) интервалу импульсов q , передаваемых в этом канале. Так же обстоит дело и в уравнении (28) на собственные частоты, когда состояние $|s\rangle$ коллективное. Под коллективным мы понимаем такое состояние, в переходной плотности которого:

$$\rho_{tr}(\mathbf{r}) = \int A(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \omega_s) v_s(\mathbf{r}') d\mathbf{r}' = \sum_{\lambda\lambda'} \rho_{\lambda\lambda'}^{tr} \varphi_\lambda^*(\mathbf{r}) \varphi_{\lambda'}(\mathbf{r}), \quad (37)$$

нет выделенных компонент $\rho_{\lambda\lambda'}^{tr}$. Матричные элементы $\rho_{\lambda\lambda'}^{tr}$ нормированы следующим образом:

$$\sum_{\lambda\lambda'} (n_\lambda - n_{\lambda'}) |\rho_{\lambda\lambda'}^{tr}|^2 = -1. \quad (38)$$

Для коллективных состояний все $|\rho_{\lambda\lambda'}^{tr}| \ll 1$. Большинство же состояний, которые мы рассматриваем, не являются коллективными: для них в сумме (37) выделено малое число компонент (чаще всего — одна), а другие — каждая по отдельности — малы, так что важны только их когерентные суперпозиции. В таких случаях в игру зачастую вступают тонкие детали \mathcal{F} , в частности, однопионный обмен в поперечном канале, что существенно затрудняет анализ. Отметим, что выделение из \mathcal{F} члена $\tilde{\mathcal{F}}_\pi$ с «голым» пионом, как это сделано в работе Шпета и др. [40], не решает проблемы, так как реально обмен происходит «жирным» пионом (рис. 11), который из-за поляризации среды сильно отличается от пустотного. Корректное выделение $\tilde{\mathcal{F}}_\pi$ в общем случае — сложная задача.

Для описания неколлективных состояний удобно частично-дырочный пропагатор A в уравнении (28) представить в виде

$$A(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}'_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}'_2; \omega) = \sum_{\lambda\lambda'} \frac{n_\lambda - n_{\lambda'}}{\varepsilon_\lambda - \varepsilon_{\lambda'} - \omega} \varphi_\lambda(\mathbf{r}_1) \varphi_{\lambda'}^*(\mathbf{r}'_1) \varphi_{\lambda'}^*(\mathbf{r}_2) \varphi_\lambda(\mathbf{r}'_2) \quad (39)$$

и разбить на сумму

$$A = A_0 + A', \quad (40)$$

где A_0 включает только члены, вносящие доминирующий вклад в $\rho^{tr}(\mathbf{r})$. Тогда из (28) получаем

$$v_s = \Gamma'(\omega_s) A_0(\omega_s) v_s, \quad (41)$$

где

$$\Gamma'(\omega_s) = \mathcal{F} + \mathcal{F}A'(\omega_s)\Gamma'(\omega_s). \quad (42)$$

Рассмотрим для определенности наиболее распространенный случай, когда в A_0 представлено всего одно частично-дырочное

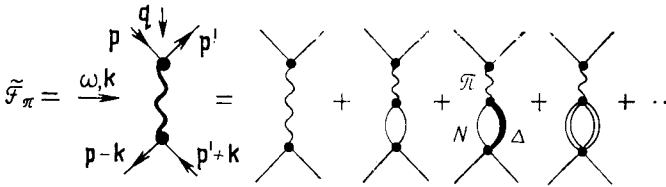


Рис. 11. Амплитуда однопионного обмена в поперечном канале (канале рассеяния)

состояние $|12\rangle$. Введем обозначения: $\omega_{12} = \varepsilon_1 - \varepsilon_2$, $(v_s)_{12} = \int v_s(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \psi_{12}^{JM}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2$,

$$\psi_{12}^{JM}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \sum_{m_1 m_2} (-1)^{j_2 - m_2} C_{j_2 m_2 j_1 m_1}^{JM} \varphi_{j_1 m_1 l_1 n_1}(\mathbf{r}_1) \varphi_{j_2 - m_2 l_2 n_2}^*(\mathbf{r}_2),$$

$$[\Gamma'_J(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)]_{12} = \int \Gamma'(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3, \mathbf{r}_4; \omega_s) \psi_{12}^{JM}(\mathbf{r}_3, \mathbf{r}_4) d\mathbf{r}_3 d\mathbf{r}_4$$

и

$$[\Gamma'_J]_{12}^{12} = \int [\Gamma'_J(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)]_{12} \psi_{12}^{JM}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2.$$

Тогда из (41) следует:

$$\omega_s = \omega_{12} + [\Gamma'_J(\omega_s)]_{12}^{12} \quad (43)$$

и

$$v_s(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = [\Gamma'_J(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)]_{12} (v_s)_{12} / (\omega_s - \omega_{12}). \quad (44)$$

Уравнения (42) — (44) полностью тождественны исходному (28). Однако они, как правило, гораздо удобнее, так как, во-первых, допускают простое итерационное решение [41], а во-вторых, хорошо приспособлены для качественных оценок и приближенных вычислений.

Таким образом, для неколлективных состояний сдвиг энергии $\Delta\omega = \omega_s - \omega_{12}$ равен индивидуальному матричному элементу $[\Gamma_j]_{12}^{12}$, который является виной функцией частоты ω вблизи ω_s и оценка которого $\sim [\mathcal{F}_j]_{12}^{12} \ll \varepsilon_F A^{-2/3}$. Поэтому критерием неколлективности состояния служит малая величина $\Delta\omega$, что имеет

Таблица 3

Энергии частично-дырочных состояний аномальной четности в ^{208}Pb

J^π	$\omega_{\text{экср}},$ МэВ	$\omega_{12},$ МэВ	$\omega_{\text{теор}},$ МэВ [$\alpha = 0, \zeta_s = 0,05$]				
			$g = 0,65$			$g = 0,3$	
			$g' = 0,80$	$g' = 0,85$	$g' = 1,00$	$g' = 0,80$	$g' = 0,85$
2_1^-	4,23	4,00	4,13	4,27	4,39	4,04	4,20
0_1^-	5,28	5,46	4,80	5,23	5,51	4,64	5,15
1_3^+	7,2 (P)	5,57	6,97	7,07	7,27	7,05	7,24
2_2^-	5,04	5,00	4,97	5,13	5,19	4,85	5,07
4_1^-	3,48	3,43	3,51	3,52	3,54	3,48	3,50
4_2^-	3,92	4,00	4,05	4,09	4,12	4,01	4,06
4_3^-	4,13	4,21	4,12	4,20	4,28	4,10	4,17
6_1^-	3,99	4,00	4,04	4,04	4,05	4,02	4,03
6_2^-	4,21	4,21	4,22	4,24	4,27	4,19	4,22
6_3^-	4,39	4,33	4,34	4,42	4,49	4,27	4,36
12_1^-	6,42	6,49	—	—	—	6,63	6,65
12_2^-	7,66	7,22	—	—	—	7,35	7,45

место почти для всех состояний аномальной четности в ^{208}Pb (табл. 3). Матричный элемент $[\Gamma_j(\omega_s)]_{12}^{12}$ просто связан с матричными элементами $[\Gamma_j]_{11}^{22}$ с фиксированным моментом I в поперечном канале (рис. 12):

$$\Gamma_j = \sum_I \left\{ \begin{matrix} j_1 j_2 J \\ j_2 j_1 I \end{matrix} \right\} (2I+1) (-1)^{j_1+j_2+I+J} \Gamma_I. \quad (45)$$

Суммирование по I , вообще говоря, приводит к некоторому усреднению по импульсу q , что и предопределяет преимущество аннигиляционного канала перед каналом рассеяния в тех случаях, когда угловые моменты j_1 и j_2 оба велики, так что в (45) суммирование ведется по большому числу $(2\min\{j_1, j_2\} + 1)$ моментов I . Если же один из моментов j_1, j_2 мал, число членов в сумме по I также невелико (например, для $j = 1/2$ возможны лишь $I^\pi = 0^+$

и 1^+), и тогда заранее вообще не ясно, в каком канале нужно развивать уравнение для Γ . В [14] был выполнен тщательный анализ состояний аномальной четности в ^{208}Pb в целях нахождения «чистых» случаев, когда в поперечном канале в достаточной мере происходит усреднение по q , так что аппроксимация (4) для \mathcal{F} вполне допустима. Оказалось, что это имеет место для состояний 2_1^- , 0_1^- и 1_2^+ (правда, экспериментальная ситуация с уровнями 1^+ не

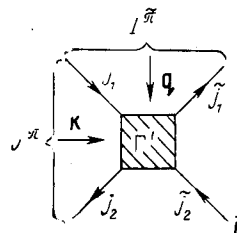


Рис. 12. Амплитуда взаимодействия нуклонов, определяющая сдвиг неколлективного уровня относительно разности энергий частично-дырочных уровней j_1 и \tilde{j}_2

вообще ясна). Результаты расчета ω_s для этих состояний приведены в верхней части табл. 3. Вариант расчета с $g = 0,65$ взят из [12] и [41]. Для исследования чувствительности результатов к изоскалярной константе g выполнен расчет и для $g = 0,3$. Как видно, в большинстве случаев зависимость от g очень слабая, хотя в целом согласие с опытом для $g = 0,3$ несколько лучше. Для обоих значений g экспериментальные данные лучше всего воспроизводятся при $g' \approx 0,80 \div 0,85$, что довольно близко к ТПКН (напомним, что при $\alpha = 0$ и $\zeta_s = 0,05$ неустойчивость возникает при $g'_{кр} = 0,70$).

Известны случаи, когда распределение по импульсу k в «прямом» канале является более или менее гладким, а по импульсу q в поперечном канале — нет. Тогда целесообразнее пользоваться разложением (45) и развивать уравнение для Γ_I в поперечном канале. Такая программа без учета однопионного обмена была проведена в работе [42], в частности, для дублета (5^+ , 4^+) в ^{209}Bi , который имеет чистую конфигурацию $|1h_{9/2}^p 3p_{1/2}^{-n}\rangle$. Центр тяжести дублета определяется матричным элементом $\Gamma_{I\pi=0^+}$, а расщепление — матричным элементом $\Gamma_{I\pi=1^+}$. Экспериментальное значение этого расщепления равно $\Delta E = -77$ кэВ, а расчет [42] при $g = 0,3$, $\alpha = 0$, $\zeta_s = 0,05$ и $g' = 0,85$ дает $\Delta E = -74$ кэВ. Таким образом, этот набор констант довольно хорошо описывает все «чистые» случаи.

В нижней части табл. 3 приведены результаты расчетов для других состояний аномальной четности в свинце. Как видно, наилучшее согласие с опытом в целом достигается при тех же наборах констант, близких к критическим, хотя в отдельных случаях положение уровней воспроизводится не столь хорошо, как для «чистых» состояний.

Отметим, что в легких ядрах (^{12}C , ^{16}O) одночастичные моменты j_1 и j_2 в (45) малы, так что прямое решение (28) в аннигиляционном канале [40] представляется малоинформативным. Продемонстрируем это на примере двух первых состояний 0^- в ^{16}O [43]. Уровень 0^- ($T = 1$; 12,78 МэВ) часто дискутируется в связи с вопросом о близости ядер к π -конденсатной неустойчивости [44, 45].

Его энергия на 360 КэВ больше значения $\omega_{12} = 12,42$ МэВ, даваемого моделью независимых частиц. Расчет в «лоб» в прямом канале с тем же набором параметров, что и для ^{208}Pb , приводит к понижению уровня на $\Delta\omega \approx -1$ МэВ. Это объясняется тем, что в этом случае существенную роль играют нерегулярные компоненты амплитуды в поперечном канале. На мысль об их важности наводит, в частности, тот факт, что уровень 0^- ($T = 0$), наоборот, из-за взаимодействия сдвинул вниз, причем значительно ($\Delta\omega_{\text{эксп}} = -1,2$ МэВ), в то время как изоскалярная спиновая часть амплитуды \mathcal{F} , по-видимому, отталкивательная [26]. В [43] был выполнен альтернативный расчет положения этих уровней, в котором использовалось уравнение для Γ в поперечном канале (заметим, что в этом случае сдвиг уровня определяется не только спиновыми компонентами \mathcal{F} , но и скалярными компонентами f и f' , которые довольно хорошо известны [20]). Расчет дал правильный порядок уровней: уровень с $T = 1$ поднимается вверх, а с $T = 0$ — опускается. Однако и в первом, и во втором случае сдвиг оказывается слишком большим: $\Delta\omega_{0^-, T=1} = +2,6$ МэВ, $\Delta\omega_{0^-, T=0} = -4,3$ МэВ. По-видимому, одновременный учет обоих каналов позволит правильно описать оба уровня с теми же параметрами взаимодействия, что и в тяжелых ядрах, хотя ядро ^{16}O слишком легкое для надежного применения многотельных методов, на которых основана ТКФС, так что некоторое изменение параметров при переходе от ^{208}Pb к ^{16}O вполне допустимо. Во всяком случае нам кажется некорректным опираться на расчеты для ^{16}O и ^{12}C [40] при выяснении вопроса о степени близости ядер к ТКН.

О волновых функциях состояний аномальной четности. Для трех состояний 2_1^- , 4_1^- и 6_1^- в ^{208}Pb известны феноменологические «волновые функции», т. е. компоненты $\rho_{\lambda\lambda'}^{tr}$ переходной плотности (37), которые для этих состояний удалось извлечь непосредственно из данных по β - и γ -переходам [46]. В такой процедуре, разумеется, определяются лишь главные компоненты $\rho_{\lambda\lambda'}^{tr}$, из которых одна $\rho_{12} \sim 1$ и несколько — порядка 0,1, а остальные, совсем малые, игнорируются. В работе [41] компоненты $\rho_{\lambda\lambda'}^{tr}$ были рассчитаны для выбранного из анализа спектров набора констант (табл. 4). Видно, что хорошо воспроизводятся главные компоненты ρ_{12} , но это не удивительно: их близость к 1 мало зависит от деталей \mathcal{F} . Гораздо чувствительней к выбору параметров \mathcal{F} следующие по величине компоненты $\rho_{\lambda\lambda'}^{tr}$.

Из сопоставления с табл. 3 видно, что имеется корреляция между правильностью описания спектров состояний и точностью воспроизведения их волновых функций. Лучше всего воспроизводится волновая функция состояния 2_1^+ , которое, как отмечалось

Таблица 4

Главные компоненты $\rho_{\lambda\lambda'}$ переходных плотностей первых состояний аномальной четности в ^{208}Pb

$J\pi$		$ \rho_{\lambda\lambda'}^{tr} $			
2_1^-	эксперимент	0,98	0,21	0,05	0,03
	теория	0,95 (1)	0,24 (6)	0,11 (8)	0,04 (7)
4^-	эксперимент	0,92	0,24	0,12	0,06
	теория	0,98 (2)	0,09 (3)	0,04 (9)	0,05 (5)
6^-	эксперимент	0,87	0,35	0,33	0,10
	теория	0,99 (4)	0,01 (9)	0,08 (4)	0,09 (3)

Примечание. В скобках указаны номера частично-дырочных конфигураций, пронумерованных следующим образом: (1) $2g_{9/2}^n - 2f_{5/2}^-$; (2) $2g_{9/2}^n - 3p_{1/2}^-$; (3) $2g_{9/2}^n - 3p_{3/2}^-$; (4) $1i_{11/2}^n - 3p_{1/2}^-$; (5) $2g_{9/2}^n - 2f_{7/2}^-$; (6) $3d_{5/2}^n - 3p_{1/2}^-$; (7) $3d_{5/2}^n - 2f_{5/2}^-$; (8) $3d_{5/2}^n - 3p_{3/2}^-$; (9) $1h_{9/2}^p - 1d_{3/2}^-$.

выше, является «чистым» в том смысле, что для него несущественны нерегулярности амплитуды в поперечном канале. В целом достигается удовлетворительное описание главных компонент переходных плотностей рассматриваемых состояний, что является дополнительным свидетельством реалистичности используемого взаимодействия.

Магнитные характеристики ядер. В работе [13] описанный выше метод был применен к анализу магнитных моментов и вероятностей $M1$ -переходов.

Эффективный одночастичный оператор магнитного момента (в ядерных магнетонах) имеет вид

$$\mu^\alpha = \frac{1}{2} [1 + (1 - 2\xi_i) \tau_3] j^\alpha + V [\mu_s^\alpha], \quad (46)$$

где $j^\alpha = l^\alpha + 1/2\sigma^\alpha$; l^α — оператор орбитального момента. Спиновая часть μ^α определяется уравнением

$$V [\mu_s^\alpha] = \hat{e}_q \mu_s^\alpha + \mathcal{F} AV [\mu_s^\alpha]; \quad (47)$$

$$\mu_s^\alpha = \frac{1}{2} \left[\left(\gamma_p - \frac{1}{2} \right) (1 + \tau_3) + \gamma_n (1 - \tau_3) \right] \sigma^\alpha, \quad (48)$$

где $\gamma_p = 2,793$; $\gamma_n = -1,913$; \hat{e}_q — оператор локального заряда квазичастиц по отношению к полю μ_s :

$$\hat{e}_q \mu_s = \frac{1}{2} (\gamma_p + \gamma_n - 1/2) \sigma^\alpha + \frac{1}{2} [(\gamma_p - \gamma_n - 1/2) (1 - 2\zeta_s) + \zeta_l] \sigma^\alpha \tau_3 + \hat{e}_q^t. \quad (49)$$

Здесь ζ_s и ζ_l — известные константы ТКФС [26], а \hat{e}_q^t — тензорная часть \hat{e}_q , индуцируемая скоростными и нецентральными силами. Амплитуда \mathcal{F} определена формулами (4), (10), (14).

Таблица 5

Магнитные моменты (в ядерных магнетонах) ядер — соседей ^{208}Pb при различных значениях констант g и g' ($\zeta_s = 0,05$; $\alpha = 0$)

Константы		Состояние λ_0						
g	g'	$3p_{1/2}^{-n}$	$2f_{5/2}^{-n}$	$1i_{13/2}^{-n}$	$2g_{9/2}^n$	$3s_{1/2}^{-p}$	$1h_{9/2}^p$	$1i_{13/2}^p$
Без учета \mathcal{F}_π								
0,4	1,0	0,41	0,71	-1,19	-1,30	1,91	3,69	7,97
0,8	0,6	0,46	0,84	-1,39	-1,47	2,08	3,55	8,15
	0,8	0,44	0,77	-1,29	-1,38	1,98	3,64	8,04
	1,0	0,41	0,72	-1,21	-1,31	1,89	3,72	7,95
1,2	1,2	0,39	0,67	-1,14	-1,25	1,82	3,78	7,88
	1,0	0,41	0,72	-1,22	-1,32	1,88	3,73	7,94
С учетом \mathcal{F}_π								
0,4	1,0	0,44	0,68	-1,20	-1,25	1,89	3,78	7,97
0,8	0,7	0,80	0,82	-1,32	-1,19	2,33	3,90	8,06
	0,8	0,53	0,74	-1,29	-1,26	2,00	3,81	8,03
	1,0	0,44	0,69	-1,21	-1,26	1,87	3,87	7,95
1,2	1,2	0,40	0,65	-1,15	-1,22	1,80	3,83	7,88
	1,0	0,44	0,70	-1,22	-1,26	1,86	3,82	7,94
Эксперимент		0,59	0,79	-1,00 $\pm 0,03$	-1,33 $\pm 0,06$	1,83	4,08	8,07 $\pm 0,19$

Анализ магнитных моментов и $B(ML)$ затруднен из-за сложной структуры оператора локального заряда \hat{e}_q . В выражении (49) относительно надежно известны константы ζ_s и ζ_l . Константа ζ_s обеспечивает подавление спинового гиромагнитного отношения, а также вероятностей гамма-теллеровских β -переходов в зеркальных ядрах с заполненными спин-орбитальными дублетами, для которых интегральный член в уравнении (47) отсутствует. Константа ζ_l необходима для согласования магнитных моментов состояний с большими l . Оператор \hat{e}_q , в отличие от первых членов в (49), дает вклад в l -запрещенные $M1$ -переходы с $\Delta l = 2$, $\Delta j = 1$. В настоящее время его структура до конца не выяснена. В беско-

нечной системе \hat{e}_q^t пропорционален $(\sigma p) p_\alpha$ (член $\sim (\sigma k) k_\alpha$ не дает вклада в μ^α). В конечной системе дополнительно возникают поверхностные члены, содержащие производные плотности n (например, $\sim (\sigma \nabla n) r_\alpha$). В частности, они индуцируются спин-орбитальным взаимодействием [47, 48].

Основной целью проведенного анализа было выяснение вопроса, в какой мере магнитные характеристики ядер чувствительны к учету \mathcal{F}_π , а в особенности — к близости ядер к ТПКН. Поэтому

Таблица 6

$B(M1)$ [в единицах (я. м.)²] в ядрах-соседях ^{208}Pb для различных значений констант g и g' ($\xi_s = 0,05$; $\alpha = 0$)

Разрешенные					l-запрещенные ($\times 10^3$)			
g	g'	$3p_{3/2}^{-n} \rightarrow 3p_{1/2}^{-n}$	$2f_{7/2}^{-n} \rightarrow 2f_{5/2}^{-n}$	$2f_{5/2}^p \rightarrow 2f_{7/2}^p$	$3p_{3/2}^{-n} \rightarrow 2f_{5/2}^{-n}$	$1i_{11/2}^n \rightarrow 2g_{9/2}^n$	$3d_{3/2}^{-p} \rightarrow 3s_{1/2}^{-p}$	$2f_{7/2}^p \rightarrow 1h_{9/2}^p$
Без учета \mathcal{F}_π								
0,4	1,0	0,38	0,43	0,94	1,78	0,68	2,02	0,47
0,8	0,6	0,50	0,59	1,19	1,56	0,12	1,81	0,28
	0,8	0,44	0,51	1,04	1,73	0,12	1,91	0,36
	1,0	0,39	0,44	0,91	1,78	0,12	2,02	0,41
1,2	1,2	0,35	0,39	0,82	1,77	0,12	2,00	0,44
	1,0	0,39	0,45	0,90	1,82	0,15	1,98	0,37
С учетом \mathcal{F}_π								
0,4	1,0	0,34	0,36	0,81	2,15	1,85	1,41	0,01
0,8	0,7	0,37	0,17	0,38	2,33	14,4	3,54	5,16
	0,8	0,37	0,32	0,69	0,82	5,65	2,14	0,55
	1,0	0,35	0,37	0,79	2,06	1,98	1,45	0,002
1,2	1,2	0,32	0,35	0,76	2,15	1,00	1,39	0,09
	1,0	0,35	0,38	0,77	2,02	2,04	1,46	0
Эксперимент		0,41 $\pm 0,06$	0,49 $\pm 0,15$	0,76 $\pm 0,14$	48 ± 13	9,9 $\pm 0,9$	23 ± 9	4,1 $\pm 0,9$

мы брали константы $\xi_s = 0,05$ и $\xi_l = -0,04$ из [26], где они определялись из анализа магнитных моментов большого числа ядер, и пренебрегали вкладом \hat{e}_q^t . Константа α в (10) полагалась равной нулю. Для упрощения расчетов (отсутствует спаривание и нет низколежащих уровней 2^+) мы ограничились ядрами — соседями ^{208}Pb .

В целях выяснения роли однопионного обмена сравнивались результаты расчетов без введения амплитуды \mathcal{F}_π и с ее учетом. Результаты расчетов приведены в табл. 5 и 6. Общий результат

анализа следующий. Во-первых, включение \mathcal{F}_π слабо влияет на магнитные моменты и $B(M1)$ разрешенных переходов. Во-вторых, эти величины слабо зависят от g и g' в интервале $g = 0,4 \div 0,8$, $g' = 0,7 \div 1,0$. Заметная зависимость от g' возникает лишь вблизи критического значения $(g'_{кр})_{1+} \approx 0,6$ для моды 1^+ (см. табл. 1), т. е. в области, которая запрещена, если π -конденсата нет [так как $(g'_{кр})_{0-} = 0,7$]. Наконец, вероятности l -запрещенных $M1$ -переходов оказываются чувствительными к \mathcal{F}_π и к величине g' . Этот факт был замечен в [11], где было выполнено приближенное решение уравнения (47), и аномально большие (по сравнению со стандартными расчетами в рамках ТКФС) значения $B(M1)$ l -запрещенных переходов объяснялись близостью ядер к ТПКН. Точный расчет [13] не подтвердил этого вывода: необходимое усиление $B(M1)$ осуществляется лишь в «запрещенной» области: $g' < 0,7$.

Для объяснения данных по l -запрещенным переходам в ряде работ юлихской группы [49, 50] в оператор \hat{e}_q вводился большой по величине тензорный член вида $\sim \kappa_l(\sigma\mathbf{r})r_\alpha$. Введение такого «заряда» представляется теоретически совершенно необоснованным: он является объемным и при этом трансляционно неинвариантен. Кроме того, его вклад в различных ядрах с ростом A будет возрастать как $A^{2/3}$. Наконец, включение такого большого члена в \hat{e}_q приведет к несогласию с экспериментом магнитных характеристик других ядер. Наиболее успешным было описание l -запрещенных переходов в работе Садовниковой [51], где учитывался вклад спин-орбитальных сил в рамках метода Хартри-Фока. В отдельных случаях существенным оказывается и влияние низколежащих коллективных состояний [52]. Для объяснения данных по l -запрещенным переходам, по-видимому, требуется одновременный учет всех перечисленных факторов.

Если оставить в стороне не вполне выясненный вопрос об l -запрещенных переходах, то результаты расчетов [49, 50] качественно близки к нашим и дают для g и g' значения, укладывающиеся в указанный интервал. Расчеты [40] с выделением однопионного обмена (в прямом и поперечном каналах), а также с явным учетом обмена ρ -мезона также демонстрируют слабое влияние этих компонент на большинство магнитных характеристик ядер. Для объяснения же l -запрещенных переходов там предположено еще большее, чем в [49, 50], значение константы κ_l , причем существенно различное для нейтронов и протонов.

В целом приведенный анализ показывает, что магнитные характеристики ядер довольно хорошо описываются взаимодействием \mathcal{F} с выбранным набором параметров, что подтверждает реалистичность используемого нами взаимодействия, которое, как отмечалось, означает близость ядер к ТПКН. В следующем разделе подробнее рассмотрим, что под этим понимается, и обсудим, к каким следствиям эта близость приводит.

5. ПРЕДКРИТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В АТОМНЫХ ЯДРАХ

Проблема π -мезонной конденсации часто формулируется [3] в терминах «пионного» поля $\Phi_{\mathbf{k}}$, источником которого служит распределение спин-изоспиновой плотности нуклонов:

$$(\omega^2 - k^2 - m_\pi^2) \Phi_{\mathbf{k}} = i f \sum_{\mathbf{p}} \Psi_{\mathbf{p}}^+ (\boldsymbol{\sigma} \mathbf{k}) \boldsymbol{\tau} \Psi_{\mathbf{p}+\mathbf{k}}. \quad (50)$$

Нуклонные ψ -операторы, в свою очередь, связаны с полем $\Phi_{\mathbf{k}}$:

$$(\varepsilon - \mathcal{H}_{\mathbf{p}}) \psi_{\mathbf{p}} = -i f \sum_{\mathbf{k}} (\boldsymbol{\sigma} \mathbf{k}) \boldsymbol{\tau} \psi_{\mathbf{p}-\mathbf{k}} \Phi_{\mathbf{k}}, \quad (51)$$

где $\mathcal{H}_{\mathbf{p}}$ — одночастичный гамильтониан квазичастиц. В результате возникает система связанных уравнений, которой иногда пользуются [16] при рассмотрении предкритических явлений в ядрах. Однако, поскольку поле $\Phi_{\mathbf{k}}$ так сильно смешано с частично-дырочными возбуждениями среды, что очень мало напоминает свободные пионы, удобно вообще его исключить и сформулировать проблему на языке эффективного поля, действующего на нуклоны. При этом, имея ввиду, что интересующие нас явления происходят при больших волновых векторах $k \sim p_F$, можно для качественных оценок использовать формулы (18) — (26) для эффективного спин-изоспинового поля в бесконечной системе.

Как мы видели, близость к ТПКН означает, что знаменатель продольной ($\sim (\boldsymbol{\sigma} \mathbf{k}) k_\alpha \tau_\beta$) компоненты поля $V_2(k)$ при малых ω и $k \sim k_0$ мал. Это и приводит к усилению V_2 в области $k \sim k_0$. Рассмотрим сначала статический случай. Тогда из (20)

$$\chi(k) = \frac{2,3k^2(1-2\xi_s)^2}{\tilde{\omega}^2(k)} \frac{\Phi_0(k)}{(1+2g'\Phi_0(k))}, \quad (52)$$

где $\tilde{\omega}^2(k)$ дается формулой (25). Величина $\chi(k)$ имеет смысл продольной компоненты изовекторной магнитной проницаемости ядерного вещества. Вблизи ТПКН знаменатель (52) в окрестности k_0 может быть представлен в виде

$$\tilde{\omega}^2(k) = \tilde{\omega}^2(k_0) + [\tilde{\omega}^2(k)]'_{k=k_0} (k^2 - k_0^2)^2/2, \quad (53)$$

где k_0 определяется условием $[\tilde{\omega}^2(k)]'_{k=k_0} = 0$ (штрих означает дифференцирование по k^2). Для параметров, близких к критическому набору $(\alpha_{\text{кр}}, g'_{\text{кр}}, \xi_{\text{скр}})$, при котором $\tilde{\omega}^2(k_0)$ обращается в нуль, эту величину можно разложить в ряд по разностям $(\alpha - \alpha_{\text{кр}})$, $(g' - g'_{\text{кр}})$ и $(\xi_s - \xi_{\text{скр}})$. Так, для одного из наборов $\alpha_{\text{кр}} = 0$, $\xi_{\text{скр}} = 0,05$ и $g'_{\text{кр}} = 0,63$ (см. рис. 4, соответствующий критический импульс $k_0 = 1,33 \text{ фм}^{-1}$), после вариации (25) и подстановки численных коэффициентов имеем

$$\tilde{\omega}^2(k_0) = m_\pi^2 [1,8(\alpha - \alpha_{\text{кр}}) + 2,6(g' - g'_{\text{кр}}) + 13(\xi_s - \xi_{\text{скр}})]. \quad (54)$$

Малость $\tilde{\omega}^2(k_0)$ определяет фактор усиления $\chi(k)$ эффективного поля при $k \sim k_0$.

Аналогичное усиление имеет и пионное поле φ_π ($\omega \approx 0$). Это явление напоминает рост электрической или магнитной восприимчивости конденсированной среды вблизи критической температуры T_c при фазовом переходе второго рода. Для таких сред вблизи T_c характерна так называемая критическая опалесценция: в случае жидкости — это внезапное помутнение вещества из-за роста рэлеевского рассеяния света на флуктуациях диэлектрической проницаемости, а в случае ферромагнетика или антиферромагнетика — рост рассеяния нейтронов под брегговскими углами, вызванный нарастанием вблизи T_c флуктуаций магнитной восприимчивости.

Когда же речь идет о близости ядер к ТПКН, ничего подобного не происходит, так как никаких флуктуаций коэффициент $\chi(k)$ усиления эффективного поля не испытывает. По существу, растет коэффициент преломления статических пионов, а не их рассеяние. Тем не менее рассматриваемый эффект получил, начиная с работы [16], название «критическая опалесценция». Нам этот термин не представляется удачным.

Выражения (52) — (54) уточняют, в каком смысле мы говорим о близости ядер к ТПКН: нужно, чтобы для $k \sim k_0$ имелось неравенство $\chi(k) \gg 1$, что, в свою очередь, требует условия $\tilde{\omega}^2(k_0) \ll m_\pi^2 \approx p_F^2/4$. Именно в таком смысле близость к неустойчивости понималась в [3]. При этом неважно, по какому из параметров мы не дошли до критической точки, — важна только величина недохода. Поэтому при исследовании предкритических эффектов можно фиксировать параметры α и ζ_s (положив, например, $\alpha = 0$ и $\zeta_s = 0,05$) и исследовать эффекты близости к ТПКН, варьируя только константу g' [41]. Тогда из (54) получаем

$$\tilde{\omega}^2(k \approx k_0) = m_\pi^2 [2,6_1^2(g' - g'_{кр}) + 1,3_1^2(k^2 - k_0^2)^2/2k_0^4]. \quad (55)$$

Рис. 13 демонстрирует зависимость коэффициента $\chi(k)$ усиления эффективного поля от степени близости к ТПКН.

Таким образом, первый предкритический эффект — это усиление статического эффективного поля симметрии ($\sigma\mathbf{k}$) $k_\alpha \tau_\beta$ вблизи $k \approx k_0 \approx p_F$, или — по терминологии работы [16] — критическая опалесценция. Как мы видели, влияние этого эффекта на спектроскопические характеристики ядер [магнитные моменты, $B(M1)$ и др.], как правило, мало из-за того, что в ответ всегда входят интегралы по k , в которых область усиления слабо представлена. Поэтому естественно в поисках более явного проявления эффекта обратиться к ядерным реакциям, где можно «руками» фиксировать передаваемый ядру импульс k . Источником внешнего поля $V_0(k)$, действующего на ядро, в этом случае яв-

ляется слабое, электромагнитное или сильное взаимодействие налетающей частицы с ядром. С точки зрения теории предпочтительнее два первых, поскольку для них взаимодействие с ядром проще. Идеальной реакцией было бы неупругое рассеяние нейтрино с возбуждением состояний аномальной четности, но экспериментальные возможности здесь весьма ограничены. Рассеяние электронов мало подходит по той причине, что создаваемое электроном магнитное поле поперечно и не возбуждает продольную компоненту эффективного поля V_2 , т. е. именно ту компоненту V , которая усилена вблизи ТПКН.

В этом случае эффекты близости к ТПКН возможны лишь в меру несохранения импульса, обусловленного конечными размерами ядра, и их следует искать в самых легких ядрах [17].

Наиболее подходящей реакцией представляется неупругое рассеяние протонов с возбуждением уровней аномальной четности. Эта реакция была предложена нами [14], а позже также Токи и Вайзе [18] в качестве теста близости ядер к ТПКН.

Другой эффект близости к ТПКН — это смягчение «пионной моды». Существует распространённое заблуждение, что мягкость пионной моды означает сильное понижение и коллективизацию низколежащих состояний аномальной четности [17, 44], и отсутствие такого явления на опыте принималось за доказательство удаленности ядер от ТПКН. Как мы видели

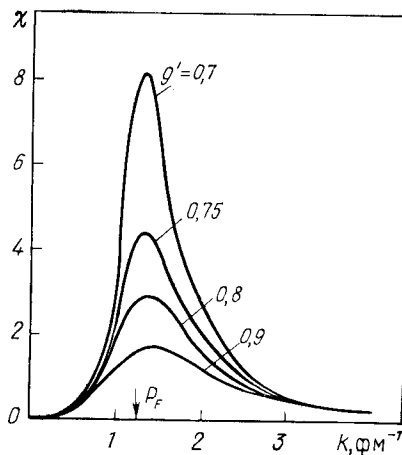


Рис. 13. Зависимость продольной компоненты магнитной восприимчивости нормальной ядерной материи от передаваемого импульса k для нескольких значений спин-изоспиновой константы g' . Расчет выполнен для $\alpha = 0$, $\xi_s = 0,05$, $p_F = 1,27 \text{ фм}^{-1}$ (в этом случае $g_{кр} = 0,637$, $k_0 = 1,33 \text{ фм}^{-1}$)

в предыдущем разделе, резкое понижение индивидуальных частично-дырочных уровней происходит только совсем вблизи ТПКН, когда определенная из (26) частота $\omega \approx \tilde{\omega}(k_0) v_F < \Delta \epsilon_{ин}$. При $\alpha > \Delta \epsilon_{л мин}$ выражение (26) становится неприменимым: к правой части должен быть добавлен мнимый член (при $\omega \ll \epsilon_F$ и $k \sim p_F$, оценка дает $\text{Im } \Phi(k, \omega) \simeq \gamma |\omega| / \epsilon_F$, где $\gamma \sim 1$ [27]). В результате все решения $\omega_s(k)$ дисперсионного уравнения (13) становятся комплексными. При этом $\text{Re } \omega_s$ по-прежнему приближенно дается выражением (26), а $\text{Im } \omega_s \sim \text{Re } \omega_s$. Такого типа решения отвечают не ста-

ционарным состояниям системы, а описывают широкие резонансы в сечении поглощения пионов с частотой $\sim \text{Re } \omega_s$. Поскольку такие возбуждения, как и статические пионы, о которых шла речь выше, глубоко виртуальны, для их рождения опять необходимо рассеивать частицы на ядре.

Оставляя в стороне вопрос о выборе подходящей налетающей частицы Альберико и др. [54] вычислили относительное сечение квазиупругого рассеяния на ядре, пользуясь формулами для бесконечной ядерной материи. Сечение процесса пропорционально

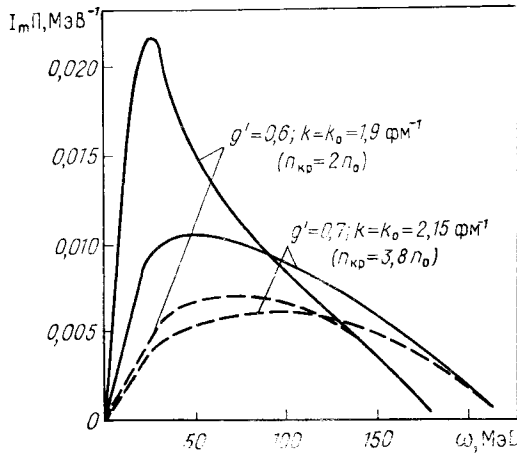


Рис. 14. Мнимая часть функции отклика бесконечной ядерной материи в спин-изоспиновом канале в зависимости от энергии возбуждения при фиксированном переданном импульсе k , равном критическому значению k_0 , и при нормальной ядерной плотности n_0 ($p_F = 1,36$ фм $^{-1}$).

Пунктирные линии отвечают свободному ферми-газу, сплошные — взаимодействующим нуклонам. Расчет выполнен в работе [54] для двух значений константы g' , для которых указаны соответствующие критические плотности. Следует иметь в виду, что взаимодействие в [54] несколько отличается от используемого нами

мнимой части поляризационного оператора $\Pi(\omega, k)$ для внешнего поля, создаваемого рассеиваемой частицей, который может быть найден из уравнения

$$\Pi(\omega, k) = \Phi(\omega, k) - \mathcal{F}(\omega, k) \Phi(\omega, k) \Pi(\omega, k). \quad (56)$$

Источником мнимых частей здесь является величина Φ . После несложных выкладок из (56) получаем:

$$\text{Im } \Pi(\omega, k) = \frac{\text{Im } \Phi(\omega, k)}{[1 + \mathcal{F}(\omega, k) \text{Re } \Phi(\omega, k)]^2 + [\mathcal{F}(\omega, k) \text{Im } \Phi(\omega, k)]^2}. \quad (57)$$

Первый член в знаменателе (57) — это как раз то выражение, которое определяет закон дисперсии (22) в отсутствие неупругих процессов ($\text{Im } \Phi = 0$). Оценка его зависимости от ω следующая:

$\sim (\omega^2 - \tilde{\omega}_0^2(k))/\varepsilon_F^2$, где $\tilde{\omega}_0^2(k) \sim v_F^2 \tilde{\omega}^2(k)$ [см. (26)]. Если ядра далеки от ТПКН, то $\tilde{\omega}_0 \sim \varepsilon_F$ и этот член при $\omega < \varepsilon_F$ — плавная функция ω и k порядка единицы, а поэтому $\text{Im } \Pi \sim \text{Im } \Phi$, т. е. корреляции в ядре не приводят к существенному изменению сечения неупругих процессов по сравнению с приближением не взаимодействующих частиц. В этом случае квазиупругий пик при $k \sim p_F$ находится при $\omega \sim \varepsilon_F$ и слабо выражен. Иная ситуация возникает в случае близости к ТПКН, когда $\tilde{\omega}_0$ сильно зависит от k и при $k = k_0 (\sim p_F)$ имеет минимум $\tilde{\omega}_{\text{мин}}(k_0) \ll \varepsilon_F$. Тогда при $\omega \ll \varepsilon_F$ (57) можно аппроксимировать выражением:

$$\text{Im } \Pi(\omega, k) \sim \text{Im } \Phi(\omega, k) / [(\omega^2 - \tilde{\omega}_{\text{мин}}^2(k_0))^2 / \varepsilon_F^4 + \gamma^2 \omega^2 / \varepsilon_F^2]. \quad (58)$$

Как видно, теперь $\text{Im } \Pi$ начинает сильно зависеть от k : вдали от k_0 отличие $\text{Im } \Pi$ от $\text{Im } \Phi$ по-прежнему невелико, но при $k \sim k_0$ выражение (58) приобретает резкий максимум в области $\omega \sim \omega_{\text{мин}}(k_0) \ll \varepsilon_F$ — квазиупругий пик смещается в область малых ω . Это смещение и означает смягчение пионной моды, которое, таким образом, является одним из проявлений близости к ТПКН.

На рис. 14 изображены графики $\text{Im } \Pi(\omega, k)$ при $k = k_0$, вычисленные в работе [54] для двух значений g' , отвечающих разной степени близости к ТПКН. В расчете учитывался вклад виртуального рождения Δ -изобары, что не меняет приведенных качественных оценок.

По существу, то же явление рассмотрели Токи и Вайзе в работе [55], в которой изучалась коллективизация состояний аномальной четности при больших импульсах. Они вычисляли распределение сил переходов во внешнем поле вида $(\sigma \mathbf{k}) \exp(i \mathbf{k} \mathbf{r})$ при $k \gg p_F$ в ядре ^{208}Pb для мод с $J^\pi = 0^-, 1^+, 2^-$. Расчетная схема

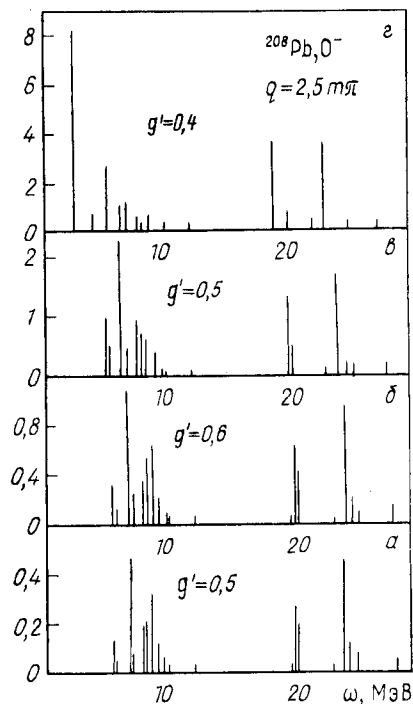


Рис. 15. Вероятность возбуждения (в относительных единицах) состояний ядра ^{208}Pb во внешнем поле $(\sigma \mathbf{k}) \times \exp(i \mathbf{k} \mathbf{r})$, рассчитанная в работе [55]. В нижней части рисунка (а) результат стандартного расчета в урезанном базисе без введения «димезонной функции» (фактор $\varepsilon_J = 1$); б, в, г — с введением фактора ε_J для различных значений константы g'

строилась следующим образом. Уравнение для отклика системы на внешнее поле типа уравнения (28) решалось в урезанном базисе двух-трех оболочек, а остальные частично-дырочные возбуждения учитывались введением фактора ϵ_J -«двимерной функции», перенормирующей пропагатор пиона по формулам бесконечной системы (аналог диэлектрической проницаемости). Стандартный расчет в урезанном базисе без введения фактора ϵ_J не приводит к заметной коллективизации состояний в нижней части спектра (рис. 15, а). При учете ϵ_J сила переходов перекачивается из «далеких» переходов в нижнюю часть спектра, причем тем сильнее, чем ближе ядра к ТПКН, т. е. чем меньше g' . Разумеется, учет фрагментации отдельных частично-дырочных состояний и связь с континуумом приведут при реалистическом взаимодействии к слиянию отдельных линий в широкий резонанс, центр тяжести которого для $k \sim p_F$ сильно смещен вниз по сравнению с расчетами, в которых смягчение пионной отсутствует. И только совсем вблизи ТПКН — для $g' = 0,4^*$ — в нижней части спектра появляется отдельное сильно коллективизированное состояние (именно такие состояния в [44] рассматривались в качестве предвестников ρ -конденсации).

По-видимому, расчеты [55] несколько преувеличивают эффект, так как вклад состояний у поверхности Ферми фактически учтен дважды: во-первых, в прямом расчете и, во-вторых, при вычислении по формулам бесконечной системы. Однако качественно картина передается верно, и основной результат согласуется с выводами статьи [54]. Проблему представляет экспериментальная проверка эффекта. Скорее всего, наилучшим «инструментом» опять же являются протоны, но уже поляризованные, так как необходимо измерять сечения с переворотом спина: иначе рассматриваемые резонансы «потонут» на фоне гигантских резонансов электрического типа.

6. ПРЕДКРИТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В НЕУПРУГОМ РАССЕЯНИИ НУКЛОНОВ

Неупруго рассеиваемый на ядре нуклон создает внешнее поле, которое в общем случае является нелокальным и зависит от энергии:

$$\hat{V}^0 = \int \mathcal{U}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3, \mathbf{r}_4; \epsilon, \epsilon', \omega) \psi_f^*(\mathbf{r}_3) \psi_i(\mathbf{r}_4) d\mathbf{r}_3 d\mathbf{r}_4. \quad (58)$$

Здесь ψ_i и ψ_f — волновые функции падающего и рассеянного нуклона в поле ядра, а \mathcal{U} — неприводимая в частично-дырочном

* В [55] используется примерно то же взаимодействие, что и в [25]; оно несколько отличается от используемого нами, и поэтому отвечает другому значению $g'_{кр} \approx 0,4$.

канале совокупность диаграмм взаимодействия нуклонов. Интересующее нас внешнее поле симметрии $\sigma_\alpha \tau_\beta$ возникает от спин-изоспиновых компонент \mathcal{U} . Если ядра близки к ТПКН, то соответствующее ему эффективное поле $V(k)$ при $k \sim k_0$ будет усилено, что должно приводить к максимумам в дифференциальном сечении неупругого рассеяния с возбуждением состояний аномальной четности [14, 18]. В случае возбуждения низколежащих состояний, как правило, доминирует вклад прямых процессов и для описания реакции можно использовать метод искаженных волн.

Метод искаженных волн в подходе ТКФС. Матричный элемент M_{0s} возбуждения состояний $|s\rangle$ четно-четного ядра при неупругом рассеянии нуклона представляется диаграммой:

$$M_{0s} = \text{Diagram} \quad (59)$$

где v_s — вершина рождения состояния $|s\rangle$. Если оно имеет частично-дырочную природу, то v_s определяется однородным уравнением:

$$v_s(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \varepsilon) = \int \mathcal{U}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3, \mathbf{r}_4; \varepsilon, \varepsilon', \omega_s) \times \\ \times G(\mathbf{r}_3, \mathbf{r}_5, \varepsilon' - \omega_s/2) v_s(\mathbf{r}_5, \mathbf{r}_6; \varepsilon') \times \\ \times G(\mathbf{r}_6, \mathbf{r}_4, \varepsilon' + \omega_s/2) d\mathbf{r}_3 d\mathbf{r}_4 d\mathbf{r}_5 d\mathbf{r}_6 \frac{d\varepsilon'}{2\pi i}, \quad (60)$$

где G — одночастичная гриновская функция. В ТКФС гриновская функция G представляется в виде суммы квазичастичной aG^q и регулярной G^R частей (a — перенормировочный множитель). Уравнение (60) в ТКФС может быть перенормировано, т. е. сформулировано на языке квазичастиц, с помощью стандартного разбиения произведения GG на две части:

$$GG = a^2 A + B, \quad (61)$$

где

$$A(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3, \mathbf{r}_4; \varepsilon, \omega) = \\ = 2\pi i \delta(\varepsilon - \mu) \int G^q(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_3, \varepsilon' + \omega) G^q(\mathbf{r}_4, \mathbf{r}_2, \varepsilon') \frac{d\varepsilon'}{2\pi i}. \quad (62)$$

Здесь μ химический потенциал системы. Вводя вместо \mathcal{U} перенормированную амплитуду F :

$$F(\varepsilon, \varepsilon', \omega) = a^2 \mathcal{U}(\varepsilon, \varepsilon', \omega) + \\ + \int a^2 \mathcal{U}(\varepsilon, \varepsilon_1, \omega) B(\varepsilon_1, \varepsilon_2, \omega) F(\varepsilon_2, \varepsilon'_1, \omega) \frac{d\varepsilon_1 d\varepsilon_2}{(2\pi i)^2}, \quad (63)$$

из (60) получаем

$$v_s(\varepsilon) = F(\varepsilon, \mu, \omega_s) A(\omega_s) v_s(\mu). \quad (64)$$

Амплитуда F в (64) отличается от обычной амплитуды \mathcal{F} ТКФС зависимостью от ε и переходит в последнюю при $\varepsilon = \mu$. Стоящая в правой части (64) величина $v_s(\mu)$ уже удовлетворяет обычному уравнению ТКФС (28), куда входит амплитуда $\mathcal{F} = F(\mu, \mu)$ взаимодействия квазичастиц у поверхности Ферми. Вводя переходную матрицу плотности $\rho^{tr}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \langle s | \psi^+(\mathbf{r}_1) \psi(\mathbf{r}_2) | 0 \rangle$ для возбуждения состояния $|s\rangle$, которая связана с амплитудой $v_s(\mu)$ соотношением

$$\rho^{tr}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \int A(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3, \mathbf{r}_4; \omega_s) v_s(\mathbf{r}_3, \mathbf{r}_4; \mu) d\mathbf{r}_3 d\mathbf{r}_4, \quad (65)$$

перепишем (64) в виде

$$v_s(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \varepsilon) = \int F(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3, \mathbf{r}_4; \varepsilon, \mu, \omega_s) \rho^{tr}(\mathbf{r}_3, \mathbf{r}_4) d\mathbf{r}_3 d\mathbf{r}_4. \quad (66)$$

Выражение (66) очень удобно для анализа. В нем матричный элемент процесса представлен в виде произведения чисто структурной величины ρ^{tr} , которая характеризует состояние $|s\rangle$ и может быть полностью вычислена в ТКФС, и амплитуды $F(\varepsilon, \mu, \omega_s)$, которая содержит всю информацию о механизме реакции. Выражение (66) является точным. Приближения начинаются, когда амплитуда F в (66) аппроксимируется каким-либо простым выражением. Пренебрежение зависимостью F от частоты ω_s приводит к борновскому приближению с искаженными волнами (DWBA). Зависимость от ω в F существенна, когда рядом с рассматриваемым состоянием $|s\rangle$ находится другое состояние не частично-дырочной природы с тем же J^π . Явное выделение этой зависимости в F приводит к системе уравнений метода связанных каналов. Мы здесь кратко опишем выполненные в работах [41, 56] расчеты сечений возбуждения состояний аномальной (отрицательной) четности в ядре ^{208}Pb , лежащих на высоте 4–5 МэВ. Самые низкие состояния отрицательной четности в этом ядре, имеющие более сложную природу, — это двухфононные состояния с энергией $\sim \omega_{3-} + \omega_{2+} \simeq 6,7$ МэВ. Поэтому при анализе возбуждения рассматриваемых состояний можно пользоваться методом DWBA.

В конкретных расчетах мы используем F вида (4), (10), (11), в котором отсутствует скоростная зависимость:

$$|F_i(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3, \mathbf{r}_4) = F(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_3) \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \delta(\mathbf{r}_3 - \mathbf{r}_4).$$

Тогда $v_s(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = v_s(\mathbf{r}_1) \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$ и т. д., в результате чего формулы (65), (66) упростятся:

$$v_s(\mathbf{r}, \varepsilon) = \int F(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \varepsilon, \mu, \omega_s) \rho^{tr}(\mathbf{r}') d\mathbf{r}', \quad (67)$$

где

$$\rho^{tr}(\mathbf{r}) = \int A(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \omega_s) v_s(\mathbf{r}', \mu) d\mathbf{r}'. \quad (68)$$

Качественный анализ. При качественном анализе рассматриваемого эффекта при расчете $v_s(\mu)$ удобно пользоваться формулами (40) — (42) с выделенным переходом $1 \rightarrow 2$, вносящим доминирующий вклад в переходную плотность ρ^{tr} . Подставляя в (41) A_0 в явном виде и переходя к импульсному представлению, получаем (не выписывая явно очевидное суммирование по магнитным квантовыми числам):

$$v_s(k) = \frac{1}{\omega_s - \omega_{12}} \int \Gamma'(\mathbf{k}, \mathbf{k}'; \omega_s) \chi_{12}(\mathbf{k}') \chi_{12}^*(\mathbf{k}'') v_s(\mathbf{k}'') \frac{d\mathbf{k}' d\mathbf{k}''}{(2\pi)^6}, \quad (69)$$

где

$$\chi_{12}(\mathbf{k}) = \int \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}) \varphi_1^*(\mathbf{r}) \varphi_2(\mathbf{r}) d\mathbf{r}.$$

Теперь, поскольку нас интересует область $k \sim p_F$, можно воспользоваться приближением $\Gamma'(\mathbf{k}, \mathbf{k}') = (2\pi)^3 \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}') \Gamma(\mathbf{k})$, где $\Gamma(\mathbf{k})$ дается формулами (13) — (17) для бесконечной ядерной материи. Пренебрегая в условии нормировки (29) членом $dA'/d\omega$ (это оправдано для неколлективных состояний) и отделяя угловые переменные, с помощью формул Приложения, получаем

$$v_J^L(k) = \frac{1}{\sqrt{2J+1}} \sum_{L'} i^{L'-L} \Gamma_J^{LL'}(k) \chi_{12}^{L'}(k) \langle j_1 l_1 \| T_{JL'1} \| j_2 l_2 \rangle. \quad (70)$$

Здесь $L, L' = J \pm 1$,

$$\chi_{12}^L(k) = \int j_L(kr) R_1(r) R_2(r) r^2 dr, \quad (71)$$

$$\Gamma_J^{LL'}(k) = C_0 \{ [G(k) + G'(k) \tau_1 \tau_2] \delta_{LL'} + C_J^{LL'} T(k) k^2 \tau_1 \tau_2 \}, \quad (71')$$

где коэффициенты $C_J^{LL'}$ даются формулой (П.6), а $G(k)$, $G'(k)$ и $T(k)$ — формулами (16), (17). Знаменатели в $T(k)$ и у продольной компоненты эффективного поля $V_2(k)$ [формула (20)] одинаковы, и поэтому вблизи ТПКН при $k \sim k_0$ амплитуда $T(k)$, а с ней и $v_J^L(k)$ имеют такое же усиление, как и $V_2(k)$ (см. рис. 13).

Переписывая формулы (67), (68) в импульсном представлении и используя то обстоятельство, что при $k \sim p_F A(\mathbf{k}, \mathbf{k}') \simeq -C_0^{-1} \Phi(k) \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}')$, $F(\mathbf{k}, \mathbf{k}'; \epsilon, \mu) \sim F(k; \epsilon, \mu) \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}')$, где $\Phi(k)$ и $F(k; \epsilon, \mu)$ — плавные функции k , мы приходим к заключению, что максимум при $k \sim k_0$ в $v_s(\mu)$ переносится и в $v_s(\epsilon)$. Этот эффект и должен приводить к появлению характерного максимума в сечении неупругого рассеяния на углах, отвечающих $k \sim k_0$ (по крайней мере, в борновском приближении с плоскими волнами (РВВА)). Как мы увидим, введение искаженных волн

заметно усложняет картину, однако при энергии протонов $E_p \gg \gg 100$ МэВ эффект должен выжить.

Точный расчет переходной плотности. Основные неопределенности при расчете сечения реакции на основе формул (59), (65) и (66) связаны с тем, что плохо известна энергетическая зависи-

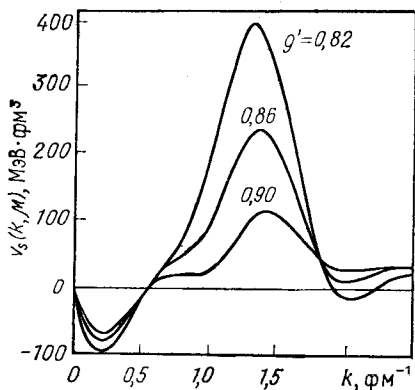


Рис. 16. Амплитуда $v_s(k, \mu)$ рождения состояний 0^- в ^{208}Pb как функция k , рассчитанная для различных значений константы g'

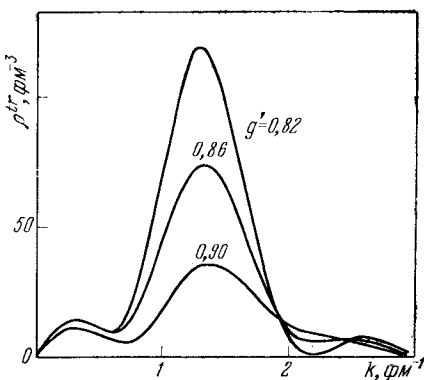


Рис. 17. Переходная плотность $\rho^{tr}(k)$ для состояния 0^- в ^{208}Pb как функция k для различных значений константы g'

мость амплитуды $F(\epsilon, \mu)$. В то же время весь рассматриваемый эффект в формуле (66) содержится в переходной плотности ρ^{tr} , которую можно рассчитать методами ТКФС достаточно надежно. Поэтому естественно разделить задачу на два этапа. Первый этап — структурный расчет ρ^{tr} при заданном виде \mathcal{F} — делается точно в координатном представлении с помощью метода, описанного выше. Эта часть расчета была выполнена в работе [41] для трех состояний аномальной четности в ^{208}Pb (2_1^- , 4_1^- и 6_1^-) с несколькими значениями констант, управляющих близостью к ТКН. Результаты были табулированы в виде, удобном для использования в расчетах сечений реакции методом DWBA или методом Глаубера, а также для расчета форм-факторов неупругого электронного рассеяния. На рис. 16 приводится амплитуда $v_s(k, \mu)$ рождения состояния 0^- в ^{208}Pb как функция k , полученная в результате точного решения. Как видно, в точном решении для v_s эффект выражен столь же явно, как и в приближенном (см. рис. 13). На рис. 17 изображен фурье-образ $\rho^{tr}(k)$, соответствующий переходной плотности. В нем отчетливо проявляется максимум при $k \sim k_0$. Наконец, рис. 18 демонстрирует эффект в борновском дифференциальном сечении, рассчитанном в приближении $F(\epsilon, \mu) = F(\mu, \mu) \mathcal{F}$ [при этом $v_s(\epsilon) = v_s(\mu)$].

Расчет сечений методом DWBA. Расчет матричного элемента (58) с помощью формулы (66) включает два новых элемента: амплитуду $F(\epsilon, \mu)$ взаимодействия налетающего протона с нуклонами ядра и оптический потенциал ядра, необходимый для вычисления функций Ψ_i, Ψ_f . Энергетическая зависимость спиновых компонент F плохо известна, и здесь наша надежда в основном состоит в том, что их зависимость от переданного импульса k при $k \sim 1 \div 2 \text{ фм}^{-1}$ довольно вялая и не сможет замазать максимум по k , который имеется в фурье-компонентах переходной плотности при $k = k_0$ (см. рис. 17).

Чтобы исследовать роль искаженных волн, в работах [56] был предпринят расчет сечений при различных энергиях E_p протонов с заменой в (66) $F(\epsilon, \mu)$ на амплитуду взаимодействия квазичастиц у поверхности Ферми $\mathcal{F} = F(\mu, \mu)$.

Расчет дифференциальных сечений в рамках метода DWBA проводился с помощью специально написанной для этих целей программы DWBAХ. Эта программа позволяет описывать упругое и неупругое рассеяние протонов на ядрах при энергиях $E_p < 200 \text{ МэВ}$ в оптическом потенциале стандартного вида (см., например, [58]):

$$U = V_C(r) - Vf(r; R_v, a_v) + (V_{ls} + iW_{ls}) \frac{2}{r} \frac{d}{dr} f(r; R_{ls}, a_{ls})(\sigma l) + i \left(-W_v + 4W_s a_s \frac{d}{dr} \right) f(r; R_w, a_w), \quad (72)$$

где V_C — кулоновский потенциал равномерно заряженной сферы с полным зарядом Ze и радиусом $R_c = r_0 c A^{1/3}$, V — глубина реальной части центрального потенциала, W_v и W_s — интенсивности объемной и поверхностной мнимых частей оптического потенциала, а V_{ls} и W_{ls} — параметры действительной и мнимой части спин-орбитального потенциала. Радиальные зависимости функций f задаются в вудс-саксоновской форме: $f(r; R_i, a_i) = \{1 + \exp[(r - R_i)/a_i]\}^{-1}$, с радиусом $R_i = r_0 i A^{1/3}$ и диффузией a_i ($i = v, s, l_s$).

Последовательное включение действительной и мнимой частей оптического потенциала U показало, что модификация импульс-

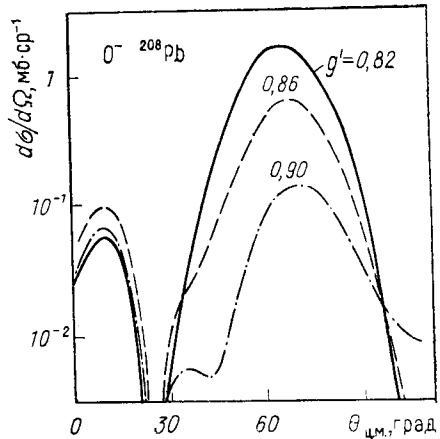


Рис. 18. Борновское сечение неупругого рассеяния протонов с возбуждением состояния 0^- в ^{208}Pb , рассчитанное в предположении $F(\epsilon, \mu) = \mathcal{F}(\mu, \mu)$ для различных значений констант g'

ного распределения происходит, главным образом, за счет $\text{Re } U$. При этом максимум при $k = k_0$ в борновском сечении сильно замазывается вплоть до $E_p \lesssim 60$ МэВ. Эффект искажений падает с ростом E_p и становится незначительным при $E_p \gtrsim 100$ МэВ. Мнимая часть $\text{Im } U$ оптического потенциала слабо влияет на форму сечения, но сильно (до порядка) уменьшает его величину. Этот эффект сохраняется и при больших энергиях.

Результаты расчета сечений возбуждения уровней 2_1^- , 4_1^- и 6_1^- в ^{208}Pb для 35, 60 и 100 МэВ приведены на рис. 19–21. Параметры оптического потенциала для энергии 35 МэВ брались из работы [58], а для энергий 60 и 100 МэВ — из [59]. Как видно, при энергии $E_p = 35$ МэВ искаженные волны настолько замазывают эффект, что от максимума при $k = k_0$ практически ничего не остается. При $E_p = 60$ МэВ максимум выживает, хотя он и достаточно широк, а при $E_p = 100$ МэВ сечение по форме близко к борновскому.

Остановимся теперь на проблеме сравнения расчетов с экспериментом [57] при $E_p = 35$ МэВ. При такой энергии замена амплитуды F в (66) на \mathcal{F} представляется разумной. Действительно, F представляет собой нечто среднее между амплитудой ТКФС $\mathcal{F} = F(\mu, \mu)$ и пустотной амплитудой $F^{\text{vac}}(E_p, \mu)$,[†] но при таких энергиях они мало различаются [60]. Существеннее, по-видимому, другой дефект используемой нами амплитуды — это пренебрежение нелокальностью обменных членов (например, \mathcal{F}_π). Учет нелокальности F в формулах (65), (66) приводит к нелокальному форм-фактору $v_J(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$. Замена его на «эквивалентный» локальный $v_J(\mathbf{r}) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$ приводит к значительным погрешностям для малых углов рассеяния. Причину этого легко понять на примере приближения РВВА. В случае локального форм-фактора $M_{if} = \int v_J(\mathbf{r}) \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}) d\mathbf{r} = v_J(\mathbf{k})$, а при малых углах $\theta v_J(k) \sim k^L$ [см. формулы (70), (71); $L = |J - 1|$] и в результате сечение при $\theta \rightarrow 0$ очень быстро падает (как θ^{2L}). При учете нелокальности в выражение для матричного элемента M_{if} помимо импульса \mathbf{k} входит вектор \mathbf{p} (импульс, сопряженный координате $\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$), так что возникают члены вида $\sim k^\lambda p^{L-\lambda}$ ($\lambda \leq L$). В результате сечение под малыми углами оказывается конечным. При учете искаженных волн отличие между локальными и нелокальными форм-факторами не столь разительное, но также существенное [57]. Неучет обменных эффектов, видимо, является основной причиной разногласий наших расчетов с экспериментом для малых углов, которое, как и следует из приведенной оценки, нарастает с ростом мультипольности J . В целом же наши расчеты явно свидетельствуют в пользу выбора константы $g' = 0,8 \div 0,85$, что согласуется со значениями, полученными из анализа спектров и магнитных моментов.

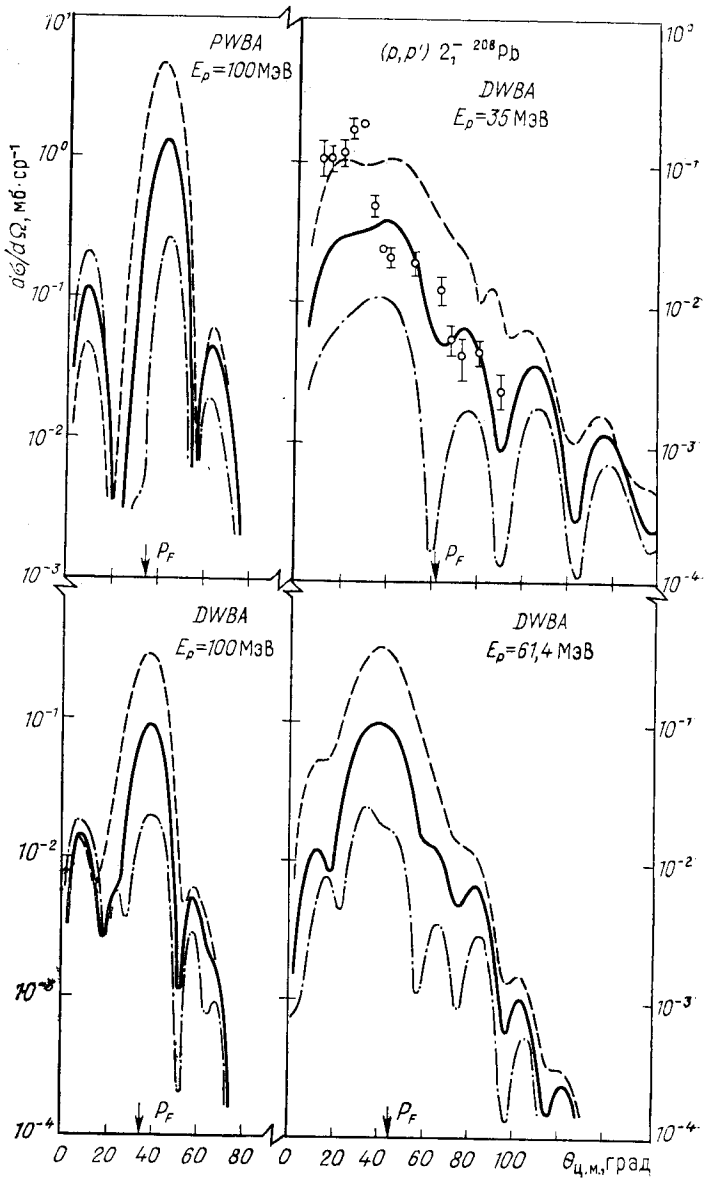


Рис. 19. Сечения неупругого рассеяния протонов с возбуждением состояния 2_1^- в ^{208}Pb , рассчитанные с переходными плотностями из [41]. Описание оптического потенциала см. в тексте. Экспериментальные данные для $E_p = 35 \text{ МэВ}$. взяты из [57]

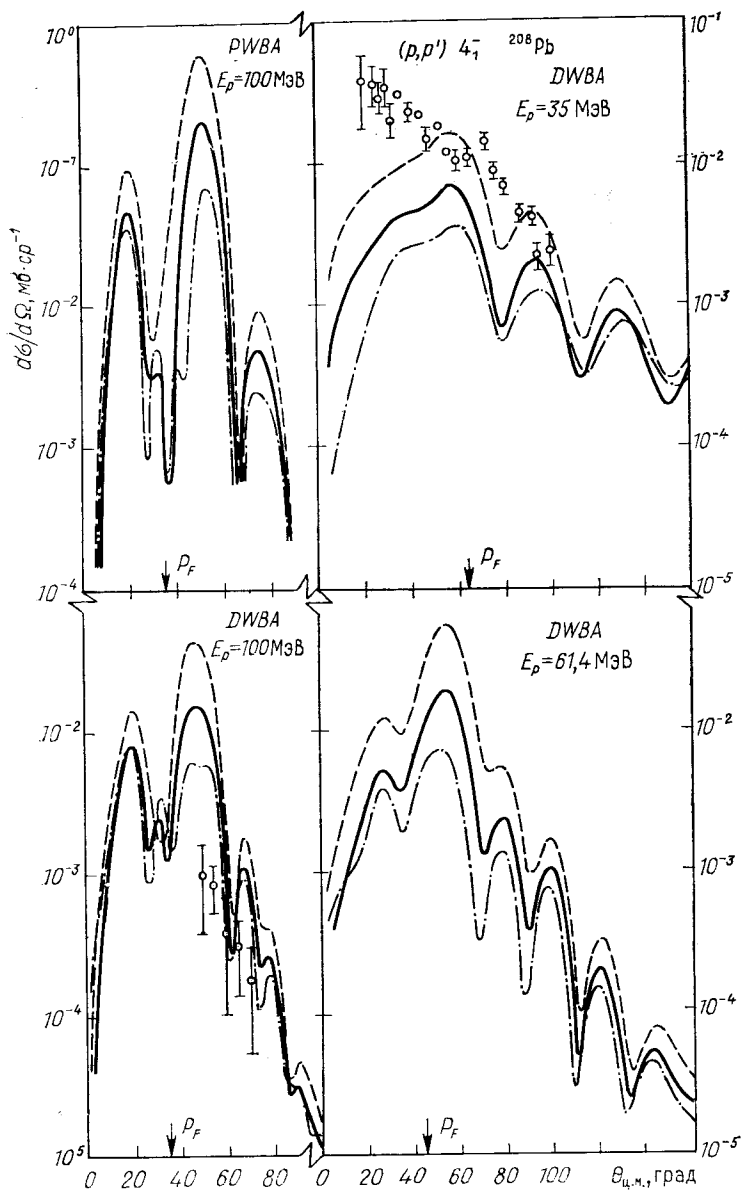


Рис. 20. То же, что на рис. 19, для состояния 4_1^- в ^{208}Pb . Для $E_p = 100 \text{ MeV}$ приведены экспериментальные данные из [62]

Что касается расчетов при более высоких энергиях, то вряд ли можно надеяться на их предсказательную силу в отношении абсолютных значений сечений: видимо, при таких энергиях

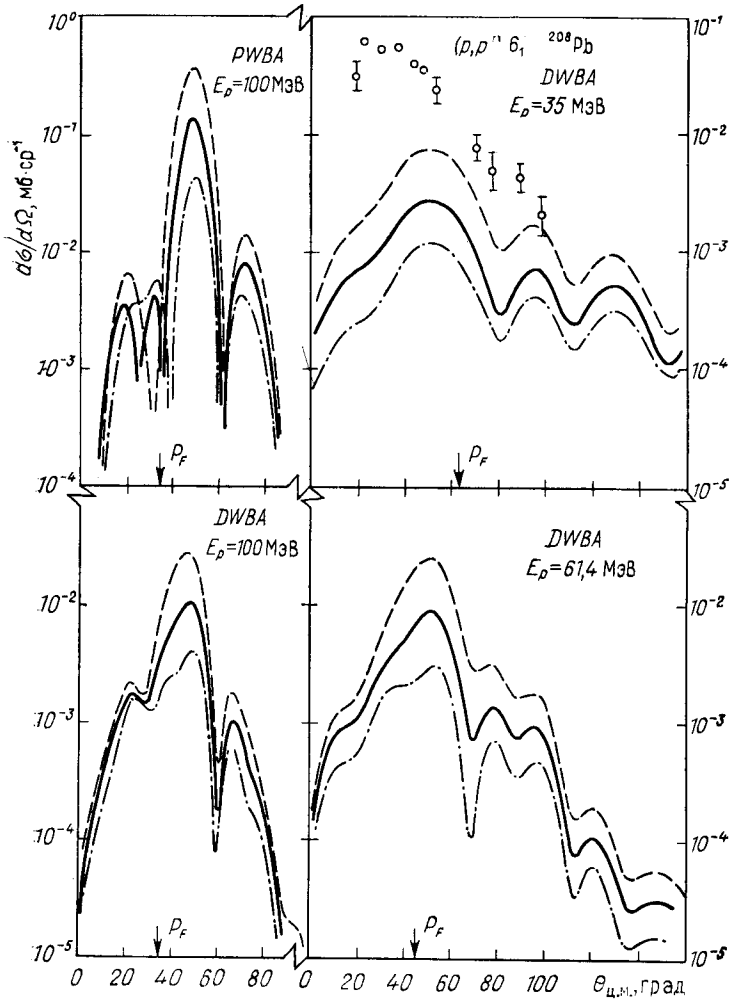


Рис. 21. То же, что на рис. 19, для состояния 6_1^- в ^{208}Pb

амплитуда $F(\epsilon, \mu)$ заметно отличается от используемого нами взаимодействия \mathcal{F} . Для $E_p \cong 100 \text{ MeV}$ более реалистичными были бы расчеты с пустотной амплитудой $F^{vac}(E_p, \mu)$, которые пока, к сожалению, отсутствуют. Наши же расчеты говорят только о том, что качественный эффект при таких энергиях должен

быть заметен, хотя импульсная зависимость $F^{vac}(E_p, \mu)$ может несколько модифицировать и форму углового распределения.

Экспериментальная проверка обсуждаемого эффекта требует высокого разрешения в протонном пучке при энергии $E_p = 100 \div 200$ МэВ. По-видимому, оптимальным в этом отношении является ускоритель Индианского университета (США), на котором для энергий ≤ 150 МэВ достигнуто разрешение $\Delta E \sim$ дварительные экспериментальные данные (см. рис. 20) имеют

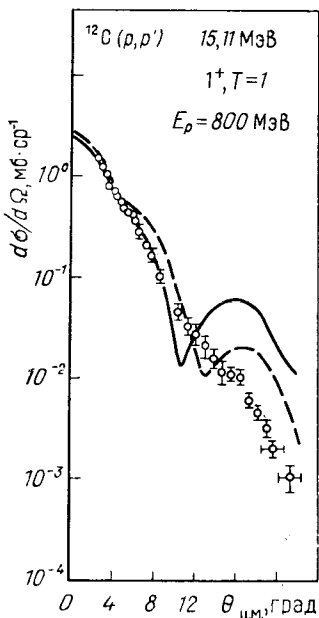


Рис. 22. Сечение неупругого рассеяния протонов с энергией $E_p = 800$ МэВ на ^{12}C с возбуждением уровня 1^+ ($T = 1$).

Сплошная кривая — расчет методом Глаубера из работы [63] для значения константы $g' = 0,5$, близкого к ТПКН; пунктир — расчет из этой же работы без учета эффектов, приводящих к «критической опалесценции». Экспериментальные точки взяты из работы [64]

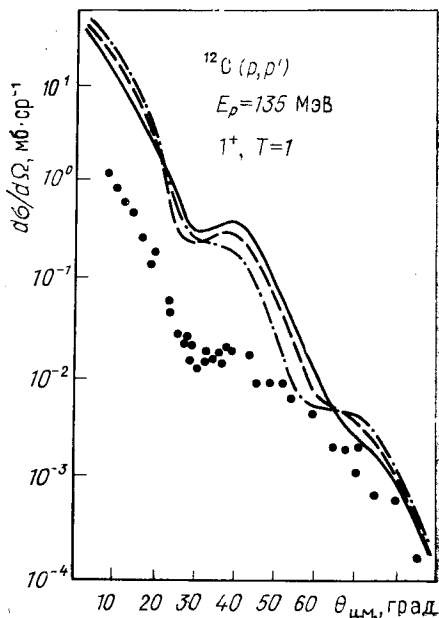


Рис. 23. То же, что на рис. 22, для $E_p = 135$ МэВ. Расчет выполнен нами в рамках метода DWBA (см. текст). Экспериментальные точки взяты из работы [65]

~ 50 кэВ [61]. Существует сообщение о том, что на нем в экспериментах с $E_p = 100$ МэВ разрешен уровень 4_1^- [62]. Пре-

слишком большую погрешность, чтобы можно было провести плавную кривую. Тот же факт, что абсолютные значения экспериментального сечения несколько ниже результатов наших расчетов (причем для всех значений g'), говорит, видимо, о том, что при $E_p \sim 100$ МэВ амплитуда $F(E_p, \mu)$ в два-три раза меньше $F(\mu, \mu)$.

В последнее время возник значительный интерес к уровню $1^+_2 (T = 1)$ в ^{12}C . Он в основном стимулирован работой [17], где значительное расхождение между экспериментальным форм-

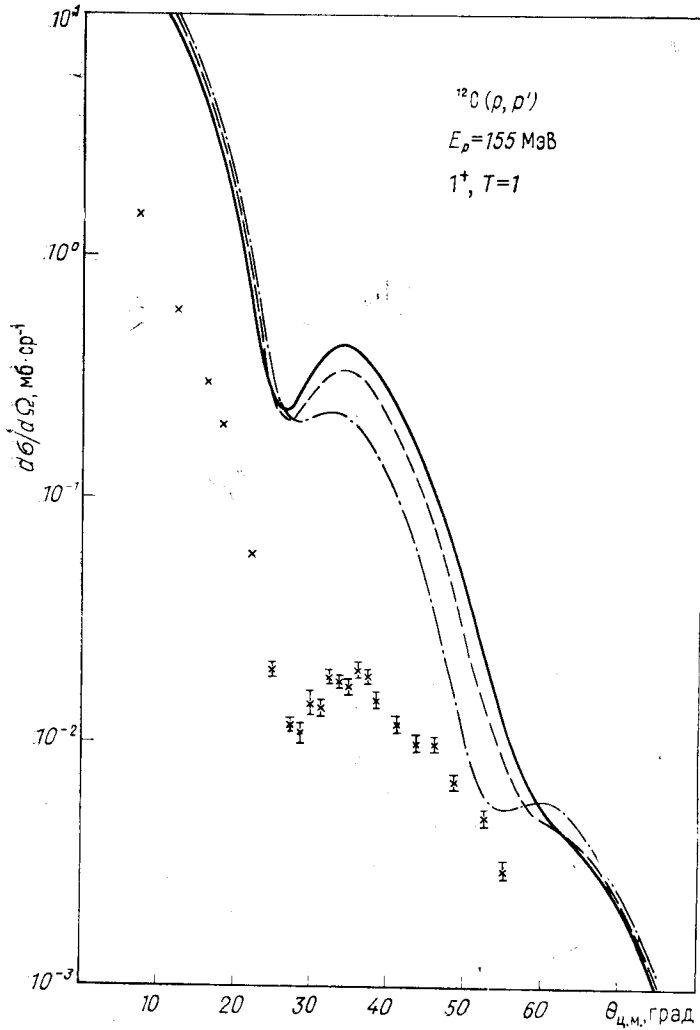


Рис. 24. То же, что на рис. 23, для $E_p = 155 \text{ МэВ}$. Эксперимент — работа [66]

фактором неупругого (e, e')-рассеяния и результатами оболочечных расчетов в области $k \approx 1,5 \div 2 \text{ фм}^{-1}$ интерпретировалось как предкритический эффект («критическая опалесценция»). В ра-

боте Токи и Вайзе [63] для этого же уровня было рассчитано дифференциальное сечение возбуждения быстрыми ($E_p = 800$ МэВ) протонами. В расчете сечения использовался метод Глаубера. Этот метод результативно близок РВВА, и расчеты в [63], подобно нашим расчетам в рамках DWBA, включают использование плохо известного фактора — амплитуды NN -рассеяния вперед, спиновые компоненты которой мало изучены. Поэтому неудивительно,

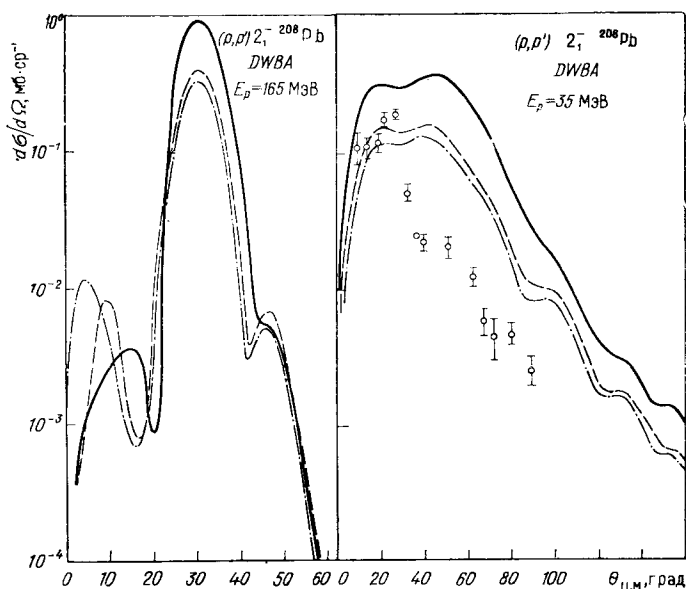


Рис. 25. Сечения неупругого рассеяния протонов с $E_p = 165$ МэВ (а) и $E_p = 35$ МэВ (б) на ^{208}Pb , рассчитанные для различных «эквивалентных» наборов параметров, отвечающих одной и той же степени близости к ТПКН [одному и тому же значению $\tilde{\omega}^2(k_0)$ в формуле (54)].

Штрихпунктир отвечает «стандартному» набору: $\alpha = 0$; $\xi_s = 0,05$; $g' = 0,85$, пунктир — $\alpha = 0$; $\xi_s = 0,1$; $g' = 0,55$, сплошная кривая — $\alpha = 0,3$; $\xi_s = 0,05$; $g' = 0,592$.

что выполненный недавно эксперимент [64] не согласуется с предсказанием [63] по абсолютной величине сечения (рис. 22). Существеннее, что и форма теоретической кривой дифференциального сечения с характерным максимумом при угле, отвечающих переданному импульсу $k \approx 1,5$ фм $^{-1}$ — «предвестником» пионной конденсации, не воспроизводится на эксперименте. Интересно, что при меньших энергиях $E_p = 135$ МэВ [65] и $E_p = 155$ МэВ [66] этот максимум становится заметным (рис. 23 и 24 соответственно). Наши расчеты (см. рис. 24) довольно правильно передают форму кривой, но, как и в случае состояния 4_1^- в ^{208}Pb , приводят

к слишком большим абсолютным значениям сечения. Основная причина этого, по-видимому, та же.

Безотносительно к согласию или несогласию тех или иных расчетов для ^{12}C с экспериментальными данными нужно отметить, что ядро это является слишком легким для сколько-нибудь надежного применения ТКФС или сходных с ней многотельных методов, так что, на наш взгляд, изучение этого ядра вряд ли даст возможность выяснить вопрос близости ядер к ТПКН. Гораздо перспективнее в этом отношении эксперименты по рассеянию быстрых ($E_p \cong 100$ МэВ) протонов с возбуждением состояний аномальной четности на ^{208}Pb и других тяжелых ядрах, которые уже начались на ускорителе Индианского университета.

В заключение этого раздела мы продемонстрируем, что, хотя рассматриваемый эффект усиления эффективного спин-изоспинового поля вблизи ТПКН и зависит сильно от параметров амплитуды \mathcal{F} , эта зависимость сильно ослаблена, если фиксировано значение $\tilde{\omega}^2(k_0)$ в (54). Для этой цели проведены расчеты для трех наборов параметров (α, g', ζ_s), отвечающих одному и тому же $\tilde{\omega}^2(k_0)$ (рис. 25). Как видно, для всех трех наборов обсуждаемый предкритический эффект, по крайней мере качественно, воспроизводится, так что он, действительно, есть результат малости величины $\tilde{\omega}^2(k_0)$, означающей близость ядер к ТПКН.

7. О ПОИСКАХ ЭФФЕКТОВ БЛИЗОСТИ К ТПКН В МАГНИТНОМ РАССЕЯНИИ ЭЛЕКТРОНОВ

Электронное рассеяние в настоящее время является наиболее «чистым» инструментом изучения структуры атомных ядер. Неупругое рассеяние электрона с возбуждением состояния $|s\rangle$ определяется диаграммой на рис. 26. В отличие от случая протонного рассеяния вид «внешнего поля», действующего со стороны



Рис. 26. Диаграмма неупругого электронного рассеяния

рассеиваемого электрона на ядро ($\hat{V}_0 = \hat{\mathbf{j}}_N \mathbf{A}_{em}$), не содержит неизвестных факторов, что позволяет получать надежную информацию о структуре переходной плотности возбуждаемого состояния. При этом практически вплоть до самых тяжелых ядер при приближенном вычислении сечений можно не прибегать к такому громоздкому методу, как DWBA, а ограничиться эйкональным приближением, которое сводится к борновскому простой заменой

импульса электрона p на $p_{эф} = p \left(1 + \frac{3}{2} \frac{Ze^2}{RE_e} \right)$, где R — радиус ядра, Z — его заряд, а E_e — энергия электрона. При неупругом магнитном рассеянии дифференциальное сечение в ультрарелятивистском пределе ($E_e \gg m_e$, ω_s) в борновском приближении имеет вид

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sigma_M \left(1/2 + \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2} \right) F_M^2(k). \quad (73)$$

Здесь σ_M — моттовское сечение:

$$\sigma_M = \left(\frac{Ze^2}{2E_e} \right)^2 \frac{\cos^2 \theta/2}{\sin^4 \theta/2}, \quad (74)$$

а $F_M(k)$ — магнитный ф-орм-фактор, который для переходов $0^+ \rightarrow J^\pi$ без учета конвекционного тока имеет вид

$$F_M(k) = \frac{\sqrt{4\pi}}{Z} \frac{k}{2M} \sum_{\tau=p, n} \tilde{\gamma}_\tau [V\sqrt{J+1} \rho_{J, J-1}^{tr(\tau)}(k) - V\sqrt{J} \rho_{J, J+1}^{tr(\tau)}(k)], \quad (75)$$

где k — переданный импульс, $\gamma_p = \gamma_p - (\gamma_p - \gamma_n) \zeta_s$, $\gamma_n = \gamma_n + (\gamma_p - \gamma_n) \zeta_s$, $\rho_{J, L}(k)$ — фурье-образ переходной плотности $\rho_{J, L}^{tr}(r)$:

$$\rho_{J, L}^{tr}(k) = \int \rho_{J, L}^{tr}(r) j_L(kr) r^2 dr. \quad (76)$$

Возможности использования электронного рассеяния для исследования эффектов близости к ТПКН ограничены тем обстоятельством, что спиновая составляющая нуклонного тока имеет только поперечную компоненту ($\sim [\boldsymbol{\sigma} \times \mathbf{k}]$). Поэтому при рассеянии электронов продольные моды эффективного поля, к которым относится и усиливающаяся вблизи ТПКН «пионная» мода, возбуждаются лишь благодаря эффектам несохранения импульса из-за конечности ядра. Таким образом, в неупругом магнитном рассеянии на тяжелом ядре близость к ТПКН явно проявляться не должна. Этот факт демонстрируется на примере уровня 2_1^- в ^{208}Pb . На рис. 27 приведены нейтронные компоненты $\rho_{2, L}^{tr}(k)$, $L = 1, 3$, рассчитанные для значения константы $g' = 0,8$, близкого к ТПКН, и для $g' = 1$. Как видно, каждая из компонент вблизи $k \approx 1,5 \text{ фм}^{-1}$ усилена значительно для $g' = 0,8$ и заметно меньше для $g' = 1$. Что же касается полного ответа, то обе компоненты $\rho_{J, L}^{tr}$, входящие в (75) с разными знаками, почти сокращают друг друга в месте максимума, так что результативно ф-орм-факторы в случае $g' = 0,8$ и в случае $g' = 1$ очень близки (рис. 28). Аналогичная ситуация и в случае состояния 4_1^- в ^{208}Pb (рис. 29).

Почти полное сокращение эффекта в тяжелых ядрах заставляет обратиться к легким ядрам, где такое сокращение может быть

уменьшено эффектами несохранения импульса. В работе [17] рассматривалось возбуждение электронами уровня 1^+ в ^{12}C . Обсуждалась известная аномалия форм-фактора в районе $k \sim 2 \text{ фм}^{-1}$ (расхождение почти на порядок между экспериментальным форм-фактором и теоретическим, найденным на основе оболочечных

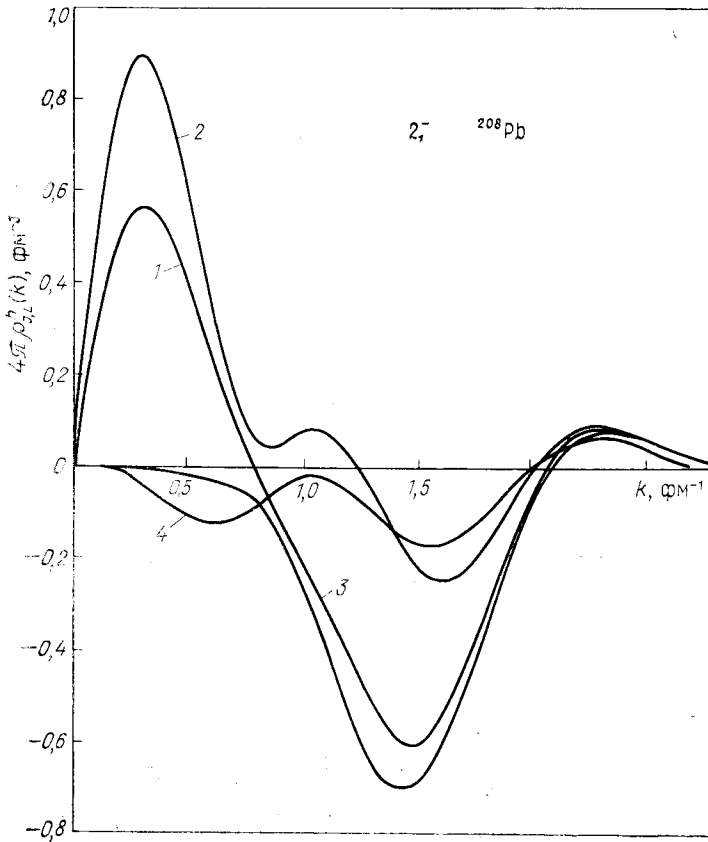


Рис. 27. Фурье-образы отдельных компонент $\rho_{J,L}^{tr}$ — переходной плотности состояния 2_1^- в ^{208}Pb , рассчитанных для различных g' . Кривые 1 и 2 изображают $\rho_{2,1}^{tr}(k)$ для $g' = 0,8$ и $g' = 1,0$, соответственно 3 и 4 — то же для $\rho_{2,3}^{tr}(k)$

расчетов). Это расхождение удается устранить, если предположить, что ядро ^{12}C очень близко к ТПКН для моды 1^+ в этом ядре. В работе [17] использовалось несколько иное, чем у нас, взаимодействие и осцилляторный одночастичный потенциал. Мы провели аналогичный расчет с нашим взаимодействием и с вудс-саксонов-

ским потенциалом. Результаты представлены на рис. 30. Как видно, расчет с реалистическим значением $g' = 0,8$ (кривая 2) приводит к максимуму в нужном месте, но его значение гораздо меньше, чем на эксперименте. Даже при уменьшении константы

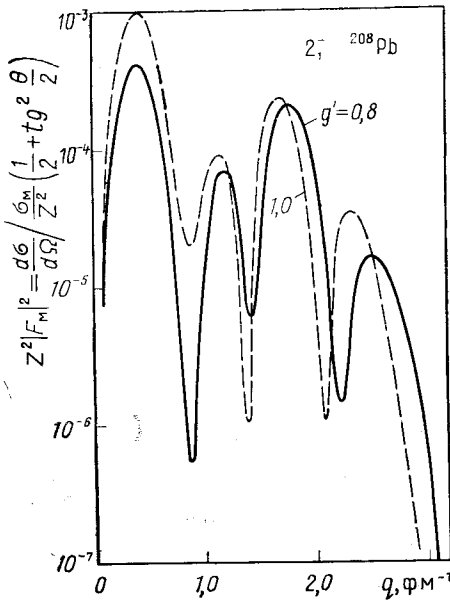


Рис. 28. Квадрат магнитного фактора (умноженный на Z^2) состояния 2_1^- в ^{208}Pb для реальных g'

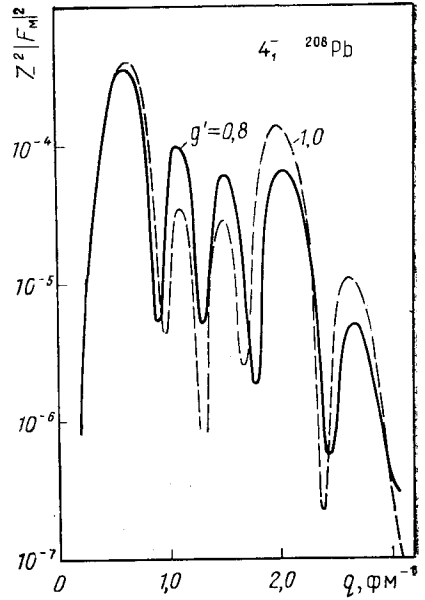


Рис. 29. То же, что на рис. 28, для состояния 4_1^- в ^{208}Pb

g' до 0,6 (кривая 3) эффект усиления очень незначительный. Нужное усиление достигается лишь совсем вблизи ТПКН: кривая 4 отвечает $g' = 0,5$, тогда как для моды 1^+ в ^{12}C $g'_{\text{кр}} = 0,48$. Этот результат находится в согласии с результатами расчетов [17]. Однако вывод работы [17] об обнаружении критической опалесценции в ^{12}C кажется нам малоубедительным по следующим обстоятельствам. Во-первых, хотя и нет особых причин считать, что константа g' в ^{12}C такая же, как и в тяжелых ядрах, столь значительное ее изменение — от $g' = 0,8 \div 0,85$ в ^{208}Pb до $g' \simeq 0,5$ в ^{12}C — кажется неправдоподобным. Предположение же о том, что и в тяжелых ядрах $g' \simeq 0,5$, означало бы, что в них л-конденсация уже произошла, что противоречит всей общей картине, описанной выше. Во-вторых, и в самом ядре ^{12}C выбор $g' \simeq 0,5$ означает либо, что конденсация моды 0^- уже произошла, либо такую близость к ТПКН, что в любом случае пользоваться

приближением «самосогласованного поля», какое применяем и мы, и авторы [17], невозможно (см., например, [67]). Наконец, существуют довольно удачные попытки ликвидировать аномалию форм-фактора и более традиционными средствами [68, 69].

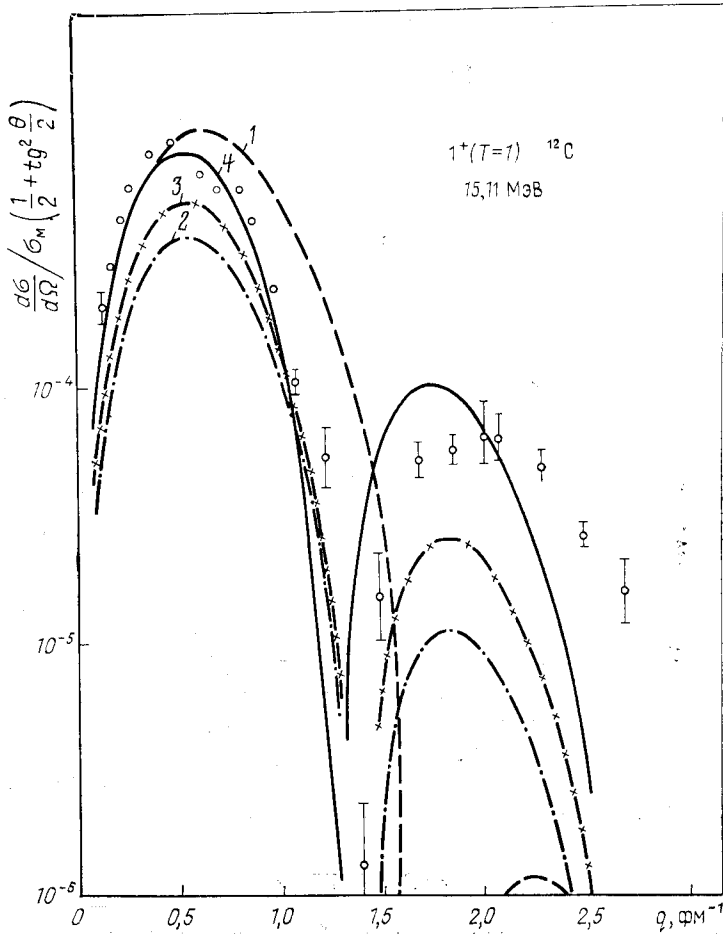


Рис. 30. Квадрат магнитного форм-фактора состояния 1^+ (15.1 МэВ) в ^{12}C . Кривая 1 — расчет в модели оболочек без взаимодействия. Кривая 2 отвечает $g' = 0,8$; 3 — $g' = 0,6$; 4 — $g' = 0,5$

Таким образом, электронное магнитное рассеяние вряд ли пригодно для обнаружения или демонстрации эффектов близости к ТПКН. Однако, принимая во внимание надежность теоретического описания взаимодействия электронов с ядрами и достигнутую в последние годы в таких экспериментах высокую точность,

можно надеяться, что данные по возбуждению уровней аномальной четности электронами позволят лучше установить вид амплитуды \mathcal{F} при больших переданных импульсах. Достигнутое в последние годы высокое разрешение ($\lesssim 30$ кэВ [70]) электронных

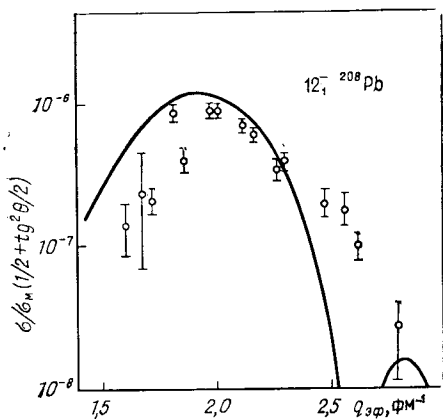


Рис. 31. Квадрат магнитного форм-фактора состояния 12_1^- в ^{208}Pb . Расчет выполнен для значений параметров взаимодействия $\alpha = 0$; $\zeta_s = 0,05$; $g' = 0,8$; $g = 0,3$

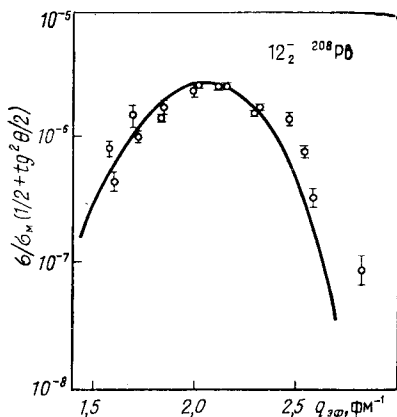


Рис. 32. То же, что на рис. 31, для состояния 12_2^- в ^{208}Pb

пучков высокой энергии (до 500 МэВ) позволяет получить неупругие форм-факторы отдельных состояний даже в ^{208}Pb . Так, в [71] измерены форм-факторы состояний 12_1^- и 12_2^- в этом ядре. Они представлены на рис. 31 и 32 соответственно вместе с результатами наших расчетов. Как видно, расчеты очень хорошо согласуются с экспериментом, что лишний раз говорит о реалистичности используемого нами взаимодействия и о том, что его параметры в первом приближении найдены правильно.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Настоящий обзор посвящен проблеме π -конденсации в атомных ядрах. Мы ставили себе три вопроса.

1. Есть ли π -конденсат в атомных ядрах?

Ответ на этот вопрос, скорее всего, отрицательный. Опирается он на отсутствие предсказываемых в случае существования конденсата аномалий в упругом электронном рассеянии, явления «удвоения уровней» и значительной однонуклонной ширины π -атомов.

2. Близки ли ядра к ТПКН?

На этот вопрос ответ, по-видимому, положительный (под близостью мы понимаем существенное смягчение «пионной моды»). Опирается наш ответ в основном на анализ спектроскопических характеристик (спектры состояний аномальной четности) и $M1$ -характеристики ядер, но подтверждается также некоторыми данными по неупругому рассеянию протонов и электронов.

3. К каким эффектам должна приводить близость ядер к ТПКН?

Основной эффект, который предсказывается в этой связи, — это наличие характерного максимума в дифференциальном сечении неупругого рассеяния быстрых ($E_p \gtrsim 100$ МэВ) протонов на ядрах с возбуждением состояний аномальной четности. Проведение такого эксперимента в тяжелых ядрах требует высокого разрешения протонного пучка и доступно в настоящее время лишь на немногих ускорителях. Имеются сообщения о начале таких экспериментов на ускорителе Индианского университета (США).

За границами обзора оставлена очень обширная и интересная область — взаимодействие медленных пионов с ядрами, которая тесно связана с проблемой близости ядер к ТПКН, а также такие интересные вопросы, как проявления близости к ТПКН в столкновениях тяжелых ядер, как проблема существования аномальных ядер и некоторые другие, в разработке которых мы участия не принимали. Каждый из них настолько обширен, что мог бы служить предметом отдельного обзора.

В заключение хотелось бы выразить уверенность, что бурный рост экспериментальной техники, и прежде всего улучшение разрешения протонных и электронных пучков, позволит в ближайшее время выяснить окончательный вопрос о близости ядер к ТПКН. Каков бы ни был ответ на этот вопрос, соответствующие эксперименты позволяют гораздо лучше понять многие стороны проблемы ядерной структуры и взаимодействия ядер с частицами средних энергий.

Приложение

Здесь приведены формулы разложения амплитуды \mathcal{F} и пропагатора A в уравнениях (1), (2) и (28) по спин-угловым тензорам:

$$T_{JLSM}(\mathbf{n}, \sigma) = \sum_m C_{LM-mSm}^{JM} Y_{LM-m}(\mathbf{n}) [\sigma_m]^S. \quad (П1)$$

Здесь $C_{Lm_1Sm_2}^{JM}$ — коэффициент Клебша-Гордана; $Y_{Lm}(\mathbf{n})$ сферическая функция, $[\sigma_m]^0 = \delta_{m0}$, а $[\sigma_m]^1 = \sigma_m$. Для случая аномальной четности ($S = 1$):

$$\mathcal{F}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \sum_{JL_1L_2M} \mathcal{F}_J^{L_1L_2}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) T_{JL_11M}^+(\mathbf{n}_1, \sigma_1) T_{JL_21M}(\mathbf{n}_2, \sigma_2). \quad (П2)$$

Для \mathcal{F} , определенной формулами (4), (5) и (10), имеем

$$\mathcal{F}_J^{L_1 L_2}(r_1, r_2) = \mathcal{F}_{0J}^{L_1 L_2}(r_1, r_2) + \mathcal{F}_{\pi J}^{L_1 L_2}(r_1, r_2), \quad (\text{ПЗ})$$

где

$$\mathcal{F}_{0J}^{L_1 L_2}(r_1, r_2) = C_0 \frac{\delta(r_1 - r_2)}{r_1 r_2} (g + g' \tau_1 \tau_2) \delta_{L_1 L_2}, \quad (\text{П4})$$

$$\mathcal{F}_{\pi J}^{L_1 L_2}(r_1, r_2) = -1,45 C_0 (1 - 2\zeta_s)^2 C_J^{L_1 L_2} j_{\pi}^{L_1 L_2}(r_1, r_2) \tau_1 \cdot \tau_2. \quad (\text{П5})$$

Здесь угловые коэффициенты $C_J^{L_1 L_2}$ равны

$$\begin{aligned} C_J^{J-1, J-1} &= J/(2J+1), \quad C_J^{J+1, J+1} = (J+1)/(2J+1), \\ C_J^{J-1, J+1} &= C_J^{J+1, J-1} = -\sqrt{J(J+1)}/(2J+1), \end{aligned} \quad (\text{П6})$$

а величина $j_{\pi}^{L_1 L_2}$ (для $-1,4 < \alpha < 0,7$) определяется выражением:

$$\begin{aligned} j_{\pi}^{L_1 L_2}(r_1, r_2) &= \delta(r_1 - r_2)/(r_1 r_2) - (2/\sqrt{r_1 r_2}) \cdot \text{Re} \{ ab^2 [K_{L_1 + \frac{1}{2}}(br_1) \times \\ &\times I_{L_2 + \frac{1}{2}}(br_2) \theta(r_1 - r_2) + K_{L_2 + \frac{1}{2}}(br_2) I_{L_1 + \frac{1}{2}}(br_1) \theta(r_2 - r_1)] \}, \end{aligned} \quad (\text{П7})$$

где $I_{\nu}(z)$ — модифицированные функции Бесселя, а $K_{\nu}(z)$ — функции МакДональда. Константы a и b зависят от параметров амплитуды \mathcal{F}_{π} :

$$a = \frac{1 - b_0}{2 \sqrt{\frac{1}{4} B^2 - 0,23}}, \quad b = \frac{m_{\pi}^2}{0,23} b_0, \quad (\text{П8})$$

где

$$b_0 = \frac{1}{2} B - \sqrt{\frac{1}{4} B^2 - 0,23}, \quad B = 1 + 0,23 - 0,9(1 - \alpha). \quad (\text{П9})$$

Аналогично определяются и коэффициенты

$$\begin{aligned} A_J^{L'L'(\tau\tau')} (r_1, r_2, \omega) &= \sum_{ijl'j'} \langle jl \| T_{JL_1} \| j'l' \rangle \times \\ &\times \langle jl \| T_{JL_1} \| j'l' \rangle / (2J+1) \left\{ \sum_n k_{nlj\tau} R_{nlj\tau}(r_1) \times \right. \\ &\times R_{nlj\tau}(r_2) G_{l'j'}^{\tau'}(r_1, r_2; \varepsilon_{nlj\tau} - \omega) + \sum_{n'} k_{n'l'j'\tau'} \times \\ &\times G_{lj}^{\tau}(r_1, r_2; \varepsilon_{n'l'j'\tau'} + \omega) R_{n'l'j'\tau'}(r_1) R_{n'l'j'\tau'}(r_2) \left. \right\}. \end{aligned} \quad (\text{П10})$$

Здесь $k_{nlj\tau}$ — факторы заполнения одночастичного уровня с квантовыми числами $nlj\tau$, $R_{nlj\tau}$ — радиальная волновая функция этого уровня; $G_{ij}^{\tau}(r_1, r_2; \varepsilon)$ — гриновская функция радиального уравнения Шредингера, а $\langle jl \| T_{JL_1} \| j'l' \rangle$ — приведенный матричный элемент спин-углового тензора. Метод расчета $G_{ij}^{\tau}(r_1, r_2; \varepsilon)$ в координатном представлении описан [20, 29].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мигдал А. Б.— Журн. эксперим. и теорет. физ., 1971, т. 61, с. 2209; там же 1972, т. 63, с. 1993; Nucl. Phys. A, 1973, v. 210, p. 421.
2. Sawyer R. F.— Phys. Rev. Lett., 1972, v. 29, p. 382; Scalapino D. J.— Ibid., 1972, v. 29, p. 386.
3. Мигдал А. Б. Фермионы и бозоны в сильных полях. М., Наука, 1978; Migdal A. B.— Rev. Mod. Phys., 1978, v. 50, p. 107.
4. Migdal A. B.— Phys. Rev. Lett., 1973, v. 31, p. 257.
5. Мигдал А. Б., Маркин О. А., Мишустин И. Н.— Журн. эксперим. и теорет. физ., 1974, т. 66, с. 443.
6. Butsev V. S., Chultem D.— Phys. Lett. B, 1977, v. 67, p. 33.
7. Троицкий М. А., Колдаев М. В., Чекунаев Н. И.— Письма в ЖЭТФ, 1977, т. 25, с. 136; Журн. эксперим. и теорет. физ., 1977, т. 73, с. 1258.
8. Дмитриев В. Ф.— Ядерная физика, 1976, т. 24, с. 913.
9. Migdal A. B.— Phys. Lett., 1974, v. 52B, p. 172; Мигдал А. Б.— Успехи физ. наук, 1977, т. 123, с. 369; Мигдал А. Б. и др.— Журн. эксперим. и теорет. физ., 1977, т. 72, с. 1247; Migdal A. B. e.a.— Phys. Lett. B, 1976, v. 65, p. 423.
10. Lee T. D., Wick G. C.— Phys. Rev. D., 1974, v. 9, p. 2291; Lee T. D.— Rev. Mod. Phys., 1975, v. 47, p. 267.
11. Саперштейн Э. Е., Троицкий М. А.— Ядерная физика, 1975, т. 22, с. 257; Изв. АН СССР. Сер. физ., 1976, т. 40, с. 95; Письма в ЖЭТФ, 1975, т. 21, с. 138.
12. Саперштейн Э. Е., Толоконников С. В., Фаянс С. А.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1977, т. 41, с. 1573.
13. Саперштейн Э. Е., Толоконников С. В., Фаянс С. А.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1977, т. 41, с. 2063.
14. Саперштейн Э. Е., Толоконников С. В., Фаянс С. А.— Письма в ЖЭТФ, 1977, т. 25, с. 548.
15. Gyulassi M., Greiner W.— Ann. Phys., 1977, v. 109, p. 485.
16. Ericson M., Delorme J.— Phys. Lett. B, 1978, v. 76, p. 182.
17. Delorme J. e.a.— Phys. Lett. B, 1980, v. 89, p. 327.
18. Toki H., Weise W.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 42, p. 1043.
19. Ходель В. А.— Ядерная физика, 1974, т. 19, с. 792.
20. Саперштейн Э. Е., Фаянс С. А., Ходель В. А.— ЭЧАЯ, 1978, т. 9, с. 221.
21. Саперштейн Э. Е., Ходель В. А.— Ядерная физика, 1967, т. 6, с. 256.
22. Carter A. A. e.a.— Nucl. Phys. B, 1971, v. 26, p. 445.
23. Myers W. D., Swiatecki W. J.— Ann. Phys., 1969, v. 55, p. 395.
24. Brown G. E., Weise W.— Phys. Repts. C, 1976, v. 27, p. 1.
25. Toki H., Weise W.— Z. Phys. A, 1979, v. 292, p. 389.
26. Мигдал А. Б. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. М., Наука, 1965.
27. Pines D., Noziers P. The theory of Quantum Liquids. N.Y., Benjamin, 1966, v. 1.
28. Migdal A. B., Kirichenko N. A., Sorokin G. A.— Phys. Lett. B, 1974, v. 50, p. 411.
29. Саперштейн Э. Е., Толоконников С. В., Фаянс С. А.— Препринт ИАЭ-2571. М., 1975; Письма в ЖЭТФ, 1975, т. 22, с. 529; Ядерная физика, 1976, т. 25, с. 959; Fayans S. A., Saperstein E. E., Tolokonnikov S. V.— J. Phys. G., 1977, v. 3, p. L51.
30. Чепурнов В. А.— Ядерная физика, 1967, т. 6, с. 955.
31. Саперштейн Э. Е., Ходель В. А.— Ядерная физика, 1970, т. 11, с. 766.
32. Meyer-ter-Vehn J.— Z. Phys. A, 1978, v. 287, p. 241.
33. Мигдал А. Б.— Письма в ЖЭТФ, 1974, т. 19, с. 539.
34. Negele J. W.— Phys. Rev. C., 1970, v. 1, p. 1260.
35. Стародубский В. Е.— Ядерная физика, 1979, т. 29, с. 884.

36. Саперштейн Э. Е., Стародубский В. Е.— Ядерная физика, 1979, т. 30, с. 70.
37. Pirner H. J.— Phys. Lett. B, 1977, p. 170.
38. Anderson H. L. e.a.— Phys. Rev. B, 1964, v. 133, p. 392.
39. Dey W. e.a.— Helv. Phys. Acta, 1976, v. 49, p. 778.
40. Speth J. e.a.— Preprint, Julich, 1980.
41. Fayans S. A., Saperstein E. E., Tolokonnikov S. V.— Nucl. Phys. A, 1979, v. 326, p. 463.
42. Осадчиев В. М., Троцкий М. А.— Ядерная физика, 1976, т. 6, с. 961.
43. Саперштейн Э. Е., Толokonnikov С. В.— Изв. АН СССР. Сер. Физ., 1978, т. 42, с. 1980.
44. Barshay S., Brown G. E.— Phys. Lett. B, 1973, v. 47, p. 107.
45. Meyer-ter-Vehn J. Proc. Int. Conf. on High Energy Physics and Nuclear Structure, Zürich, 1977, p. 127.
46. Heusler A., von Brentano P.— Ann. Phys., 1973, v. 75, p. 381.
47. Мигдал А. Б.— Журн. эксперим. и теорет. физ., 1964, т. 46, с. 1680.
48. Пик-Пичак Г. А.— Ядерная физика, 1967, т. 6, с. 265.
49. Bauer R. e.a.— Nucl. Phys. A, 1973, v. 209, p. 535.
50. Speth J., Werner E., Wild W.— Phys. Repts C, 1977, v. 33, p. 1.
51. Садовникова В. А.— Ядерная физика, 1980, т. 32, с. 1527.
52. Namamoto J.— Phys. Lett. B, 1976, v. 61, p. 343.
53. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред, М., Наука, 1960.
54. Alberico W. M., Ericson M., Molinari A.— Phys. Lett. B, 1980, v. 92, p. 153.
55. Toki H., Weise W.— Z. Phys. A, 1980, v. 295, p. 187.
56. Fayans S. A., Saperstein E. E., Tolokonnikov S. V.— Preprint IAE-3254, Moscow, 1980; Phys. Lett. B, 1980, v. 92, p. 33.
57. Wagner W. T. e.a.— Phys. Rev. C, 1975, v. 12, p. 757.
58. Van Oers W. T. H. e.a.— Phys. Rev. C, 1974, v. 10, p. 307.
59. Vecchetti F. D., Jr., Greenlees G. W.— Phys. Rev., 1969, v. 182, p. 1190.
60. Головин Б. М., Розанова А. М.— Препринт ОИЯИ. 1966, P-2861.
61. Indiana University Cyclotron Facility, Annual Report, 1979, p. 138.
62. Emery G. T. Report on 1980 RCNP International Symposium on highly excited states in nuclear reactions, 1980, May 12—16, Osaka, Japan.
63. Toki H., Weise W.— Phys. Lett. B, 1980, v. 92, p. 265.
64. Haji-Saeid M. e.a.— Preprint, 1980, RU80-212, USA.
65. Henderson R. S. e.a. Indiana University Cyclotron Facility Annual Report, 1979, p. 1.
66. Segel R. E. e.a. Ibid., p. 4.
67. Дюгаев А. М.— Письма в ЖЭТФ, 1975, т. 22, с. 181.
68. Sagawa H. e.a.— Nucl. Phys. A, 1979, v. 322, p. 361.
69. Dubach J., Haxton W. C.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 41, p. 1453.
70. Heisenberg J.— Lect. Notes Phys., 1979, v. 108, p. 33.
71. Lichtebstadt J. e.a.— Phys. Rev. C, 1980, v. 20, p. 497.