

ПРОЯВЛЕНИЕМ БЛИЗОСТИ АТОМНЫХ ЯДЕР К ТОЧКЕ π -КОНДЕНСАТНОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В НЕУПРУГОМ РАССЕЯНИИ НУКЛОНОВ

Э.Е. Саперштейн, С.В. Толоконников, С.А. Фаянс

Показано, что поведение дифференциальных сечений неупругого рассеяния нуклонов на четно-четных ядрах с возбуждением состояний аномальной четности в области переданных импульсов k порядка импульса Ферми p_F характеризует степень близости ядер к точке π -конденсатной неустойчивости.

Вопрос о π -конденсации в атомных ядрах [1] вызывает большой интерес. Анализ [2] спектроскопических данных и взаимодействия медленных пионов с ядрами свидетельствует о том, что в атомных ядрах π -конденсата нет, но они близки к точке π -конденсатной неустойчивости. Выяснение степени этой близости очень важно в связи с возможностью существования аномальных ядер [3]. Мы покажем, что ядерные реакции могут служить чувствительным тестом такой близости.

Рассмотрим реакцию неупругого рассеяния нуклона на четно-четном ядре с возбуждением состояния аномальной четности (0^- , 1^+ , 2^- , ...). В рамках метода искаженных волн амплитуда такого процесса определяется матричным элементом

$$M_{if} = \begin{array}{c} f \\ \diagdown \\ \bullet \\ \diagup \\ i \end{array} \begin{array}{c} \text{---} \\ \text{---} \\ \text{---} \\ \text{---} \\ \text{---} \end{array} \begin{array}{c} \\ \\ \\ \\ \\ \end{array} = (\Psi_f, g_s \Psi_i), \quad (1)$$

где Ψ_i и Ψ_f — волновые функции задачи рассеяния нуклона на оптическом потенциале. Амплитуда g_s рождения состояния $|s\rangle$ определяется однородным уравнением, которое [4] имеет вид

$$g_s = F A g_s, \quad (2)$$

где F — амплитуда взаимодействия квазичастиц, неприводимая в канале частица-дырка,

$$A(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \omega_s) = \sum_{\lambda\lambda'} \frac{n_{\lambda} - n_{\lambda'}}{\epsilon_{\lambda} - \epsilon_{\lambda'} - \omega_s} \phi_{\lambda}(\mathbf{r}) \phi_{\lambda'}^*(\mathbf{r}') \phi_{\lambda'}(\mathbf{r}') \phi_{\lambda}(\mathbf{r}). \quad (3)$$

n_{λ} , ϵ_{λ} , ϕ_{λ} — числа заполнения, энергии и волновые функции квазичастиц, ω_s — энергия возбуждения. Для состояний аномальной четности в уравнении (2) остаются только зависящие от спина слагаемые F , включая амплитуду однопионного обмена в аннигиляционном канале [5]. Явный вид F , уравнения (2) в координатном представлении, а также изложение точного метода нахождения $g_s(\mathbf{r})$ из (2) в координатном представлении см. в работах [6].

Для качественных оценок можно Ψ_i и Ψ_f в (1) считать плоскими волнами. Тогда $M_{if} = \int e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} g_s(\mathbf{r}) d\mathbf{r} \equiv g_s(\mathbf{k})$. Покажем, что если парамет-

ру взаимодействия F близки к критическим, то формфактор $g_s(\mathbf{k})$ имеет резкий максимум при $k \sim k_0$, где k_0 — импульс, при котором в ядерной материи возникает π -конденсатная неустойчивость, причем $k_0 \sim p_F$ [1]. Продемонстрировать это проще всего для низколежащих состояний аномальной четности, которые, как правило, имеют малую коллективность: их энергии ω_s мало сдвинуты относительно ближайшей одночастичной разности $\omega_0 = \epsilon_2 - \epsilon_1$, и в переходной плотности $\rho_s \equiv A g_s =$

$= \sum_{\lambda\lambda'} \rho_{\lambda\lambda'}^s \phi_{\lambda} \phi_{\lambda'}^*$ этих состояний среди коэффициентов $\rho_{\lambda\lambda'}^s$ доминирует ρ_{12}^s . Остальные коэффициенты малы, однако при $k \sim k_0$ их вклад оказывается когерентным и именно он ответственен за резонансное поведение $g_s(\mathbf{k})$ ¹⁾.

Записывая (3) в виде $A = A_0 + A'$, где A_0 — член, отвечающий переключиванию квазичастиц из состояния $|\lambda\rangle = |1\rangle$ в состояние $|\lambda'\rangle = |2\rangle$, из (2) получим

$$g = \Gamma' A_0 g, \quad (4)$$

где

$$\Gamma' = F + F A' \Gamma'. \quad (5)$$

В импульсном представлении, вводя волновую функцию выделенной пары частица-дырка $\chi_0(\mathbf{k}) = \int e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} \phi_1^*(\mathbf{r}) \phi_2(\mathbf{r}) d\mathbf{r}$, из (4) находим

$$g_s(\mathbf{k}) = - \frac{1}{\omega_0 - \omega_s} \int \Gamma'(\mathbf{k}, \mathbf{k}') \chi_0(\mathbf{k}') g_s(\mathbf{k}') d\mathbf{k}'. \quad (6)$$

При $k \sim p_F$ можно считать [5] $\Gamma'(\mathbf{k}, \mathbf{k}') = \Gamma(\mathbf{k}) \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}')$ и тогда из (6) имеем

$$g_s(\mathbf{k}) \sim \Gamma(\mathbf{k}) \chi_0(\mathbf{k}). \quad (7)$$

Величина $\Gamma(\mathbf{k})$ является полной амплитудой взаимодействия квазичастиц в бесконечной материи; ее можно записать в виде

$$\Gamma(\mathbf{k}) = (G(\mathbf{k}) + G'(\mathbf{k}) \vec{\tau}_1 \vec{\tau}_2) \vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2 + T(\mathbf{k}) (\vec{\sigma}_1 \mathbf{k}) (\vec{\sigma}_2 \mathbf{k}) \vec{\tau}_1 \vec{\tau}_2, \quad (8)$$

где

$$G(\mathbf{k}) = \frac{g}{1 + 2\Phi(\mathbf{k})g}, \quad G'(\mathbf{k}) = \frac{g'}{1 + 2\Phi(\mathbf{k})g'}$$

$$T(\mathbf{k}) = \frac{t(k^2)}{[1 + \Phi(\mathbf{k})(g' + t(k^2)k^2)] (1 + 2\Phi(\mathbf{k})g')}.$$

¹⁾ Отметим, что при вычислении $g_s(\mathbf{k})$ в рамках стандартного приближения случайной фазы с урезанным одночастичным базисом этот когерентный вклад теряется.

Все обозначения см. в [5]. Возникновение π -конденсатной неустойчивости связано с обращением в нуль при $k = k_0 \sim p_F$ выражения в квадратных скобках, стоящего в знаменателе $T(\mathbf{k})$. Вблизи точки неустойчивости, при $g^* - g_{кр}^* \ll 1$, этот знаменатель можно представить в виде $c(k^2 - k_0^2)^2 + \omega_{min}^2$, где c — число порядка единицы, а ω_{min}^2 — малая величина ($\omega_{min}^2 \sim \epsilon_F^2 (g^* - g_{кр}^*)$; ϵ_F — энергия Ферми, $g_{кр}^*$ — критическое значение константы g^* спин-изоспинового взаимодействия). В результате $T(\mathbf{k})$, а с ним и $g_s(\mathbf{k})$ в (7) имеет резонансное поведение при $k \sim k_0$, если $\chi_0(\mathbf{k})$ в этой области по случайным причинам не обращается в нуль. С учетом спин-изоспиновых переменных формфактор возбуждения состояния $|s\rangle$, имеющего момент J , запишется в виде $g_s^i(\mathbf{k}) = g_s^{i(-)}(k)[Y_{J-1} \otimes \sigma]_J + g_s^{i(+)}(k)[Y_{J+1} \otimes \sigma]_J$. Индекс i нумерует нейтральные (реакции (p, p') и (n, n')) и заряженные $((p, n)$ и $(n, p))$ возбуждения. Для уровня 0^- остается только компонента $g_s^{(+)}$.

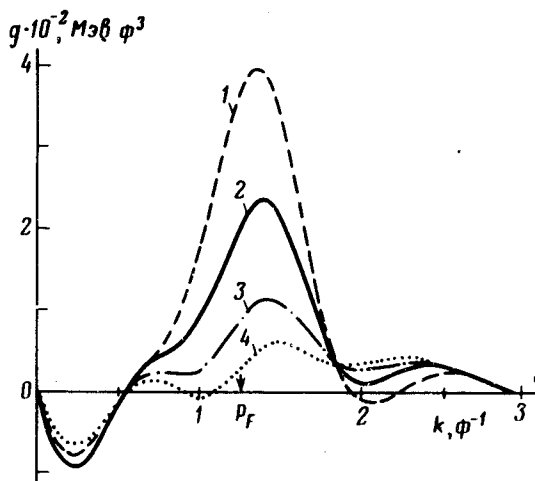


Рис. 1. Формфакторы возбуждения первого уровня 0^- ядра ^{208}Pb в реакции (p, p') при различных значениях константы спин-изоспинового взаимодействия (см. текст)

На рис. 1 показан набор формфакторов для первого уровня 0^- в ^{208}Pb , возбуждаемого в реакции (p, p') . Они получены точным решением уравнения (2) при реалистических значениях параметров $\zeta_s = 0,05$, $\alpha = 0$ и $g = 0,65$ (см. [3, 6]). Критическое значение константы g^* при этом равно $g_{кр}^* = 0,70$. Кривая 2 отвечает значению $g^* = 0,86$, которое воспроизводит экспериментальное положение уровня 0^- . Кривая 1 отвечает $g^* = 0,82$ — значению, более близкому к точке неустойчивости, 3 — $g^* = 0,90$ и 4 — $g^* = 0,98$. Видно, что формфактор при $k \sim p_F$ действительно очень чувствителен к тому, насколько параметры взаимодействия близки к критическим.

Аналогичный вывод справедлив и для других состояний аномальной четности. При $J^\pi \neq 0^-$ в формфакторе $g_s(\mathbf{k})$ представлены обе компоненты $g_s^{(-)}$ и $g_s^{(+)}$, которые содержат резонансное слагаемое $T(\mathbf{k})$ с разным весом. Для примера на рис. 2 эти компоненты изображены для реакции (p, n) на ядре ^{208}Pb с переходом в основное состояние 5^+ ядра ^{208}Bi . Здесь картина оказывается более сложной, так как резонансная зависимость в (7) сильно модулируется функцией $\chi_0(\mathbf{k})$, которая меняет знак вблизи p_F (в отличие от предыдущего случая, где $\chi_0(\mathbf{k})$ не имела нулей в районе p_F).

В борновском приближении с плоскими волнами дифференциальное сечение $d\sigma/d\Omega \sim (2J + 1)(|g_s^{(-)}(k)|^2 + |g_s^{(+)}(k)|^2)$ и, как следует из проведенного рассмотрения, должно иметь максимум при углах, отвечающих переданному импульсу $k \sim p_F$, причем по величине этого максимума можно судить о степени близости ядра к точке π -конденсатной неустойчивости. При расчете с искаженными волнами резонансное поведение сечения в зависимости от k несколько сглаживается, однако этот эффект остается. Подробное изложение таких расчетов и сравнение с экспериментом будет дано в отдельной работе.

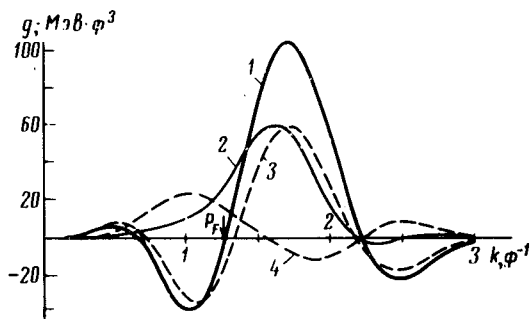


Рис. 2. Ядерные формфакторы для реакции $^{208}\text{Pb}(p, n)^{208}\text{Bi}$ (переход $0^+ \rightarrow 5^+$). Сплошные кривые 1 и 2 – формфакторы $g^{(-)}$ и $g^{(+)}$, отвечающие передаче орбитального момента $L = 4$ и $L = 6$, соответственно, при константе спин-изоспинового взаимодействия $g' = 0,87$;

пунктирные кривые 3 и 4 – те же формфакторы, соответственно, рассчитанные при $g' = 1,02$

Указание на то, что рассмотренный эффект существует, можно найти, например, в экспериментальной работе [7], в которой исследовалось неупругое рассеяние протонов с энергией 35 МэВ на ядре ^{208}Pb . Были измерены дифференциальные сечения возбуждения большого числа уровней, в том числе девяти уровней с аномальной четностью (по три уровня 2^- , 4^- и 6^-). Во всех девяти случаях обнаружен заметный максимум в сечениях при угле рассеяния $\sim 60^\circ$, что отвечает переданному импульсу $k \sim p_F^{(1)}$ (сечение здесь в $1,5 - 2$ раза больше, чем в ближайшем минимуме). Аналогичные эффекты должны наблюдаться не только в неупругом рассеянии нуклонов, но и в реакциях с He^3 , t и другими более сложными ядрами.

Авторы благодарны В.М.Галицкому, В.И.Манько, В.А.Тимофееву, М.А.Троицкому и В.А.Ходелю за полезные обсуждения.

Институт атомной энергии
им. И.В.Курчатова

Поступила в редакцию
3 мая 1977 г.

Литература

- [1] А.Б.Мигдал. ЖЭТФ, 61, 2209, 1971; А.Б.Мигдал, О.А.Маркин, И.Н.Мишустин. ЖЭТФ, 70, 1592, 1976.

¹⁾ Заметим, что в то же время для состояний нормальной четности регулярного максимума в этой области углов нет.

- [2] Э.Е.Саперштейн, С.В.Толоконников, С.А.Фаянс. Тезисы докладов XXVII Совещания по ядерной спектроскопии. Ташкент, 1977, стр. 412; М.А.Троицкий, М.В.Колдаев, Н.И.Чекунаев. Письма в ЖЭТФ, 25, 136, 1977.
- [3] A.В.Migdal, G.А.Sorokin, O.А.Markin, I. N. Mishustin. Phys. Lett., 65B, 423, 1976.
- [4] А.Б.Мигдал. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. М., изд. Наука, 1965.
- [5] Э.Е.Саперштейн, М.А.Троицкий. ЯФ, 22, 529, 1975.
- [6] E. E. Saperstein, S. A. Fayans, S. V. Tolokonnikov. J. Phys. G: Nucl. Phys., 3, 51, 1977; Э.Е.Саперштейн, С.В.Толоконников, С.А.Фаянс. ЯФ, 25, 959, 1977.
- [7] W. T. Wagner, G. M. Crawley, G. R. Hammerstein, H. McManus. Phys. Rev., C12, 757, 1975.
-