

Объединенный
институт
ядерных
исследований
Дубна

5117/2-81

19/x-81

P4-81-475

В.В. Пальчик, Н.И. Пятов, С.А. Фаянс

О МУЛЬТИПОЛЬНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ
РЕЗОНАНСАХ В ^{208}Pb

Направлено в ЯФ

1981

1. ВВЕДЕНИЕ

В работе^{/1/} нами были исследованы характеристики связанных состояний электрического типа в ядре ^{208}Pb . Было показано, что простая самосогласованная модель, основанная на предположении о доминирующей роли поверхностных возбуждений в формировании спектра низколежащих состояний, дает достаточно хорошее описание свойств этого спектра, согласующееся с экспериментальными данными не хуже, чем в других подходах. В настоящей работе мы применим эту модель для исследования возбуждений в сплошном спектре. При этом преследуются несколько целей. Во-первых, представляется интересным выяснить, насколько высоко простирается энергетический интервал, на котором исчерпывается радиационное правило сумм для различных мультипольностей, поскольку вклад всех дискретных состояний в это правило сумм оказывается небольшим и быстро падает с ростом L . Во-вторых, важно выяснить, распределена ли сила переходов более или менее равномерно по спектру или она локализуется в отдельных резонансах, которые могут наблюдаться на эксперименте. В-третьих, для сопоставления микроскопического подхода с макроскопическими моделями необходимо вычислить переходные плотности и исследовать изотопическую структуру силовых функций.

2. НЕКОТОРЫЕ ДЕТАЛИ РАСЧЕТА

Математический формализм модели и метод расчета подробно изложены в работах^{/2,3/}. Выбор взаимодействия и соответствующих силовых констант для мультипольностей $L \geq 2$ обсуждается в работе^{/1/}. Там же приведен используемый в расчетах вудс-саксоновский потенциал среднего поля, который параметризован так, чтобы воспроизводился экспериментально наблюдаемый спектр одночастичных уровней вблизи поверхности Ферми.

Спектр возбуждений ядра с мультипольностью L описывается с помощью радиационной силовой функции^{/4/}:

$$S_L(\omega) = -(2L+1) \frac{1}{\pi} \text{Im} (V_{0L}^P A_L^P V_L^P) = \quad /1/$$
$$= - \frac{(2L+1)}{\pi} \text{Im} \int V_{0L}^P(r) A_L^P(r, r', \omega) V_L^P(r', \omega) r^2 dr (r')^2 dr',$$

где $V_{0L}^p(r) = e^L$ - внешнее радиационное поле, а $V_L^p(r, \omega)$ - эффективное поле определяемое, уравнением /4/

$$V_L^i(r, \omega) = V_{0L}^i(r) + \sum_k \int \mathcal{F}_L^{ik}(r, r') A_L^k(r', r'', \omega) V_L^k(r'', \omega) (r')^2 (r'')^2 dr' dr'' \quad /2/$$

Здесь \mathcal{F}_L^{ik} - компонента эффективного взаимодействия, выбираемая в соответствии с /1/, A_L^k - частично-дырочный пропагатор, отвечающий данной мультипольности, ω - энергия возбуждения и $(i, k) = (n, p)$.

Для характеристики изотопической структуры возбуждений помимо радиационных силовых функций $S_L(\omega)$ мы, следуя работе /5/, вычисляем также силовые функции для изоскалярных /T=0/ и изовекторных /T=1/ операторов:

$$S_L(\omega, T=0) = -\frac{2L+1}{\pi} \frac{Z}{A} \text{Im}[(V_{0L}^p A_L^p V_L^p) + (V_{0L}^n A_L^n V_L^n)], \quad /3/$$

$$S_L(\omega, T=1) = -\frac{2L+1}{\pi} \text{Im}[\frac{N}{A} (V_{0L}^p A_L^p V_L^p) - \frac{Z}{A} (V_{0L}^n A_L^n V_L^n)], \quad /4/$$

где предполагается, что $V_{0L}^n = V_{0L}^p$. По поведению этих силовых функций в зависимости от ω можно качественно судить об областях локализации возбуждений с T=0 и T=1, а также о смешивании по изотопическому спину.

Для изолированных резонансов с малой шириной можно ввести нуклонную переходную плотность

$$\rho_{tr}^i(r) = \left(\frac{2L+1}{2\pi} \frac{\Gamma}{S_{\max}} \right)^{1/2} \text{Im} \int A_L^i(r, r', \tilde{\omega}) V_L^i(r', \tilde{\omega}) (r')^2 dr', \quad /5/$$

где Γ - ширина резонанса, S_{\max} - значение силовой функции в максимуме и $\tilde{\omega}$ - положение резонанса. Введенная таким образом переходная плотность позволяет найти приведенную вероятность возбуждения данного резонансного состояния по обычной формуле

$$B(EL) = (2L+1) e^2 \left(\int \rho_{tr}^p(r) r^{L+2} dr \right)^2 \approx \frac{\pi}{2} \Gamma S_{\max}. \quad /6/$$

Уравнение /2/ для эффективного поля решалось в координатном представлении. Метод вычисления пропагатора $A_L(r, r', \omega)$ подробно изложен в работе /2/. Точный учет сплошного спектра приводит к появлению враще-ширин у состояний выше порога эмиссии нуклонов, что обусловлено возможностью распада во все открытые однонуклонные каналы /1/. В низкоэнергетической области сплошного спектра в таком тяжелом ядре, как ^{208}Pb , плотность резонансов велика, а их враще-ширины малы, что приводит к необходимости вычислять $\mathcal{B}(\omega)$ с очень мелким шагом по ω и требует больших затрат времени. Чтобы обойти эту трудность, вводится искусственное затухание квазичастиц, т.е. сдвиг γ_D полюсов гриновских функций в комплексную плоскость. В результате все

резонансные состояния приобретают дополнительную ширину $\Gamma_D = 4\gamma_D$. Расчеты выполнялись с $\Gamma_D = 1$ МэВ, что дает возможность представить результаты расчета в более наглядной форме, удобной для сравнения с экспериментом. При таком методе вычислений область дискретного спектра также можно описывать непрерывной силовой функцией. На интересующих нас интервалах энергий возбуждения введение дополнительного уширения практически никак не сказывается на правилах сумм.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 1 приведены силовые функции для возбуждений с $L = 2, 3, 4$ в ^{208}Pb , вычисленные при значении $\Gamma_D = 1$ МэВ. Точками показаны невозмущенные радиационные силовые функции, определяемые формулой /1/ с $V=V_0$ /т.е. при выключенном эффективном взаимодействии/. Радиационные силовые функции, вычисленные с учетом взаимодействия, показаны сплошными линиями. Цифры на рисунке относятся именно к этим силовым функциям и соответствуют доле правила сумм

$$M_1(EL) = \int \omega S_L(\omega) d\omega = \frac{L(2L+1)^2 n^2 e^2 Z}{8\pi n} \langle \Gamma_p^{2L-2} \rangle, \quad (17)$$

которая исчерпывается на интервале энергий возбуждения от нуля до указанного стрелками значения. Приведены также силовые функции, определяемые уравнениями /3/ и /4/, для изоскалярных / $T=0$ / и изовекторных / $T=1$ / внешних полей.

Заметим, что на рис. 1 показана и часть спектра, относящаяся к дискретным состояниям, которые вследствие используемого метода расчета приобрели ширину Γ_D . Это сделано с целью более наглядного представления гросс-структуры спектров возбуждений.

На основе выполненных расчетов можно сделать следующие выводы.

а/ Эффективные взаимодействия существенно влияют на поведение силовых функций в низкоэнергетической части спектра: формируют низколежащие коллективные состояния, значительно увеличивая интенсивность EL -переходов, что обусловлено притягивательным характером изоскалярных взаимодействий. В высокоэнергетической части спектра, где доминируют изовекторные возбуждения, эффективные взаимодействия слабо влияют на невозмущенные силовые функции. Это, по-видимому, связано с относительной малостью изовекторной компоненты в используемой нами параметризации эффективных сил.

б/ Имеется четкая тенденция разделения возбуждений с $T=0$ и $T=1$ по разным областям спектра, однако смешивание по изоспину возрастает с ростом мультипольности.

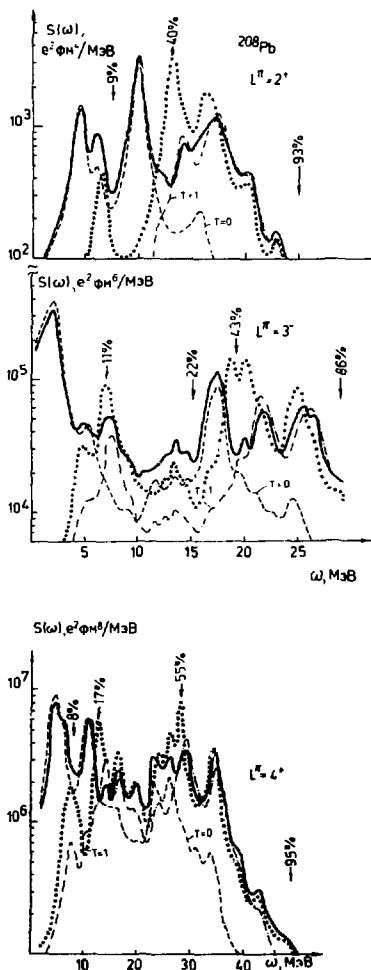


Рис. 1. Силовые функции возбуждений с $L = 2, 3, 4$ в ^{208}Pb . Пояснение см. в тексте.

в/ Появляется хорошо локализованный изоскалярный квадрупольный резонанс при энергии ≈ 10 МэВ, вбирающий в себя $\approx 30\%$ энергетически взвешенного правила сумм ///. Широкая гросс-структура $S_2(\omega)$ в интервале 15-20 МэВ соответствует изовекторному квадрупольному резонансу. Заметная концентрация силы октупольных переходов получается при энергии порядка 17 МэВ, где возбуждения являются преимущественно изоскалярными. Что касается силовых функций для $L=4$, то в них не наблюдается каких-либо ярко выраженных резонансных структур, хотя локальная концентрация происходит при энергии ≈ 11 МэВ /изоскалярные возбуждения/, в интервале ω от 22 до 27 МэВ /смешанные по изоспину возбуждения/, а также в высокоэнергетической части спектра при $\omega = 29$ и $\omega = 35$ МэВ /изовекторное возбуждение/.

г/ При увеличении L обнаруживается тенденция к росту энергетического интервала, на котором исчерпывается правило сумм. Так, примерно 90% правила сумм исчерпывается до энергии $\omega_{\text{max}} = 25, 32, 42$ МэВ для мультипольности $L = 2, 3, 4$ соответственно.

Обсудим теперь более детально некоторые полученные результаты. Большую роль в формировании изоскалярного квадрупольного резонанса играет щель в распределении частично-дырочных энергетических

ческих разностей, образуемая протонными конфигурациями ($i_{7,2}^{-1}$, $h_{11,2}^{-1}$) с энергией 6,44 МэВ и ($i_{13,2}^{-1}$, $g_{9,2}^{-1}$) с энергией 13,24 МэВ. Наши расчеты показывают, что в той же области, где наблюдается на эксперименте квадрупольный резонанс, происходит концентрация возбуждений с другими четными $L \leq 6$. В табл. 1 приведены вычисленные энергии этих резонансов, приведенные вероятности $B(EL)$, вклад $\Delta M_1(EL, T=0)$ в изоскалярное энергетически-взвешенное правило сумм, которое получается из [7] умножением правой части на Z/A , и escape-ширины этих резонансов /при $\Gamma_D = 0$ /. Видно, что в рассматриваемой области энергий действительно формируется изоскалярный квадрупольный резонанс, а также содержится значительная доля переходов с $L=4$ и 6. Очевидно, что все они могут одновременно возбуждаться в реакциях (e, e') , (p, p') , (α, α') и др.

На рис. 2 показаны зарядовые переходные плотности для этих резонансов, полученные свертыванием $\rho_{tr}^p(r)$ из [5] с нуклонным формфактором. Все они имеют характерный максимум на поверхности и качественно согласуются с используемыми в обработке экспериментальных данных макроскопическими $\rho_{tr}(r) \sim \partial \rho^{ch} / \partial r$, где ρ^{ch} - распределение заряда в ядре. Полученные нами характеристики 2^+ -резонанса, в том числе и переходная плотность, близки к приведенным в работе [7]. К настоящему времени этот резонанс исследован в реакциях (e, e') , (p, p') , (α, α') , (d, d') и др. Он имеет энергию около 11 МэВ, ширину $\Gamma = 2,8$ МэВ и исчерпывает, по разным оценкам, 50-100% изоскалярного правила сумм $M_1(E2, T=0)$. Очевидно, что практически вся наблюдаемая ширина резонанса обусловлена развалом частично-дырочных состояний по более сложным конфигурациям, поскольку, как видно из табл. 1, escape-ширины всех резонансов малы. В работе [8]

Таблица 1

Характеристики изоскалярных резонансов с положительной четностью в ^{208}Pb в интервале энергий 9-13 МэВ

L	2	4	6	8	10
ω , МэВ	9,9	11,3	11,6	12,5	12,7
$B(EL)$, $e^2 \delta^L$	0,51	0,09	0,04	$8 \cdot 10^{-3}$	$1,5 \cdot 10^{-3}$
$\Delta M_1(EL, T=0)$, %	66,3	13,8	7,5	2,1	0,4
Γ_{esc} , кэВ	34	140	50	54	7

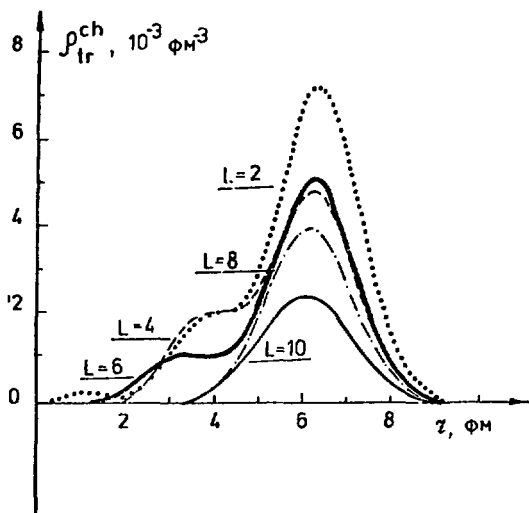


Рис.2. Зарядовые переходные плотности локальных резонансов, характеристики которых приведены в табл. 1.

при обработке сечений неупругого рассеяния дейтронов и альфа-частиц была продемонстрирована возможность смеси мультипольностей $L=2,3,4,6$ в области 2^+ -резонанса, приводящая не только к количественным, но и качественным изменениям угловых распределений. Эта возможность четко иллюстрируется данными табл. 1. Что касается $L=3,5$, то согласно нашим расчетам в области энергий 9-13 МэВ не происходит сколько-нибудь заметной концентрации $E3$ - и $E5$ -переходов /например, $\Delta M_1(E3, T=0) \leq 3\%$.

Представляет интерес также полученный в расчетах локальный $E3$ -резонанс при энергии 17,2 МэВ, исчерпывающий примерно 22% радиационного правила сумм /7/ или 56% изоскалярного правила сумм. Аналогично квадрупольному резонансу этот октупольный резонанс формируется в щели между связанными частично-дырочными протонными конфигурациями $(p_{3/2}, E_{9/2}^{-1})$ и $(i_{3/2}, E_{7/2}^{-1})$ с энергиями 14,74 и 18,89 МэВ соответственно. Детальная структура резонанса при различных значениях ширины затухания Γ_D показана на рис. 3. Видно, что при $\Gamma_D=0$ имеется три узких резонансных состояния, которые с увеличением Γ_D до 1 МэВ полностью перекрываются.

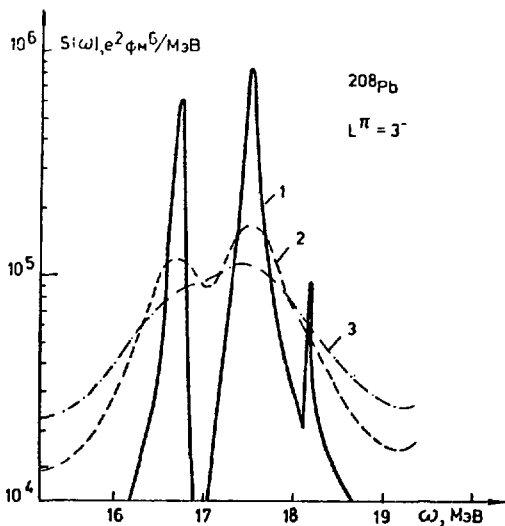


Рис.3. Радиационные силовые функции в области высоколежащего октупольного резонанса, вычисленные при значениях $\Gamma_D=0; 0,5$ и $1,0$ МэВ /кривые 1, 2, 3 соответственно/.

Рис.4. Зарядовые переходные плотности для ЕЗ - резонансов с энергиями 16,68 МэВ /кривая 1/ и 17,48 МэВ /кривая 2/, рассчитанные при $\Gamma_D=0$ /см. кривую 1 на рис. 3/. Кривая 3 - переходная плотность "размытого" ЕЗ - резонанса при $\Gamma_D=1$ МэВ /см. кривую 3 на рис. 3/.

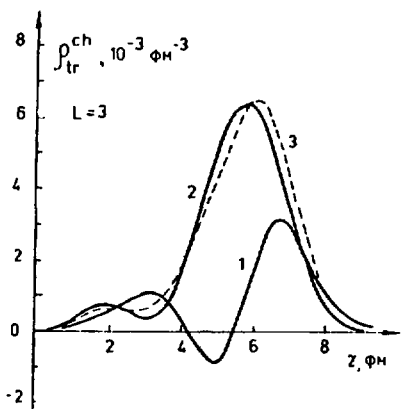


Таблица 2

ω , МэВ	16,68	17,48	17,23
$V(E3), e^2\delta^3$	0,093	0,155	0,236
$\Delta M_1(E3, T=0), \%$	19	33	56
Γ_{esc} , кэВ	145	122	

В табл. 2 приведены характеристики двух основных резонансных состояний при $\Gamma_D = 0$ и "размытого" полного E3-резонанса при $\Gamma_D = 1$ МэВ /последняя колонка/.

Интересно отметить, что переходные плотности этих состояний, представленные на рис. 4, существенно различаются. Размытый резонанс при $\Gamma_D = 1$ МэВ имеет центр тяжести при энергии 17,23 МэВ, а соответствующая ему переходная плотность показана на рис. 3 пунктирной кривой. Заметим при этом, что вследствие различия ρ_{tr} узких резонансов, которые перекрываются при введении большого затухания, переходная плотность полного резонанса, вообще говоря, будет меняться на его ширине. Поэтому угловые распределения могут также меняться в пределах наблюдаемой ширины резонанса даже при отсутствии заметной примеси других мультипольностей.

В недавних (a, a') экспериментах^{9/} наблюдался E3-резонанс при энергии 17,5 МэВ с шириной $\Gamma \approx 4,8$ МэВ, исчерпывающий $\approx 60\%$ изоскалярного правила сумм. Наши расчеты находятся в хорошем согласии с этими данными.

ЛИТЕРАТУРА

1. Пальчик В.В., Пятов Н.И., Фаянс С.А. ОИЯИ, Р4-80-848, Дубна, 1980.
2. Борзов И.Н., Фаянс С.А. Препринт ФЗИ-1129, Обнинск, 1981.
3. Гареев Ф.А. и др. ЯФ, 1981, 33, с. 645.
4. Мигдал А.Б. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер, "Наука", М., 1965.
5. Liu K.F., Brown G.E. Nucl.Phys., 1976, A265, p. 994.
6. Пальчик В.В. и др. Тезисы докладов XXXI Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Самарканд, 1981, "Наука", Л., 1981, с. 237.
7. Speth I. Proc. Sendai:Conf. on Electro- and Photo-excitations, Sendai, 1977, p. 65.
8. Morsch H.P. et al. Phys.Rev., 1980, C22, p. 489.
9. Morsch H.P. et al. Phys.Rev. Lett., 1980, 45, p. 337.