УДК 055

Ф. А. ЖИВОПИСЦЕВ, Ю. АКБАРИ, В. А. ЭЛЬТЕКОВ

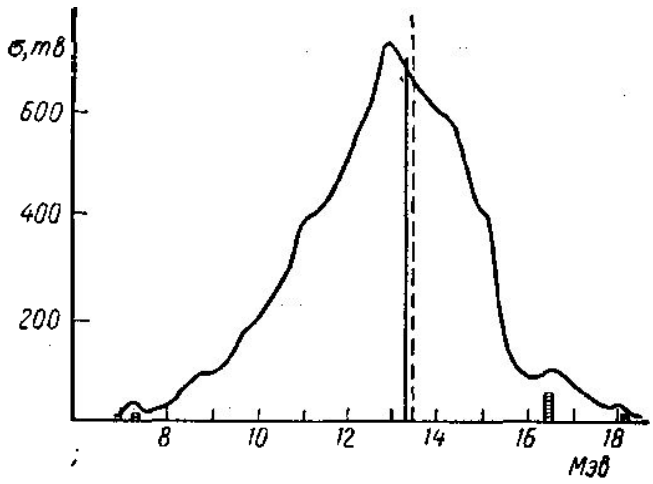
ВЛИЯНИЕ НИЗКОЛЕЖАЩЕГО КОЛЛЕКТИВНОГО СОСТОЯНИЯ 3^- НА СТРУКТУРУ ДИПОЛЬНОГО РЕЗОНАНСА В ЯДРЕ Pb^{208}

За последние годы появилось большое число данных [1—3], указывающих на недостаточность частично-дырочного приближения при описании структуры дипольного резонанса в фотоядерных реакциях.

Гросс-структура резонанса должна быть результатом сильной связи частично-дырочных состояний с состояниями типа

$$|phj^{(-)}, 2^+; 1^-\rangle, \ |phjJ^{(+)}, 3^-, (5^-); 1^-\rangle,$$

где J — момент частицы и дырки, 2^+ и 3^- — низшие коллективные состояния с моментами $l=2$, 3 [4]. В магических ядрах, где отсутствуют низколежащие коллективные состояния положительной четности, особенно существенным в формировании структуры дипольного резонанса является связь частично-дырочных состояний с возбуждениями типа частица — дырка, построенными над коллективным состоянием отрицательной четности 3^-, т. е. с состояниями $|phjJ^{(+)}, 3^-; 1^-\rangle$. В магических ядрах состояния типа $|ph3^-\rangle$ попадают непосредственно в область дипольного резонанса, и поэтому связь частицы и дырки с низшим коллективным состоянием 3^- будет играть существенную роль в формировании «хвоста» дипольного резонанса. Конкретное рассмотрение мы проведем на примере дважды магического ядра Pb^{208}.



Экспериментальное и теоретическое эффективные сечения $\sigma(\gamma, n)$ для Pb^{208}. Сплошная кривая показывает экспериментальные данные, взятые из [8]. Пунктирная линия в области 13,6 *Мэв* показывает результаты расчета положения дипольного резонанса до диагонализации, а остальные 4 линии в области 7,4; 13,4; 16,5 и 18,3 *Мэв* показывают расщепление гигантского дипольного резонанса после диагонализации

Расчет эффектов рассматриваемой связи для ядра Pb^{208} выполнен на базисе состояний:

$$\psi_D, \ |ph2^+, 3^-, 1^-\rangle, \ |ph3^+, 3^-; 1^-\rangle, \ |ph4^+, 3^-; 1^-\rangle,$$

где волновая функция дипольного резонанса

$$\psi_D = \sum_{j_1 j_2} \langle \bar{j}_1 j_2; \ J=1 \,|\, \hat{D} \,|\, 0\rangle \,|\, \bar{j}_1 j_2; \ J=1\rangle = 0{,}496 \,|\, \overline{1h}_{11/2} 1i_{13/2}\rangle_p + 0{,}300 \,|\, \overline{2d}_{5/2} 2f_{7/2}\rangle_p +$$

$$+ 0{,}141 \,|\, \overline{1g}_{7/2} 2f_{5/2}\rangle_p + 0{,}16 \,|\, \overline{1g}_{9/2} 2f_{7/2}\rangle_p + 0{,}37q \,|\, \overline{1g}_{7/2} 1h_{9/2}\rangle_p - 0{,}388 \,|\, \overline{1i}_{13/2} 1j_{15/2}\rangle_n +$$

$$+ 0{,}207 \,|\, \overline{2f}_{5/2} 2g_{7/2}\rangle_n - 0{,}233 \,|\, \overline{2f}_{7/2} 2g_{9/2}\rangle_n - 0{,}298 \,|\, \overline{1h}_{9/2} 1i_{11/2}\rangle_n - 0{,}228 \,|\, \overline{1i}_{13/2} 2h_{11/2}\rangle_n .$$

В связи с тем что нахождение волновой функции дипольного состояния диагонализационным методом связано с большими техническими трудностями, мы воспользовались генераторной процедурой, предложенной Балашовым [9].

Состояния положительной четности $|phJ^+\rangle$ приведены в таблице.

Матричные элементы рассчитывались по формуле

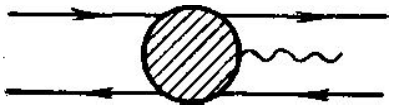
$$\langle ph \mid V \mid p'h'^{-}J^{(+)},\ 3^{-}\rangle = \sum (X_{p_1h_1} + Y_{p_1h_1}) \langle ph1^{-} \mid V \mid p'h'J^{(+)}p_1h_1 3^{-},\ 1^{-}\rangle,$$

где X_{ph} и Y_{ph} — волновые функции коллективного состояния 3^- в приближении хаотических фаз [5].

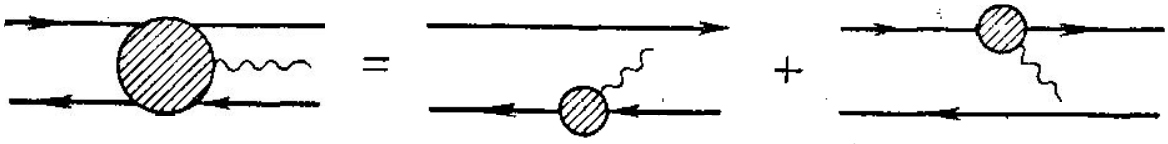
Таблица

phJ^+		E, Мэв	phJ^+		E, Мэв
$\overline{1h}_{11/2}$	$2f_{7/2}$	9,3	$\overline{1i}_{13/2}$	$2g_{9/2}$	7,8
$\overline{1h}_{11/2}$	$3p_{3/2}$	11,5	$\overline{1i}_{13/2}$	$3d_{5/2}$	9,3
$\overline{2d}_{5/2}$	$2g_{9/2}$	16,4	$\overline{2f}_{5/2}$	$3f_{5/2}$	17,55
$\overline{2d}_{5/2}$	$3d_{5/2}$	19,3	$\overline{2f}_{5/2}$	$2h_{9/2}$	17,0
$\overline{2d}_{5/2}$	$4s_{1/2}$	20,4	$\overline{2f}_{7/2}$	$4p_{3/2}$	18,4
$\overline{1g}_{7/2}$	$1i_{11/2}$	18,8	$\overline{2f}_{7/2}$	$2h_{11/2}$	16,4
$\overline{1g}_{7/2}$	$2g_{7/2}$	21,8	$\overline{2f}_{7/2}$	$3f_{7/2}$	17,6
$\overline{1g}_{7/2}$	$3d_{3/2}$	22,9	$\overline{1h}_{9/2}$	$4p_{1/2}$	20,1
$\overline{1g}_{9/2}$	$2g_{9/2}$	21,73	$\overline{1h}_{9/2}$	$3f_{5/2}$	19,8
$\overline{1g}_{9/2}$	$3d_{5/2}$	22,73	$\overline{1h}_{9/2}$	$2h_{9/2}$	20,3
$\overline{1g}_{9/2}$	$4s_{1/2}$	23,73	$\overline{2f}_{5/2}$	$4p_{1/2}$	16,8

Если точный матричный элемент рассматриваемой связи обозначать через



то формула (1) соответствует приближенно



— точный матричный элемент связи частицы (дырки) с коллективным состоянием. Матричные элементы $\langle ph\overline{1} \mid V \mid p'h'J^{+},\ p,\ h,\ 3,\ \overline{1}\rangle$ рассчитываются по обычным формулам оболочечной модели [6]. Параметры δ-образного взаимодействия взяты из работы [7].

Диагонализация гамильтониана на базисе состояний $|ph\rangle$, $|ph\overline{3}\rangle$ (матрица 46-го порядка) приводит к результату, показанному на рисунке. Как видно из этого рисунка, связь дипольного состояния с низшим коллективным состоянием играет существенную роль в формировании «хвоста» дипольного резонанса.

ЛИТЕРАТУРА

1. Балашов В. В., Чернов В. М. ЖЭТФ, 43, 227, 1962.
2. Юдин Н. П. «Изв. АН СССР», сер. физич., 26, 1218, 1962.
3. Semenko S. F. Phys. Lett., 13, 157, 1964.
4. Живописцев Ф. А., Московкин В. М., Эль Нагар Н., Юдин Н. П. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., № 4, 1969.

5. Gillet V. Nucl. Phys., 88, 321, 1966
6. Живописцев Ф. А., Московкин В. М., Юдин Н. П. «Изв. АН СССР», сер. физич., 30, 306, 1966.
7. Живописцев Ф. А., Московкин В. М., Юдин Н. П. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., № 1, 109, 1967.
8. Капитонов И. М. Кандидатская диссертация. НИИЯФ МГУ, 1969; Письма в ЖЭТФ, 7, 210, 1968.
9. Балашов В. В. ЖЭТФ, 42, 275, 1962.

Поступила в редакцию
19.3 1970 г.

НИИЯФ

УДК 548.0:535

А. Я. ГОЙХМАН

ЭЛЕКТРОННАЯ СТРУКТУРА ЭКСИТОНОВ В ЩЕЛОЧНО-ГАЛОИДНЫХ КРИСТАЛЛАХ И КРИСТАЛЛАХ БЛАГОРОДНЫХ АТОМОВ

В настоящей работе исследуется роль эффекта Яна-Теллера в релаксации решетки, сопровождающей процесс генерации экситонов. Экспериментально установлено, что электронная структура экситонов в рассматриваемых кристаллах соответствует образованию двухатомных молекул [1, 2], однако теоретического объяснения этого явления нет, хотя и были выполнены некоторые расчеты, основывавшиеся на такой модели [3, 4].

Первое возбужденное состояние инертного атома и иона галоида в рассматриваемых кристаллах соответствует неприводимому представлению F_{1u} группы O_h. Наличие вырождения приводит к тому, что ближайшие к данному атомы или ионы сместятся таким образом, что вырождение будет снято [5]. Если рассматривать ближайшие ионы как некую квазимолекулу, то ее симметрия понизится. Законность выделения такой квазимолекулы следует из того, что основную роль во взаимодействии между атомами (ионами) играют быстро убывающие силы обменного взаимодействия. В случае кристаллов благородных атомов это очевидно, так как рассматривается взаимодействие одинаковых атомов, один из которых находится в возбужденном состоянии. В щелочно-галоидных кристаллах возбужденный анион теряет электрон, превращаясь в нейтральный атом, который может взаимодействовать лишь с анионами второй координационной сферы. Компактные ионы щелочного металла, составляющие первую сферу, не могут образовывать общие молекулярные орбитали с атомом галоида. Это означает, что для обоих типов кристаллов мы получаем одну и ту же квазимолекулу (см. рис. 1), центральный атом или ион, у которого отсутствует один из p-электронов, и его 12 соседей.

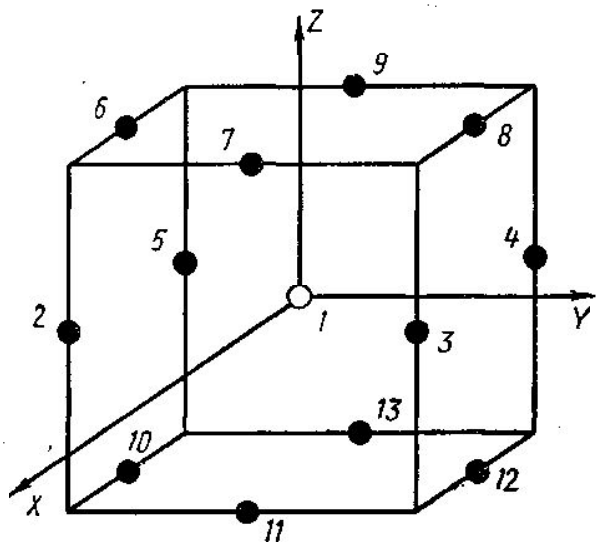


Рис. 1. Расположение атомов (ионов) в исследуемой квазимолекуле

Активными по отношению к эффекту Яна-Теллера будут те нормальные колебания, которые содержатся в $[F_{1u}^2]$:

$$[F_{1u}^2] = A_{1g} + E_g + F_{2g}. \tag{1}$$

Колебания E_g и F_{2g} входят в полное представление D, осуществляемое всеми колебаниями координатами

$$D = A_{1g} + A_{2g} + A_{2u} + E_u + 2E_g + 3F_{1u} + 2F_{1g} + 2F_{2g} + F_{2u} \tag{2}$$