ЛИТЕРАТУРА

1. Аронов А. Г. «Физика твердого тела», **5**, 552, 1963.
2. Braunstein R. Phys. Rev., **125**, 475, 1962.
3. Келдыш Л. В. ЖЭТФ, **47**, 1945, 1964.
4. Inoue M., Toyozawa Y. J. Phys. Soc. Japan., **20**, 363, 1965.
5. Redmond P. J. J. Math. Phys., **6**, 1163, 1964.

Поступила в редакцию
5. 7 1967 г.

Кафедра
теоретической физики

УДК 539.12.01

Ф. А. ЖИВОПИСЦЕВ, В. М. МОСКОВКИН, Н. ЭЛЬ-НАГАР, Н. П. ЮДИН

О ВЛИЯНИИ КВАДРУПОЛЬНЫХ КОЛЕБАНИЙ НА СТРУКТУРУ ДИПОЛЬНОГО РЕЗОНАНСА В Ca^{40}

Важным источником информации о дипольном (гигантском) резонансе является детальное исследование тонкой структуры сечения фотопоглощения дипольных γ-квантов в легких ядрах, в частности на ядре Ca^{40}, в котором можно надеяться различить отдельные уровни, формирующие дипольный резонанс. В работе [1] были рассчитаны уровни отрицательной четкости $I = 1^-, T=1$ на базисе 8 состояний типа частица — дырка. Уровень с $I=1^-$, $T=1$ с энергией 19,8 *Мэв* почти нацело исчерпывал все дипольные переходы. Однако последние эксперименты [2] показали, что в районе дипольного резонанса в Ca^{40} четко выделяется несколько максимумов, сравнимых по величине. Для теоретической интерпретации экспериментальных данных можно предположить, как и в работе [3], что перераспределение интенсивностей дипольных переходов обусловлено сильной связью обычных оболочечных уровней с коллективными возбуждениями, а именно с квадрупольными колебаниями ядра (фононами $I=2^+, T=0$). Влияние на структуру дипольного резонанса в ядре Ca^{40} фононов отрицательной четности $I=3^-$, $T=0$ и $I=5^-$, $T=0$ исследовано в работе [4]. Как известно, в отсутствие фононов гамильтониан для состояний типа частица — дырка записывается в следующем виде:

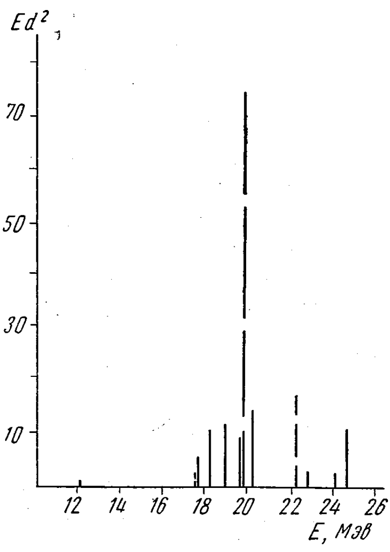

Рис.

$$H = H_p + H_h + V_{ph}, \tag{1}$$

где H_p, H_h — одночастичные гамильтонианы частицы и дырки соответственно, V_{ph} — гамильтониан взаимодействия частицы с дыркой. При наличии фононов гамильтониан имеет вид

$$H = H_p + H_h + H_f + V_{ph} + V_s, \tag{2}$$

где H_f — гамильтониан невзаимодействующих фононов, V_s — гамильтониан взаимодействия частицы и дырки с фононным полем:

$$V_s = -\sum_{i=1}^{A} k(r_i) \sqrt{\frac{\hbar\omega}{2c}} \sum_{\mu} (b_\mu + (-)^\mu b^*_{-\mu}) Y_{2\mu}(\theta_i, \varphi_i). \tag{3}$$

В настоящей работе мы ограничились базисными волновыми функциями типа

$$| j_1^{-1} j_2 : J = 1^- T = 1 \rangle, \quad | j_1^{-1} j_2 I' T = 1; \quad 2^+ T = 0, \quad J = 1^- T = 1 \rangle.$$

Всего имеется 35 таких состояний, образующих базис, на котором при помощи электронно-счетной машины М-20 диагнализировался гамильтониан (2).

Матричные элементы взаимодействия между этими состояниями рассчитывались по формулам

$$\langle j_1^{-1} j_2 I' T = 1;\ 2^+ T = 0;\ J = 1^- T = 1 \,|\, V \,|\, j_1'^{-1} j_2' I' T = 1;\ \ 2^+ T = 0;\ \ J = 1^- T = 1 \rangle =$$

$$= \langle j_1^{-1} j_2 I' T = 1 \,|\, V \,|\, j_1'^{-1} j_2' I' T = 1 \rangle, \tag{4}$$

$$\langle j_1^{-1} j_2 J = 1^- T = 1 \,|\, V_s \,|\, j_1'^{-1} j_2' I' T = 1;\ \ 2^+ T = 0 J = 1^- T = 1 \rangle =$$

$$= \sqrt{\frac{\hbar\omega}{2c}} \sqrt{2I' + 1}\, \{ \langle l_2 \,|\, k(r) \,|\, l_2' \rangle\, W(j_1 1 j_2' 2;\ j_2 I')\, \langle j_2 \,||\, Y_2 \,||\, j_2' \rangle\, \delta_{j_1 j_1'} -$$

$$- \langle l_1 \,|\, k(r) \,|\, l_1' \rangle\, W(j_2 I' j_1 2;\ j_1' 1)\, \langle j_1 \,||\, Y_2 \,||\, j_1' \rangle\, \delta_{j_2 j_2'} \}, \tag{5}$$

где $|l\rangle$ — радиальная часть волновой функции, l — орбитальный момент. Функция $k(r)$ выбиралась в виде

$$k(r) = k_1 \delta(r - R) \quad \text{и} \quad k(r) = k_2 r^2,$$

где R — радиус ядра. Нетрудно показать, что необходимые матричные элементы выражаются через константу k следующим образом:

$$\langle 1d \,|\, k(r) \,|\, 1d \rangle = -\langle 1f \,|\, k(r) \,|\, 2p \rangle = -\langle 2s \,|\, k(r) \,|\, 1d \rangle = k;$$

$$\langle 1f \,|\, k(r) \,|\, 1f \rangle = 1,2k; \quad \langle 2p \,|\, k(r) \,|\, 2p \rangle = 0,55k.$$

Следовательно, фононная часть взаимодействия определяется двумя параметрами:

$$g_1 = \sqrt{\frac{k^2}{2c}}; \quad g_2 = \sqrt{\frac{\hbar\omega}{\pi}}.$$

Величина параметра $\sqrt{\frac{k^2}{2c}}$ исследовалась в работе [5]. Согласно этой работе, при $\hbar\omega = 4$ *Мэв* $g_1 = \sqrt{\frac{k^2}{2c}} = 3$. Парное взаимодействие между нуклонами, которое определяет матричные элементы $\langle j_1^{-1} j_2 J \,|\, V_{12} \,|\, j_1'^{-1} j_2' J \rangle$, предполагалась в виде

$$V_{12} = g\,[(1 - \alpha) + \alpha \vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2]\, \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2), \tag{6}$$

где параметр $\frac{g}{4\pi^2 r_0^3} = 2,7$, который брался из расчетов по положению дипольного резонанса на базисе частица — дырочных волновых функций с парным взаимодействием виде (6) с $\alpha = 0,135$ (силы Сопера).

Результаты расчета представлены на рисунке. Штриховыми линиями показаны результаты расчета дипольного резонанса на базисе частица—дырочных волновых функций. Сплошными линиями — результаты расчета на базисе 35 состояний типа

$$|\, j_1^{-1} j_2 J \rangle \quad \text{и} \quad |\, j_1^{-1} j_2 I';\ \ 2^+ J = 1^- \rangle.$$

Как видно из рис. 1, введение взаимодействия с фононом $2^+ T = 0$ привело к расщеплению дипольного уровня при 19,8 *Мэв* на группу уровней сравнимых по интенсивности дипольных переходов, центр тяжести которых несколько сместился в область малых энергий, и к появлению группы уровней с заметной интенсивностью дипольных переходов в районе 24—25 *Мэв*. Для детального соответствия с экспериментом однако необходима одновременная вариация параметров взаимодействия g и g_1, а также учет связи с фононами другой природы с $I = 3^- T = 0$; $I = 5^- T = 0$ и др.

ЛИТЕРАТУРА

1. Gillet. Vinh — Mari Nuc. Phys., 54, 321, 1964.
2. Горячев Б. Н., Ишханов Б. С., Шевченко В. Г., Юрьев Б. А. «Ядерная физика», 5, вып. 5, 1138, 1967.

3. Юдин Н. П. «Изв. АН СССР», сер. физич., 24, № 9, 1222, 1962.
4. Живописцев Ф. А., Московкин В. Н., Н. Эль-Нагар, Юдин Н. П Phys. Lett. (в печати).
5. Ford. Phys. Rev., 120, 169, 1960.

Поступила в редакцию
5. 7 1967 г.

НИИЯФ

УДК 621.396.67.095.11

Р. М. ГОЛЫНСКАЯ

СРЕДНЯЯ ДИАГРАММА НАПРАВЛЕННОСТИ И ПОТЕРИ УСИЛЕНИЯ АНТЕНН ПРИ ЗАВИСИМОСТИ ФЛУКТУАЦИЙ АМПЛИТУДЫ И ФАЗЫ ПО АНТЕННЕ

В работе показана зависимость средней диаграммы направленности и потерь усиления от интенсивности флуктуаций амплитуды и фазы и радиусов корреляции амплитудной, фазовой и амплитудно-фазовой неоднородностей по антенне в случае зависимости флуктуаций амплитуды и фазы. Коэффициент корреляции амплитудно-фазовой неоднородности рассматривается в виде четной функции.

Средняя диаграмма направленности антенны при зависимости флуктуаций амплитуды и фазы по антенне. Общее выражение для средней диаграммы направленности линейной антенны может быть записано в виде [1]

$$\overline{|f(\psi)|^2} = \int_{-1}^{+1}\int_{-1}^{+1} \overline{A(x)\, e^{j\varphi(x)+j\psi x} A(x')\, e^{-j\varphi(x')-j\psi x'}}\, dx\, dx', \qquad (1)$$

где $\psi = \frac{\pi L}{\lambda}\sin\theta$,

L — размер антенны, λ — длина волны, θ — угол между нормалью к антенне и направлением на точку наблюдения, $A(x)$, $A(x')$ — амплитудное распределение источников по антенне, $\varphi(x)$, $\varphi(x')$ — фазовое распределение источников по антенне, x и x' — координаты по антенне.

Будем считать амплитудное и фазовое распределения источников по антенне случайными функциями. Тогда

$$A(x) = \overline{A(x)} + \Delta A(x),$$

$$\varphi(x) = \overline{\varphi(x)} + \Delta\varphi(x),$$

где $\overline{A(x)}$ — среднее значение амплитуды поля в точке x, $\Delta A(x)$ — случайное значение амплитуды поля в точке x, $\overline{\varphi(x)}$ — среднее значение фазы поля в точке x, $\Delta\varphi(x)$ — случайное значение фазы поля в точке x.

Рассмотрим синфазную антенну

$$\overline{|f(\psi)|^2} = \int_{-1}^{+1}\int_{-1}^{+1} \overline{(1+\Delta A(x))(1+\Delta A(x'))\, e^{j[\Delta\varphi(x)-\Delta\varphi(x')]}}\, e^{j\psi(x-x')} dx\, dx'. \qquad (2)$$

Как уже отмечалось в работе [2], коэффициент корреляции между флуктуациями амплитуды и фазы может быть функцией четного и нечетного вида. Рассмотрим зависимость средней диаграммы направленности от четного коэффициента корреляции амплитудно-фазовой неоднородности. Пусть флуктуации амплитуды и фазы по антенне подчиняются нормальному четырехмерному закону распределения плотности вероятности. Воспользуемся выражением для четырехмерной характеристической функции с нулевым средним значением. При экспоненциальной зависимости коэффициентов корреляции амплитудной, фазовой и амплитудно-фазовой неоднородностей выражение для средней диаграммы направленности имеет следующий вид:

$$\overline{|f(\psi)|^2} = \int_{-1}^{+1}\int_{-1}^{+1} \Big\{1 + \overline{\Delta A^2} e^{-\frac{|x-x'|}{c_A}} + \overline{\Delta A^2}\,\overline{\Delta\varphi^2}\,\rho_0^2 [1 - e^{-\frac{|x-x'|}{c_{A\varphi}}}]^2\Big\} \times$$