КОЛЛЕКТИВНЫЕ MI-ПЕРЕХОДЫ ЧЕТНЫХ ЯДЕР

Д.П.Гречухин

А.С.Давыдов [1] и затем Д.П.Гречухин [2] рассмотрели коллективные MI-переходы четных ядер. Их результаты были подвергнуты критике Липасом в [3], выводы которого затем были повторены в [4,5]. Как будет показано ниже, эта критика не является правильной, поскольку не все соотношения между классическими величинами справедливы для квантовых операторов.

В феноменологических моделях коллективных квадрупольных возбуждений ядер принимается как постулат возможность описания движения ядра коллективными переменными $\hat{\alpha}_{2m}\ \hat{\pi}_{2m}$, удовлетворяющими соотношениям симметрии и коммутации:

$$\hat{\alpha}^*_{2m} = (-)^m \hat{\alpha}_{2-m}\,; \qquad \hat{\pi}^*_{2m} = (-)^m \hat{\pi}_{2-m}\,; \tag{I}$$

$$\hat{\pi}_{2m}\hat{\alpha}_{2m'} - \hat{\alpha}_{2m'}\hat{\pi}_{2m} = -i\hbar\,\delta_{mm'}. \tag{2}$$

Соответственно гамильтониан системы берется в форме

$$\hat{H}(\hat{\alpha}_{2m}\hat{\pi}_{2m}) = \frac{1}{2B_2}\sum_m \hat{\pi}_{2m}\hat{\pi}^*_{2m} + V(\hat{\alpha}_{2m}). \tag{3}$$

В рамках этих предположений оператор момента количества движения ядра $\hat{I}_\mu$ определяется однозначно соотношениями коммутации для сферических компонент $\hat{I}_\mu\ (\mu = 0;\ \pm 1)$; а именно:

$$\hat{I}_\mu \hat{I}_\nu - \hat{I}_\nu \hat{I}_\mu = \hbar\sqrt{2}\, C^{\varkappa}_{1\nu 1\mu}\, \hat{I}_\varkappa, \tag{4}$$

$$\hat{I}_\nu \hat{I}^2 - \hat{I}^2 \hat{I}_\mu = 0, \tag{5}$$

где

$$\hat{I}^2 = \sum_\mu (-)^\mu \hat{I}_\mu \hat{I}_{-\mu}.$$

$$\hat{H}\hat{I}_\mu - \hat{I}_\mu \hat{H} = 0, \tag{6}$$

$$\hat{H}\hat{I}^2 - \hat{I}^2 \hat{H} = 0. \tag{7}$$

Кроме того, если $\Psi_{\Lambda\lambda}$ есть собственная функция гамильтониана $\hat{H}(\hat{\alpha}_{2m}\hat{\pi}_{2m})$, соответствующая состоянию с полным угловым моментом Λ и проекцией на ось квантования λ, то

$$\hat{I}_\mu \Psi_{\Lambda\lambda} = \hbar \sqrt{\Lambda(\Lambda+1)}\, C^{\Lambda\lambda+\mu}_{\Lambda\lambda 1\mu} \Psi_{\Lambda\lambda+\mu}, \tag{8}$$

$$\hat{I}^2 \Psi_{\Lambda\lambda} = \hbar^2 \Lambda(\Lambda+1) \Psi_{\Lambda\lambda}. \tag{9}$$

Соотношения (4)-(9) однозначно определяют структуру оператора $\hat{I}_\mu$:

$$\hat{I}_\mu = i\sqrt{6}\,(-)^\mu \sum_{m_1 m_2} C^{2m_2}_{1-\mu 2m_1} \hat{\pi}_{2m_1} \hat{\alpha}_{2m_2}. \tag{10}$$

С другой стороны, мы можем рассмотреть момент количества движения капли идеальной жидкости

$$\vec{L} = \int \rho(\vec{r}) [\vec{r} \times \vec{V}]\, dv\,; \quad L_\mu\ (\mu = 0, \pm 1). \tag{11}$$

Разлагая L_μ в ряд по параметрам деформации (см [3]), получим

$$L_\mu = \sum_{n=0}^\infty L^{(n)}_\mu. \tag{12}$$

В каждом члене ряда $L^{(n)}_\mu$ перейдем от классических величин α_{2m} и $B_2 \dot{\alpha}^*_{2m}$ к операторам $\hat{\alpha}_{2m}$ и $\hat{\pi}_{2m}$, тогда получим последовательность операторов:

$$L^{(n)}_\mu \longrightarrow \hat{I}^{(n)}_\mu; \quad L_\mu \longrightarrow \sum_{n=0}^\infty \hat{I}^{(n)}_\mu. \tag{13}$$

Однако в этой последовательности только член $\hat{I}^{(0)}_\mu \equiv \hat{I}_\mu$ удовлетворяет всем требованиям (4)-(9), тогда как $\hat{I}^{(1)}_\mu$ не коммутирует с гамильтонианом $\hat{H}(c\sum_m \hat{\pi}_{2m}\hat{\pi}^*_{2m})$. Таким образом ряд операторов $\sum_n \hat{I}^{(n)}_\mu$ не является представителем момента количества движения для коллективных возбуждений четных ядер.

Магнитные дипольные переходы определяются MI-оператором:

$$\vec{\hat{\mathfrak{M}}} = \frac{1}{2c}\int\left[\vec{r}\times j_p(r)\right]dv\,; \quad \hat{\mathfrak{M}}_\mu \,(\mu = 0, \pm 1), \tag{I4}$$

где j_p – ток перехода ядра.

Поскольку нет каких-либо иных соотношений, ограничивающих структуру $M1$ – оператора, то $\mathfrak{M}_\mu$ – оператор MI-перехода в общем случае может быть представлен в форме ряда:

$$\hat{\mathfrak{M}}_\mu = \frac{e}{2Mc}\sum_{n=0}^{\infty} g_n\,\hat{I}^{(n)}_\mu, \tag{I5}$$

где g_n – параметры, которые следует подбирать по данным опыта; в гидродинамической модели все g_n равны Z/A. Конечно, возможны в принципе модели коллективного движения, в которых $g_1 = 0$, однако это есть уже следствие структуры модели.

Относительно допущенной в [1,2] некорректности в разложении L_μ в ряд по α_{2m} – параметрам деформации следует заметить, что учет последующих членов разложения потенциала скорости χ (см. [3], формула (7)) приводит лишь к изменению численного коэффициента члена $\hat{I}^{(1)}_\mu$ на фактор 9/8. Эта поправка не является принципиальной для рассматриваемой проблемы, кроме того, коэффициент g_1 неизвестен с такой точностью.

Более подробно результаты анализа будут опубликованы в журнале "Ядерная физика".

Поступило в редакцию
I9 марта I966 г.

Литература

[1] A.S.Davydov, G.F.Filippov. Nucl. Phys., 8, 237, 1958.

[2] D.P.Grechukhin. Nucl. Phys., 40, 422, 1963.

[3] P.O.Lipas. Phys.Lett., 8, 279, 1964.

[4] I.P.Davidson. Revs. Mod.Phys., 37, 105, 1965.

[5] A.Faessler, W.Greiner, R.K.Sheline. Nucl. Phys., 70, 33, 1965.