

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P4-88-718

Е.Б.Бальбуцев, И.Н.Михайлов, М.В.Стоицов*

ВЛИЯНИЕ РАЗМЫТОСТИ
ПОВЕРХНОСТНОГО СЛОЯ ЯДРА
НА КОЛЛЕКТИВНЫЕ СОСТОЯНИЯ
ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ЧЕТНОСТИ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

* Институт ядерных исследований и ядерной энергетики
БАН, София

1988

1. ВВЕДЕНИЕ

В работах^{/1,2/} был разработан метод описания коллективных возбуждений атомных ядер и в^{/2/} был проведен расчет энергий и вероятностей возбуждений коллективных состояний отрицательной четности (3^- , 2^- , 1^-). Для простоты вычислений полагалось, что распределение нуклонов по импульсам имеет вид ступеньки, ядро имеет резкий край, а ядерные силы аппроксимировались поверхностным натяжением.

В данной работе те же расчеты проводятся с более реалистическим импульсным распределением, а также уточняется определение поверхностных сил в ядрах с диффузным краем.

2. ЭНЕРГИИ

Система уравнений, описывающая электрические октупольные колебания ядра, получается очевидным обобщением формул работы^{/2/}:

$$\delta \ddot{Q}_{3\mu} + \delta Q_{3\mu} \cdot \beta / \zeta - 2 \delta F_{3\mu} = 0, \quad (1)$$

$$\delta \dot{Q}_{3\mu} \cdot e + \delta F_{3\mu} - 3 \delta G_{3\mu} = 0,$$

$$\delta G_{3\mu} + d \cdot \delta F_{3\mu} = 0.$$

Здесь приняты следующие обозначения: $d = \langle \rho^2 \rangle / m^2 \langle v^2 \rangle$,

$$e = 10 \langle \rho^2 v^2 \rangle / 3 m^2 \langle v^4 \rangle, \quad \beta = \left(\frac{2}{3} - X \right) 160 \pi T / \gamma m A,$$

T - коэффициент поверхностного натяжения, X - параметр делимости, рассчитанный с учетом размытости края ядра, $\zeta = 21 \langle v^4 \rangle / 25 \langle v^2 \rangle^2$,
 A - число нуклонов, m - масса нуклона, $A \langle \rho^2 v^2 \rangle = \int \rho^2 v^2 f(\vec{p}, \vec{v}, t) d\vec{p} d\vec{v}$,
 $f(\vec{p}, \vec{v}, t)$ - функция Вигнера (фурье-образ матрицы плотности), $\delta Q_{3\mu}$ - вариация октупольного момента ядра. Переменные $\delta F_{3\mu}$ и $\delta G_{3\mu}$ - неприводимые тензоры, построенные из компонент декартовых тензоров

$\delta \Pi_{ij}^k$ и $\delta \Pi_{ijk}$ соответственно, $\Pi_{ij}^k = m^{-1} \iint \rho_i \rho_j \rho_k f(\vec{p}, \vec{r}, t) d\vec{p} d\vec{r}$,

$$\Pi_{ijk} = m^{-2} \iint \rho_i \rho_j \rho_k f(\vec{p}, \vec{r}, t) d\vec{p} d\vec{r}.$$

Характеристическое уравнение системы (1)

$$\omega^4 - \omega^2(\beta/\beta + 3d + 2e) + 3\beta d/\beta = 0$$

дает два корня: высоколежащий, который отождествляется с гигантским октупольным резонансом (ГОР), и низколежащий, который можно отождествить с центроидом группы низколежащих 3^- -состояний. Учитывая, что $3d + 2e \gg \beta/\beta$, можно получить приближенные выражения для этих энергий:

$$E_{\text{вс}}^2 \approx \hbar^2(3d + 2e) = 3 \frac{\hbar^2}{m^2} \frac{\langle p^2 \rangle}{\langle r^2 \rangle} \left\{ 1 + \frac{20}{9} \frac{\langle p^2 r^2 \rangle \langle r^2 \rangle}{\langle p^2 \rangle \langle r^4 \rangle} \right\}, \quad (2)$$

$$E_{\text{низ}}^2 \approx \hbar^2 \beta/\beta \left\{ 1 + \frac{20}{9} \frac{\langle p^2 r^2 \rangle \langle r^2 \rangle}{\langle p^2 \rangle \langle r^4 \rangle} \right\}. \quad (3)$$

Из самой структуры выражения в фигурных скобках видно, что оно не должно сильно зависеть от способа вычисления входящих в него средних. Отсюда следует, что $E_{\text{вс}}$ зависит практически только от $\langle p^2 \rangle$, т.е. от средней кинетической энергии, а $E_{\text{низ}}$ зависит главным образом от β , т.е. от потенциальной энергии. Таким образом, уточнение величины $\langle p^2 \rangle$ должно заметно сказаться лишь на $E_{\text{вс}}$, что и подтверждается расчетами. В верхней части рис. 1 рассчитанные $E_{\text{вс}}$ сравниваются с экспериментальными значениями центроидов ГОР. Все средние вычислялись тремя способами: 1) в приближении ферми-ступеньки для импульсного распределения, но с учетом диффузности края ядра, как в работе^{2/} (в дальнейшем этот метод будем обозначать буквами РК (резкий край)), 2) методом Томаса - Ферми (ТФ), 3) методом локально-масштабного преобразования^{3-5/} (ЛМП), который результативно близок к методу Хартри - Фока, хотя заметно проще него.

Как видно, уточнение $\langle p^2 \rangle$ сильно влияет на результат и существенно улучшает согласие с экспериментом. Результаты расчетов методами ТФ и ЛМП почти совпадают в средних и тяжелых ядрах, но заметно отличаются друг от друга в легких, причем ЛМП-метод явно ближе к эксперименту, что и следовало ожидать. В ЛМП-расчетах можно заметить также проявление оболочечных эффектов.

Для расчета $E_{\text{низ}}$ необходимо уточнить прежде всего значение параметра поверхностного натяжения T . Для модели ядра с резким краем

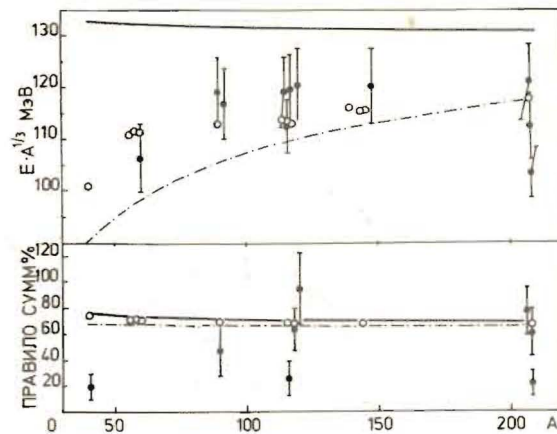


Рис. 1. Гигантский октупольный резонанс: энергии /вверху/ и процент истощивания изоскалярного правила сумм /внизу/. Сплошная кривая - расчет методом РК, штрихпунктирная кривая - метод ТФ, светлые кружки - метод ЛМП. Экспериментальные данные - из работы^{6/}.

его величина обычно фиксируется сопоставлением поверхностной энергии с "поверхностным" членом формулы Вайцекера:

$$T \cdot 4\pi R^2 = \beta \cdot A^{2/3},$$

где $R = r_0 A^{1/3}$ - радиус ядра, $r_0 = 1,2$ фм, $\beta \approx 17$ МэВ. В случае ядра с размытым краем ситуация оказывается сложнее. Ввиду отсутствия резкой границы само понятие поверхностного натяжения теряет свой смысл. Коэффициент T становится неким параметром, характеризующим потенциальную энергию "поверхностного" слоя ядра, пропорциональную $A^{2/3}$. Однако сравнивать его непосредственно с членом $\beta A^{2/3}$ формулы Вайцекера теперь нельзя. Дело в том, что при расчете энергии связи ядра члены, пропорциональные $A^{2/3}$, возникают не только в потенциальной, но и в кинетической энергии. Грубые оценки показывают, что кинетическая энергия дает $\sim -19A^{2/3}$ МэВ. Поэтому, чтобы в формуле Вайцекера получалось $\beta \approx +17$ МэВ, вклад потенциальной энергии должен быть $\sim +36A^{2/3}$ МэВ, и именно с этой величиной нужно сравнивать поверхностную энергию, которая в нашем подходе имеет чисто потенциальное происхождение. Следовательно, полагаем $T = 36A^{2/3} / 4\pi R^2$.

Результаты расчетов $E_{\text{низ}}$ представлены на рис. 2. Как и ожидалось, уточнение $\langle p^2 \rangle$ почти ничего не изменило. Все три метода дают близкие результаты: светлые кружки (ЛМП) практически точно легли на сплошную кривую (РК), а штрихпунктирная кривая (ТФ) отличается от них незначительно в средних и тяжелых ядрах и лишь в легких ядрах расхождение увеличивается (не в пользу метода ТФ). Зато изменение коэффициента поверхностного натяжения сильно сказывается на результатах. Так, расчет методом ТФ с $\beta = 32$ МэВ дает пунктирную кривую, которая в полтора раза выше штрихпунктирной (ТФ с $\beta = 17$ МэВ) и явно лучше согласуется с экспериментом.

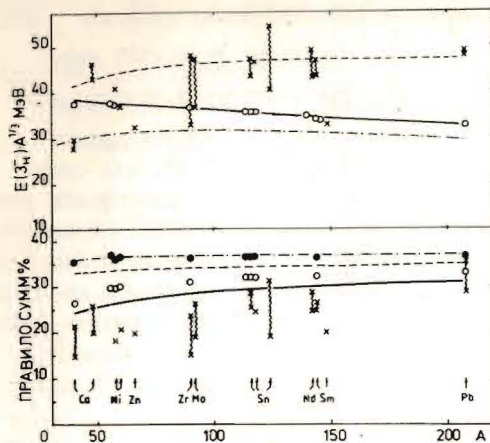


Рис. 2. Центроиды энергий низлежащих 3^- -состояний (вверху) и процент исчерпывания или изоскалярного октупольного правила сумм (внизу). Пунктирная кривая - расчет методом ТФ с параметром поверхностного натяжения $\beta = 32$ МэВ. Остальные расчеты выполнены с $\beta = 17$ МэВ: обозначения такие же, как на рис. 1. Черные кружки - расчет методом ЛМП без учета квантовой поправки. Крестики - экспериментальные значения из работы/6/ (см. также список литературы в/2/). Волнистыми линиями соединены границы, в которых находятся экспериментальные данные различных авторов.

Положение центроидов всех известных экспериментально низлежащих 3^- -уровней определялось по формуле

$$E(3_n^-) = \frac{\sum_i E(3_i^-) \cdot B(E3; 3_i^- \rightarrow g_{r1})}{\sum_i B(E3; 3_i^- \rightarrow g_{r1})}$$

К сожалению, $B(E3)$ -факторы известны не для всех 3^- -уровней, что не позволяет включить их в эту формулу. Именно по этой причине "экспериментальное" значение $E(3_n^-)$ в ^{40}Ca оказалось слишком низко. Кроме того, в данных различных авторов по $B(E3)$ -факторам имеется довольно большая разбой (см. список литературы в/2/). Поэтому на рисунках мы приводим два экспериментальных значения: максимальное и минимальное.

Магнитные квадрупольные возбуждения описываются системой двух уравнений:

$$\delta M_{2\mu} + \delta K_{2\mu} = 0, \quad (4)$$

$$\delta K_{2\mu} - \frac{5}{3m^2} \frac{\langle p^2 r^2 \rangle}{\langle r^4 \rangle} \delta M_{2\mu} = 0,$$

где $\delta M_{2\mu}$ - вариация магнитного квадрупольного момента ядра, $\delta K_{2\mu}$ - неприводимый тензор, построенный из компонент декартового тензора δM_{ij}^* . Характеристическое уравнение этой системы имеет один корень $\omega^2 = \frac{5}{3} \frac{\langle p^2 r^2 \rangle}{m^2 \langle r^4 \rangle}$, который можно идентифицировать как центроид магнитного квадрупольного резонанса. Результаты расчетов тремя метода-

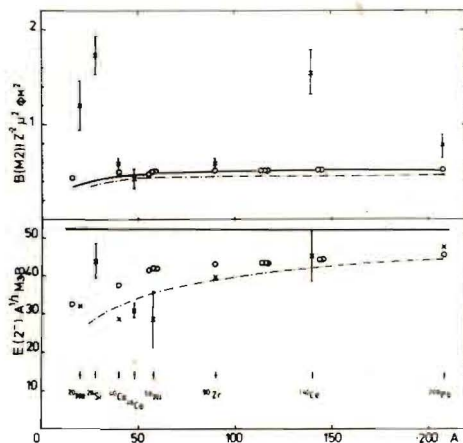


Рис. 3. Магнитный квадрупольный резонанс: энергии (внизу) и вероятности возбуждения (вверху). Обозначения те же, что на рис. 1. Экспериментальные данные - из работы/7/.

ми представлены на рис. 3. Уточнение $\langle p^2 r^2 \rangle$ заметно влияет на энергию $M2$ -резонанса, приближая ее к экспериментальному значению, причем ТФ-и ЛМП-методы дают близкие значения $E(2^-)$, несколько отличаясь, как обычно, в районе легких ядер.

В работе/2/ рассматривалось также изоскалярное дипольное возбуждение 1^- (тороидная мода). В случае диффузного края ядра это возбуждение невозможно отделить от мод сжатия, поэтому мы не будем здесь его рассматривать. По этой же причине поправка на диффузность, рассчитанная в работе/2/, ошибочна.

3. ВЕРОЯТНОСТИ

Рецепт вычисления вероятностей возбуждения коллективных состояний с помощью теории линейного отклика был разработан в статье/2/. Обобщая полученные там формулы, находим

$$B(E3; 3_i^- \rightarrow g_{r1}) = \frac{1}{2} \sigma_3 \hbar \omega_i \frac{\omega_i^2 - 3d + 15\hbar^2/2m^2 \langle r^4 \rangle}{\omega_i^4 - 3d\beta/3},$$

$$B(M2; 2^- \rightarrow g_{r1}) = \frac{\hbar^2}{2\pi A} \sqrt{\frac{5}{3} \langle r^4 \rangle} \left(\frac{2}{3\hbar} \sqrt{\langle p^2 r^2 \rangle} - \frac{3\hbar}{2\sqrt{\langle p^2 r^2 \rangle}} \right) \left(\frac{e_p \hbar}{2mc} \right)^2$$

Здесь $\sigma_3 = 2I e_p^2 Z^2 \langle r^4 \rangle / 4\pi m A$. Вычисленные значения $B(E3)$ -факторов были использованы для оценки вклада низко- и высоколежащих 3^- -возбуждений в энергетически взвешенное правило сумм (ЭВПС). В нижней части рис. 1 теоретические значения вклада ГОР в ЭВПС сравниваются с экспе-

риментом. Как видно, результаты практически не зависят от метода расчета. Аналогичные данные для низколежащих 3^- -состояний приведены в нижней части рисунка 2. Здесь результаты более чувствительны к методу расчета, хотя и не слишком. Несколько странным кажется, что РК-метод ближе к экспериментальным данным, чем ЛМП. Однако не исключено, что ситуация будет меняться по мере измерения $B(E3)$ -факторов тех низколежащих 3^- -состояний, для которых они пока неизвестны. В иллюстративных целях расчеты методом ЛМП были проделаны также без квантовой поправки к $B(E3)$ -факторам. Видно, что учет квантовой поправки существенно улучшает согласие с экспериментом. С той же целью расчеты ТФ-методом были выполнены с двумя значениями константы поверхностного натяжения: $\ell = 17$ МэВ и $\ell = 32$ МэВ. Как видно, увеличение ℓ сдвигает результаты в нужную сторону.

Вычисленные значения $B(M2)$ -факторов вместе с экспериментальными данными показаны в верхней части рисунка 3. Все методы расчета дают близкие значения - небольшую разницу между ними можно заметить лишь в легких ядрах.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сравнение трех методов расчета средних $\langle r^2 \rangle$, $\langle \rho^2 \rangle$, $\langle r^4 \rangle$ и $\langle r^2 \rho^2 \rangle$ показало, что при вычислении вероятностей возбуждения 3^- -и 2^- -состояний все они дают очень близкие результаты и, следовательно, можно пользоваться простейшим из них - приближением резкого края в распределении нуклонов как по импульсам, так и по координатам.

Энергии перечисленных состояний оказываются весьма чувствительны к способу вычисления средних, причем результаты расчета оказываются ближе к экспериментальным значениям для более реалистического метода локально-масштабного преобразования.

Показано, что при использовании концепции поверхностного натяжения в ядрах с размытым краем константу поверхностного натяжения следует увеличить в два раза по сравнению с ее традиционным значением.

Один из нас (Б.Е.Б.) благодарит за гостеприимство дирекцию ИЯИЯЭ БАН (София), где была проделана часть работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Balbutsev E.B., Mikhailov I.N., Vaishvila Z. Nucl. Phys., 1986, A457, 222.
2. Balbutsev E.B., Mikhailov I.N. J. Phys. G: Nucl. Phys., 1988, 14, 545.
3. Петков И.Ж., Стоицов М.В. ТМФ, 1983, т.55, вып.3, 407.
4. Петков И.Ж., Стоицов М.В. ЯФ, 1983, т. 37, вып. 5, II67.
5. Dimitrova S.S., Petkov I.Zh., Stoitsov M.V. Z. Phys., 1986, A325, 15.
6. Bertrand F. Proc. Int. Conf. on Nuclear Physics, 1980, Berkeley, CA, USA, ed. M. Diamond and J.O. Rasmussen (Amsterdam: North-Holland, 1981), p. 129.
7. Richter A. Proc. Int. Summer School on Nuclear Structure, Alushta, 1980 (JINR publ. D4-80-385).

Рукопись поступила в издательский отдел
30 сентября 1988 года.