

# Вестник МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

№ 6 — 1962

А. Т. СТРИГАЧЕВ

## СРАВНЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СОСТОЯНИЙ ЯДРА $Gd^{152}$ С ТЕОРИЕЙ НЕАКСИАЛЬНЫХ ЯДЕР

Начальные возбужденные уровни над основным состоянием ядра  $Gd^{152}$  сравниваются с выводами теории неаксиальных ядер.

Возбужденные уровни над основным состоянием четно-четного ядра  $Gd^{152}$  сравнительно хорошо изучены по распаду  $Eu^{152}$  (13 лет),  $Eu^{152m}$  (9,3 час) [1—3] и  $Tb^{152}$  (19 час) [4—9]. На рис. 1 представлена схема начальных возбужденных уровней  $Gd^{152}$  с энергиями до  $\sim 1320$  кэв. Характеристики уровней (спины и четности) указаны согласно работе Тота и др. [4]. В более поздней работе Е. Я. Громова и др. [8] предполагалось, что наблюдаемый переход с энергией  $760 \pm 4$  кэв при распаде  $Tb^{152} \rightarrow Gd^{152}$  происходит с уровня 756 кэв в основное состояние  $Gd^{152}$  и на этом основании отбрасывалась возможность характеристики  $4^+$ . Однако по нашим данным [7] более точное значение энергии этого перехода —  $764 \pm 1,5$  кэв, что хорошо согласуется с данными Хармаца и др. [10]. Таким образом, уровень 756 кэв не разряжается прямым переходом, и это говорит в пользу характеристики  $4^+$ .

Теория неаксиальных ядер, предложенная А. С. Давыдовым с сотрудниками [11, 12], успешно объясняет коллективные возбуждения четно-четных ядер. По этой теории можно предсказывать энергии и характеристики коллективных уровней. В работе А. С. Давыдова и А. А. Чабана [12] приведены графики для удобного сравнения экспериментальных данных с теорией. Аналогичные графики были рассчитаны по теоретическим формулам А. С. Давыдова на электронной счетной машине в Аргоннской лаборатории (США) Мальманом и сотрудниками. Два из них показаны на рис. 2 и 3. Для сравнения теории с экспериментом необходимо прежде всего из экспериментальных данных знать величину  $R_{21}(2) = \frac{E_2(2^+)}{E_1(2^+)}$ , где  $E_2(2^+)$  — энергия второго, а  $E_1(2^+)$  — энергия первого возбужденного уровня  $2^+$ . Кроме того, необходимо знать хотя бы еще одно из отношений.

$$R_{12}(0) = \frac{E_1(0^+)}{E_1(2^+)}, \quad R_{11}(4) = \frac{E_1(4^+)}{E_1(2^+)}, \quad R_{11}(6) = \frac{E_1(6^+)}{E_1(2^+)},$$
$$R_{21}(4) = \frac{E_2(4^+)}{E_1(2^+)}$$

и т. д., где  $E_1(0^+)$  — энергия первого возбужденного уровня с характеристикой  $0^+$  и т. д. Тогда по одному из графиков можно определить параметры рассматриваемого ядра:  $\mu$  — неадиабатичность и  $\gamma$  — неаксиальность. Зная эти параметры, по остальным графикам можно пред-

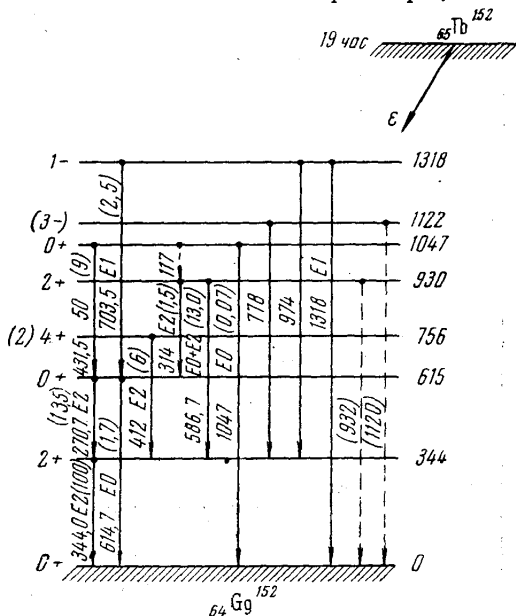


Рис. 1. Схема начальных возбужденных уровней  $Gd^{152}$

сказать энергии и характеристики других уровней по значениям  $R$ .

Теоретические данные сравнивались с экспериментальными для большого числа четно-четных ядер. Из зависимости  $R_{11}(4)$  и  $R_{21}(2)$  было установлено, в частности [12], что для ядер  $Gd^{154}$  и  $Gd^{156}$  параметр неадиабатичности  $\mu$  имеет значения 0,36 и 0,25, а параметр неаксиальности  $\gamma$  —  $12^\circ$  и  $10,5^\circ$  соответственно (см. рис. 3). По этим значениям  $\mu$  и  $\gamma$  получены теоретические величины для  $R_{11}(6)$  и  $R_{21}(4)$ , которые хорошо согласуются с экспериментом.

Интересно сравнить ядро  $Gd^{152}$  с теорией неаксиальных ядер. В схеме возбужденных уровней  $Gd^{152}$  (см. рис. 1)  $E_1(2^+) = 344 \text{ кэв}$ ,  $E_2(2^+) = 930 \text{ кэв}$ ,  $E_1(0^+) = 615 \text{ кэв}$ . Поэтому  $R_{21}(2) = 2,7$  и  $R_{12}(0) = 1,8$ . Тогда из зависимости  $R_{12}(0)$  и  $R_{21}(2)$  (см. рис. 2) находим, что  $\mu \approx 1,1$  и  $\gamma = 18^\circ$ . Этим значениям параметров теории соответствует  $R_{11}(4) = \frac{E_1(4^+)}{E_1(2^+)} = 2,2$  (см. рис. 3). Отсюда получаем, что  $E_1(4^+) = 757 \text{ кэв}$ .

Это находится в полном согласии с экспериментом. Действительно, более точное значение энергии перехода  $\sim 760 \text{ кэв}$  есть  $764 \text{ кэв}$  и уровень  $756 \text{ кэв}$  не разряжается прямым переходом в основное состояние. На этом основании из двух возможных характеристик  $2^+$  и  $4^+$  мы отдали предпочтение характеристике  $4^+$ .

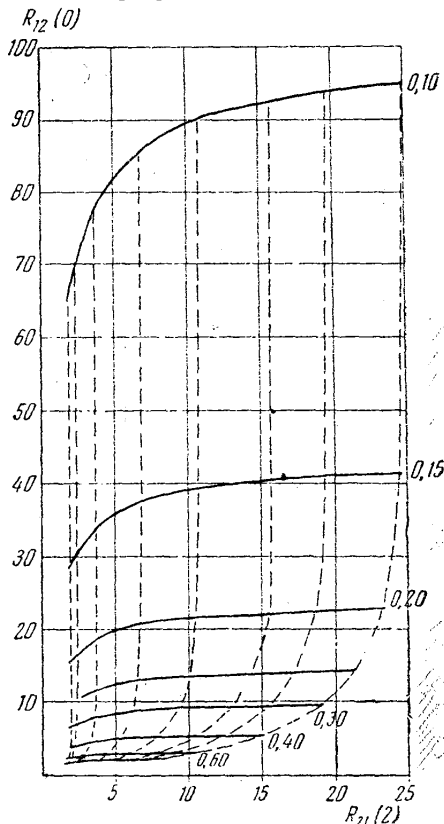


Рис. 2. Зависимость между  $R_{12}(0)$  (отношение энергии первого возбужденного уровня со спином 0 к энергии первого уровня со спином 2) и  $R_{21}(2)$  (отношению энергий первых двух уровней со спином 2) для различных значений параметров  $\mu$  (сплошные линии) и  $\gamma$  (пунктирные линии)

Необходимо отметить, что ядра, которые сравнивались с теорией (см. рис. 3), падали в область  $\mu < 0,8$ , а для  $Gd^{152}$  получается  $\mu \approx 1,1$ . Такое большое значение параметра неадиабатичности указывает, что это ядро ведет себя как очень «мягкое» — в нем имеется сильная взаи-

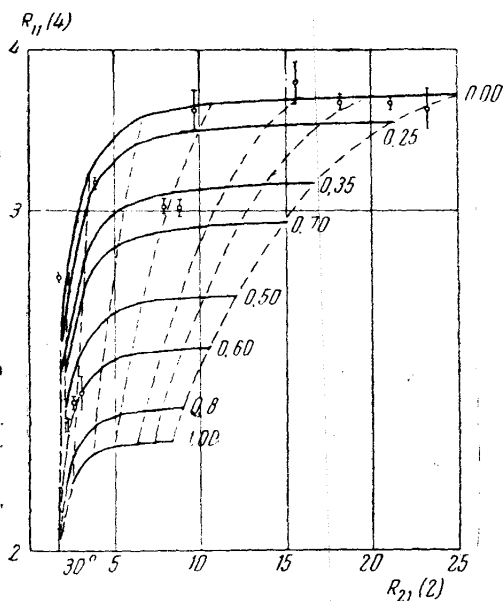


Рис. 3. Зависимость отношения энергии первого возбужденного уровня со спином 4 к энергии первого уровня со спином 2 —  $R_{11}(4)$  от отношения  $R_{21}(2)$  для различных значений  $\mu$  и  $\gamma$

$Gd^{158}$  к  $Gd^{152}$ . На рис. 4 показана зависимость  $\mu$  и  $\gamma$  от массового числа  $A$  для изотопов  $Gd$  ( $Z=64$ ). Если между  $A=158$  и  $A=154$   $\mu$  и  $\gamma$  возрастают медленно и пропорционально уменьшению  $A$ , то при  $A=152$  эти параметры резко возрастают. По-видимому, такая зависимость наблюдается в связи с тем, что ядро  $Gd^{152}$  приближается к границе сильно деформированных ядер.

Отметим еще, что по теории [11] энергии возбужденных состояний со спином 0 в сферических ядрах определяется формулой

$$E_{n\lambda}(0) = \hbar\omega(2n + 3\lambda), \quad n, \lambda = 0, 1, 2, \dots$$

Если  $\lambda=0$ , а  $n=1, 2, 3, \dots$  — возбужденные состояния соответствуют  $\beta$ -колебаниям ( $\beta$  — параметр теории, определяющий общее отклонение формы ядра от сферической симметрии). Если  $n=0$ , а  $\lambda=1, 2, 3, \dots$  — спектр соответствует  $\gamma$ -колебаниям. Поэтому можем написать

$$\frac{E_2^{(\beta)}(0)}{E_1^{(\beta)}(0)} = \frac{E_2^{(\gamma)}(0)}{E_1^{(\gamma)}(0)} = 2 \quad \text{и} \quad \frac{E_1^{(\gamma)}(0)}{E_1^{(\beta)}(0)} = 1.5.$$

Однако для действительного отношения двух возбужденных уровней  $Gd^{152}$  со спином 0 получаем (см. рис. 1)  $E_2(0)/E_1(0) = 1,7$ . Это можно рассматривать как указание, что ядро не является совсем сферическим. Сравнить эту величину с теоретической для случая несферического

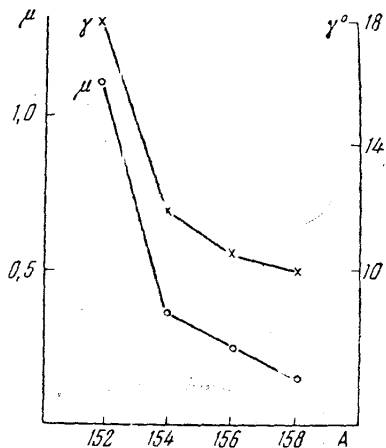


Рис. 4. Изменение параметров  $\mu$  и  $\gamma$  в зависимости от массового числа  $A$  для изотопов  $Gd$  ( $Z=64$ ). Данные взяты из рис. 3

мосвязь между коллективными движениями нуклонов и однонуклонными возбуждениями.

Интересным является также подобное изменение параметров  $\mu$  и  $\gamma$  при переходе от

ядра пока невозможно. В теории рассмотрен случай несферического ядра, но для  $\mu < 1/3$ .

Автор выражает благодарность проф. А. С. Давыдову за ценное обсуждение.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Cork J. M., Brice M. K., Helmer R. G., Sarason D. E. Phys. Rev., **107**, No. 6, 1621, 1957.
2. Marklund I., Nathan O., Nielsen O. B. Nucl. Phys., **15**, No. 2, 199, 1960.
3. Schneider W. Nucl. Phys., **21**, No. 1, 55, 1960.
4. Toth K. S., Nielsen O. S., Skilbreid O. Nucl. Phys., **19**, No. 4, 389, 1960.
5. Басина А. С., Громов К. Я., Желепов Б. С. «Изв. АН СССР», сер. физическая, **24**, № 7, 811, 1960.
6. Стригачев А. Т. и др. «Изв. АН СССР», сер. физическая, **25**, № 7, 1961.
7. Стригачев А. Т., Сорокин А. А., Шпинель В. С. «Изв. АН СССР», сер. физическая, **26**, № 2, 1962.
8. Громов К. Я. и др. «Изв. АН СССР», сер. физическая, **25**, № 9, 1084, 1961.
9. Громов К. Я. «Программа и тезисы докладов XII ежегодного совещания по ядерной спектроскопии». Изд-во АН СССР, Л., 1962, стр. 37.
10. Harwitz V., Haydley T. H., Mihelich I. W. Phys. Rev., **123**, No. 5, 1758, 1961.
11. Давыдов А. С. «Изв. АН СССР», сер. физическая, **25**, № 7, 782, 1961.
12. Давыдов А. С., Чабан А. А. Nucl. Phys., **20**, 499, 1960.

Поступила в редакцию  
13. 3 1962 г.

НИИЯФ