

5982

УКЗ. ЧИТ. ЗАЛА

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P4-5982



Р.В. Джолос

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

О ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКОМ ПОДХОДЕ
К ОПИСАНИЮ
ВРАЩАТЕЛЬНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ ЯДЕР

1971

P4-5982

Р.В. Джолос

О ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКОМ ПОДХОДЕ
К ОПИСАНИЮ
ВРАЩАТЕЛЬНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ ЯДЕР

ОИЯИ
БИБЛИОТЕКА

Джолос Р.В.

P4-5982

О феноменологическом подходе к описанию вращательных возбуждений ядер

Показано, что различные феноменологические формулы, описывающие энергии вращательных уровней, могут быть получены в рамках одной и той же модели. С помощью этой модели установлена связь между $\frac{E(0_2)}{E(2_1)}$ и $\frac{E(4_1)}{E(2_1)}$. На основе этой связи проведен анализ экспериментальных данных.

Сообщения Объединенного института ядерных исследований
Дубна, 1971

Задача описания свойств вращательных возбуждений ядер неизменно привлекает внимание теоретиков. Интерес к этой задаче особенно возрос в последние годы, когда в реакциях (HI , xn) удалось возбудить ротационные уровни с большими спинами (до $I=20$). Такой устойчивый интерес связан в основном с надеждой на то, что учет небольшого числа степеней свободы ядра окажется достаточным для решения задачи.

Для описания спектра энергий вращательных уровней было предложено большое число различных моделей. В последние два года особенно популярна модель переменного момента инерции $1/1$. В этой модели энергия вращательных уровней записывается в виде функции одной динамической переменной - момента инерции:

$$E_1(\mathcal{J}) = \frac{I(I+1)}{2\mathcal{J}} + \frac{1}{2} C (\mathcal{J} - \mathcal{J}_0)^2$$

где C и \mathcal{J}_0 - параметры модели. Из условия $\frac{\partial E_1(\mathcal{J})}{\partial \mathcal{J}} = 0$ находится функция $\mathcal{J}(I)$. Если произвести замену переменной $\mathcal{J} = 3B\beta^2$, то E_1 запишется следующим образом:

$$E_1(\beta) = \frac{I(I+1)}{6B\beta^2} + \frac{9}{2} CB^2 (\beta^2 - \beta_0^2)^2$$

что совпадает, по крайней мере формально, с суммой энергии вращения (B - массовый коэффициент) аксиально-симметричного ротатора и потенциальной энергии β -колебаний. Роль потенциальной энергии играет функция $V(\beta) = \frac{9}{2} CB^2 (\beta^2 - \beta_0^2)^2$ (рис. 1). Так как с колебаниями β относительно равновесного значения β_0 связано появление 0^+ вибрационных состояний, а мы знаем, что структура таких состояний определяется

как колебаниями квадрупольного момента ядра, так и колебаниями энергетической щели ^{/2/}, а возможно, и другими причинами ^{/3/}, то можно сказать, что введенная нами переменная β отражает и флуктуации квадрупольного момента, и флуктуации спаривания. Во всяком случае ее нельзя связывать только с изменением формы ядра.

Теперь можно обобщить модель на случай произвольной потенциальной энергии, записав $E_1(\beta)$ в виде

$$E_1(\beta) = \frac{I(I+1)}{6B\beta^2} + V(\beta),$$

где β находится из условия минимума

$$\frac{\partial E_1(\beta)}{\partial \beta} = 0.$$

Конкретный вид зависимости E от I будет определяться выбором потенциальной энергии.

В такой формулировке модель переменного момента инерции отличается от того, что было сделано ранее в работах А.С. Давыдова с сотрудниками ^{/4/} лишь выбором потенциальной энергии β -колебаний (вместо функции $(\beta^2 - \beta_0^2)^2$ бралась функция $(\beta - \beta_0)^2$) и возможной интерпретацией переменной β . Можно показать, что и другие иным путем введенные эмпирические формулы, описывающие вращательный спектр, также могут быть получены в рамках сформулированной выше модели, но при ином, чем в модели переменного момента инерции, выборе потенциальной энергии. Покажем это на примере двух эмпирических формул:

$$E_1 = \frac{1}{4} \omega^2 g_0 \left(\sqrt{1 + 4 \frac{I(I+1)}{\omega^2 g_0^2}} - 1 \right), \quad /5,6/ \quad (1)$$

$$E_1 = aI + bI^2. \quad /7/ \quad (2)$$

В этих формулах ω , g_0 , a , b - параметры моделей.

1) Так как при $I \neq 0$, благодаря отличной от нуля энергии вращения, вероятность найти систему при $\beta=0$ мала, то мы можем ввести вместо потенциала модели переменного момента инерции более удобный потенциал (рис. 2)

$$V(\beta) = \frac{3}{8} B \omega^2 \beta^2 + \frac{g_0^2 \omega^2}{24B \beta^2}. \quad (3)$$

Правда, этот потенциал имеет нефизическую особенность при $\beta=0$. Но из-за малой вероятности нахождения системы вблизи $\beta=0$ это не существенно. Тогда

$$E_1(\beta) = \frac{I(I+1)}{6B\beta^2} + \frac{3}{8} B \omega^2 \beta^2 + \frac{g_0^2 \omega^2}{24B \beta^2}.$$

Из условия $\frac{\partial E_1(\beta)}{\partial \beta} = 0$ получаем

$$\beta^2(I) = \frac{g_0}{3B} \sqrt{1 + 4 \frac{I(I+1)}{\omega^2 g_0^2}}$$

и

$$E_1 - E_0 = \frac{1}{4} \omega^2 g_0 \left(\sqrt{1 + 4 \frac{I(I+1)}{\omega^2 g_0^2}} - 1 \right).$$

2) В сформулированной выше модели можно получить энергию E лишь как функцию переменной $I(I+1)$. Поэтому вместо выражения (2) мы получим близкое к нему численно выражение $E_1 = f \sqrt{I(I+1)} + g I(I+1)$. Возьмем потенциальную энергию в виде (рис. 3):

$$V(\beta) = \frac{f^2}{4g(1 - 6Bg\beta^2)}. \quad (4)$$

Из условия $\frac{\partial E_1(\beta)}{\partial \beta} = 0$ находим:

$$\beta^2(I) = \frac{1}{3Bf} \cdot \frac{\sqrt{I(I+1)}}{1 + \frac{2g}{f} \sqrt{I(I+1)}}$$

и

$$E_1 - E_0 = f \sqrt{I(I+1)} + g I(I+1). \quad (5)$$

Надо отметить, что выражение для потенциальной энергии (4) неудовлетворительно с физической точки зрения. Во-первых, минимум расположен при $\beta = 0$, что противоречит нашим знаниям о деформированных ядрах. Во-вторых, равновесные значения $\beta(I)$ ограничены величиной $\frac{1}{6Bg}$, что также трудно интерпретировать. Поэтому на формулу (5) следует смотреть как на подгоночную.

Выше было показано, что различные формулы, предложенные для описания вращательного спектра, могут быть получены с единой точки зрения. Все эти формулы - двухпараметрические. Все они дают достаточно хорошее описание экспериментальных данных. Различаются они лишь по тем предположениям о виде потенциальной энергии β -колебаний, которые делаются при их выводе. Модель переменного момента инерции применялась к описанию энергий последовательности состояний со спинами $I = 2, 4, 6, \dots$ как в деформированных и переходных, так в сферических и околомагических ядрах. И всюду достигалось вполне удовлетворительное согласие с экспериментальными данными. Возникает вопрос: означает ли это, что при описании квазиротационных полос достаточно учесть только одну динамическую переменную β , или это говорит лишь о том, что спектры энергий таких состояний просты и двух параметров достаточно, чтобы их описать? К сожалению, опубликованные к настоящему времени работы по обоснованию модели переменного момента инерции /8/ не дают ответа на этот вопрос. Они лишь показывают, что можно построить такие разложения для энергии ядра по степеням флюктуации динамических переменных, в которых среди прочих членов есть и те, что рассматриваются в модели переменного момента инерции. Почему не важны другие члены, остается не ясным.

В то же время в модели содержится информация еще об одной физической величине /9/. Это информация об энергии первых 0^+ возбужденных состояний. Из выражения для $V(\beta)$ мы можем определить жесткость ядра по отношению к β -колебаниям - C . Взяв массовый коэффициент B из выражения для энергии вращения, мы грубо определим энергию 0^+ возбужденных состояний как $E(0_2) = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{C}{B}}$. Так как взяв $V(\beta)$

в виде (3), мы получаем аналитическое выражение для энергии вращательных уровней, а экспериментальные энергии описываются хорошо всеми из приведенных выше формул, то ниже мы будем использовать эту последнюю модель. Кроме того, имеются теоретические указания на то, что при больших I вращательные спектры должны быть эквидистантными /10/. А к такой асимптотике и приводит формула (1). (К эквидистантной асимптотике, кроме этой модели, приводит модель Давидова-Чабана). В результате для жесткости по отношению к β -колебаниям получаем значение $3B\omega^2$, а для $E(0_2)$ - величину $\sqrt{3}\omega$. Из выражения для E_1 следует, что

$$E(0_2) = E(2_1) \sqrt{\frac{2 \frac{E(4_1)}{E(2_1)} - \left(\frac{E(4_1)}{E(2_1)} - 1 \right)}{\frac{10}{3} - \frac{E(4_1)}{E(2_1)}}}. \quad (6)$$

Можно предположить, что в тех ядрах, в которых жесткость по отношению к γ -колебаниям достаточно велика, так что можно принимать во внимание лишь изменения переменной β , формула (6) должна давать хорошее согласие с экспериментальными данными. К таким ядрам, видимо, относятся переходные ядра начала области редкоземельных элементов - Sm , Gd . В этих ядрах статическая деформация возникает скачком, и расчеты показывают, что ядра сразу становятся аксиально-симметричными /11/. В то же время в переходной области Pf и Os деформация меняется плавно, а энергия деформации слабо зависит от γ . Мягкость ядра по отношению к изменениям γ сама может быть причиной отклонения отношений энергий уровней во вращательной полосе от типично ротационных значений в сторону чисел, характерных для сферических ядер. В этом случае, предположив, что отношение $\frac{E(4_1)}{E(2_1)}$ полностью определяется мягкостью по отношению к β -колебаниям, мы неправильно определим параметры потенциальной энергии β -колебаний, а следовательно, и энергии 0^+ возбужденных состояний. Результаты, приведенные в табл. 1, подтверждают эти предположения. Из табл. 1 видно, что тенденция роста величины $\frac{E(0_2)}{E(2_1)}$ с увеличением деформации в изотопах Sm и Gd

хорошо воспроизводится формулой (6). В то же время теоретические и экспериментальные результаты для изотопов Pt не совпадают.

Естественно продолжить проверку соотношения (6), рассмотрев сильнодеформированные ядра. В этом случае предположение об одной коллективной переменной β должно соответствовать действительности. Но у деформированных ядер величина $\frac{10}{3} - \frac{E(4_1)}{E(2_1)}$ настолько мала, что становится чувствительной к экспериментальным ошибкам. Это приводит к слишком большому разбросу значений $\frac{E(0_2)}{E(2_1)}$, полученных по формуле (6), что не позволяет сделать четких выводов. Результаты расчетов для изотопов Dy приведены в табл. 2.

В случае сферических ядер и ядер с замкнутыми оболочками предположение об одной динамической переменной не должно, казалось бы, соответствовать действительности. Тем не менее результаты, приведенные в табл. 3 и 4, указывают на качественное согласие между теоретическими и экспериментальными величинами (за исключением отдельных ядер). Видимо, это говорит о том, что всегда можно так выбрать основную динамическую переменную, чтобы с ее помощью получить качественное описание экспериментальных данных. Но интерпретация такой феноменологически введенной динамической переменной может меняться от ядра к ядру.

Л и т е р а т у р а

1. M.A.J. Mariscotti, G. Scharff-Goldhaber, B. Buck. Phys.Rev., 178, 1864 (1969).
2. D.R. Bés, R.A. Broglia. Nucl.Phys., 80, 289 (1966);
V.G. Soloviev. Nucl.Phys., 69, 1 (1965).
3. С.Т. Беляев, Б.А. Румянцев. Phys.Lett., 30B, 444 (1969).
К.М. Железнова, Н.И. Пятов, М.И. Черней. Изв. АН СССР, сер. физ., 31, 550 (1967).

4. А.С. Давыдов, А.А. Чабан. Nucl. Phys., 20, 499 (1960);
А.С. Давыдов. Возбужденные состояния атомных ядер. Атомиздат, 1967.
5. E. Nadjakov and I.N. Mikhailov. Nucl.Phys., A107, 92 (1968).
6. P. Holmberg, P.O. Lipas. Nucl.Phys., A117, 552 (1968).
7. H. Ejiri. Preprint INSJ-104, Tokyo, 1967.
8. T.K. Das, R.M. Drezler and A. Klein. Phys.Lett., 34B, 235 (1971).
9. F.S. Stephens, N. Lark, R.M. Diamond. Phys.Rev.Lett., 12, 225 (1964).
10. В.Г. Зелевинский, М.И. Штокман. Программа и тезисы докладов XXI ежегодного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Москва, 1971, стр. 178.
11. D.A. Arseniev, L.A. Malov, V.V. Pashkevich, V.G. Soloviev. Preprint JINR, E4-3703, 1968.

Рукопись поступила в издательский отдел

5 августа 1971 года.

Таблица I

Значения величин

$$\frac{E(4_1)}{E(2_1)} \text{ эксп.}, \quad \frac{E(0_2)}{E(2_1)} \text{ эксп.}, \quad \frac{E(0_2)}{E(2_1)} \text{ теор.}$$

для изотопов Sm, Gd и Pt.

| Ядро | $\frac{E(4_1)}{E(2_1)} \text{ эксп.}$ | $\frac{E(0_2)}{E(2_1)} \text{ эксп.}$ | $\frac{E(0_2)}{E(2_1)} \text{ теор.}$ |
|-------------------|---------------------------------------|---------------------------------------|---------------------------------------|
| ¹⁵² Gd | 2,19 | 1,79 | 2,15 |
| ¹⁵⁴ Gd | 3,02 | 5,54 | 6,18 |
| ¹⁵⁶ Gd | 3,24 | 11,8 | 12,4 |
| ¹⁵⁸ Gd | 3,29 | 18,2 | 19,4 |
| ¹⁴⁶ Sm | 1,85 | 1,94 | 1,45 |
| ¹⁴⁸ Sm | 2,14 | 2,12 | 2,03 |
| ¹⁵⁰ Sm | 2,34 | 2,24 | 2,52 |
| ¹⁵² Sm | 3,01 | 5,45 | 6,10 |
| ¹⁵⁴ Sm | 3,24 | 12,4 | 12,8 |
| ¹⁸⁴ Pt | 2,69 | 3,04 | 3,77 |
| ¹⁸⁶ Pt | 2,56 | 2,47 | 3,22 |
| ¹⁸⁸ Pt | 2,52 | 3,00 | 3,08 |
| ¹⁹⁰ Pt | 2,49 | 3,11 | 2,97 |
| ¹⁹² Pt | 2,48 | 3,78 | 2,94 |
| ¹⁹⁴ Pt | 2,47 | 3,86 | 2,91 |
| ¹⁹⁶ Pt | 2,46 | 3,19 | 2,87 |

Таблица 2

Значения величин $\frac{E(4_1)}{E(2_1)} \text{ эксп.}$, $\frac{E(0_2)}{E(2_1)} \text{ эксп.}$, $\frac{E(0_2)}{E(2_1)} \text{ теор.}$

для изотопов Dy

| Ядро | $\frac{E(4_1)}{E(2_1)} \text{ эксп.}$ | $\frac{E(0_2)}{E(2_1)} \text{ эксп.}$ | $\frac{E(0_2)}{E(2_1)} \text{ теор.}$ |
|-------------------|---------------------------------------|---------------------------------------|---------------------------------------|
| ¹⁵⁶ Dy | 2,82±3,03 | 4,90 | 4,44±6,36 |
| ¹⁵⁸ Dy | 3,14±3,27 | 10,0 | 8,34±14,8 |
| ¹⁶⁰ Dy | 3,26±3,29 | 14,6 | 14,2±18,9 |
| ¹⁶² Dy | 3,26±3,31 | 14,0 | 14,1±24,8 |

Таблица 3

Значения величин $\frac{E(4_1)}{E(2_1)} \text{ эксп.}$, $\frac{E(0_2)}{E(2_1)} \text{ эксп.}$, $\frac{E(0_2)}{E(2_1)} \text{ теор.}$

для изотопов Zr, Sn, Ce, Pb

| Ядро | $\frac{E(4_1)}{E(2_1)} \text{ эксп.}$ | $\frac{E(0_2)}{E(2_1)} \text{ эксп.}$ | $\frac{E(0_2)}{E(2_1)} \text{ теор.}$ |
|-------------------|---------------------------------------|---------------------------------------|---------------------------------------|
| ⁸⁸ Zr | 1,72 | 1,44 | 1,24 |
| ⁹⁰ Zr | 1,41 | 0,80 | 0,78 |
| ⁹² Zr | 1,60 | 1,49 | 1,05 |
| ⁹⁴ Zr | 1,60 | 1,41 | 1,05 |
| ⁹⁶ Zr | 1,82 | 0,94 | 1,40 |
| ¹¹⁴ Sn | 1,68 | 1,22 | 1,18 |
| ¹¹⁶ Sn | 1,84 | 1,33 | 1,44 |
| ¹¹⁸ Sn | 1,87 | 1,43 | 1,49 |
| ¹²⁰ Sn | 1,88 | 1,58 | 1,51 |
| ¹⁴⁰ Ce | 1,30 | 1,19 | 0,62 |
| ²⁰⁶ Pb | 2,10 | 1,43 | 1,93 |

Таблица 4

Значения величин $\frac{E(4_1)}{E(2_1)}$ эксл. 1 $\frac{E(0_2)}{E(2_1)}$ эксл. 2 $\frac{E(0_2)}{E(2_1)}$ теор.
 для изотопов Ru, Pd, Cd

| Ядро | $\frac{E(4_1)}{E(2_1)}$ эксл. 1 | $\frac{E(0_2)}{E(2_1)}$ эксл. 2 | $\frac{E(0_2)}{E(2_1)}$ теор. |
|-------------------|---------------------------------|---------------------------------|-------------------------------|
| ^{100}Ru | 2,28 | 2,10 | 2,35 |
| ^{102}Ru | 2,34 | 1,99 | 2,49 |
| ^{104}Ru | 2,48 | 2,74 | 2,92 |
| ^{104}Pd | 2,40 | 3,25 | 2,68 |
| ^{106}Pd | 2,42 | 2,22 | 2,64 |
| ^{108}Pd | 2,38 | 2,43 | 2,73 |
| ^{110}Pd | 2,46 | 2,53 | 2,88 |
| ^{110}Cd | 2,34 | 2,25 | 2,54 |
| ^{112}Cd | 2,29 | 1,98 | 2,38 |
| ^{114}Cd | 2,30 | 2,03 | 2,40 |
| ^{116}Cd | 2,37 | 2,69 | 2,60 |

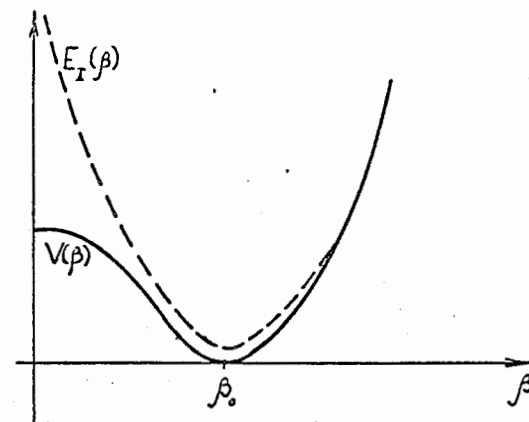


Рис. 1. Потенциальная энергия β -колебаний и эффективная потенциальная энергия $E_I(\beta)$ в модели переменного момента инерции.

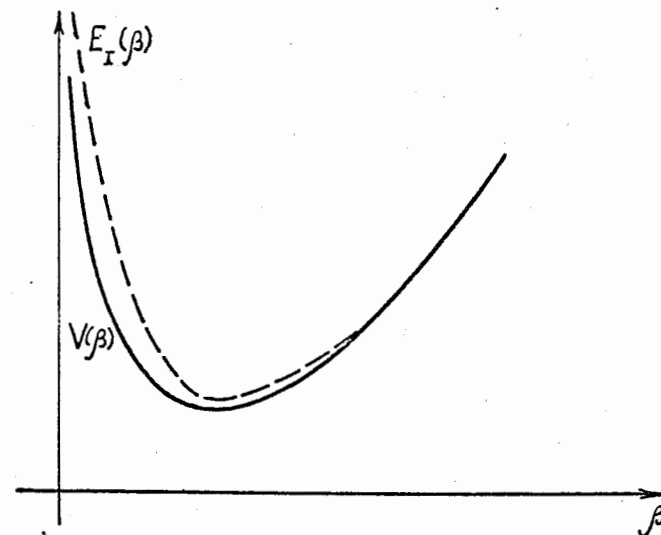


Рис. 2. Потенциальная энергия β -колебаний и эффективная потенциальная энергия $E_I(\beta)$ в модели /5,6/.

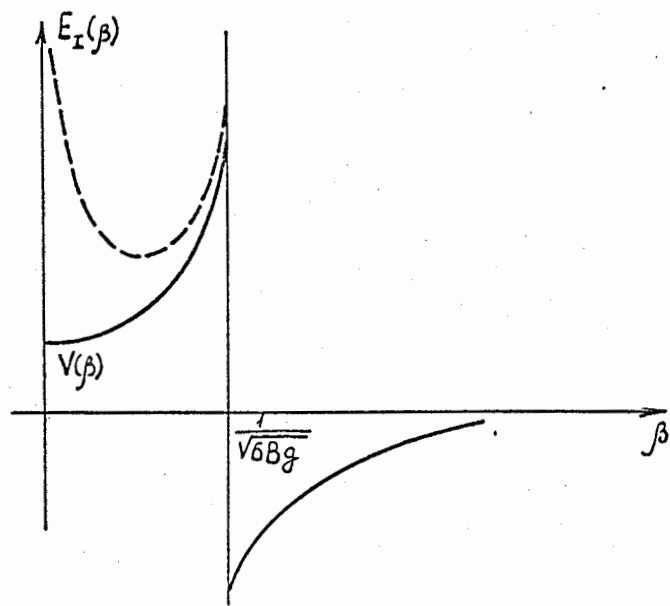


Рис. 3. Потенциальная энергия β -колебаний и эффективная потенциальная энергия в модели /7/.

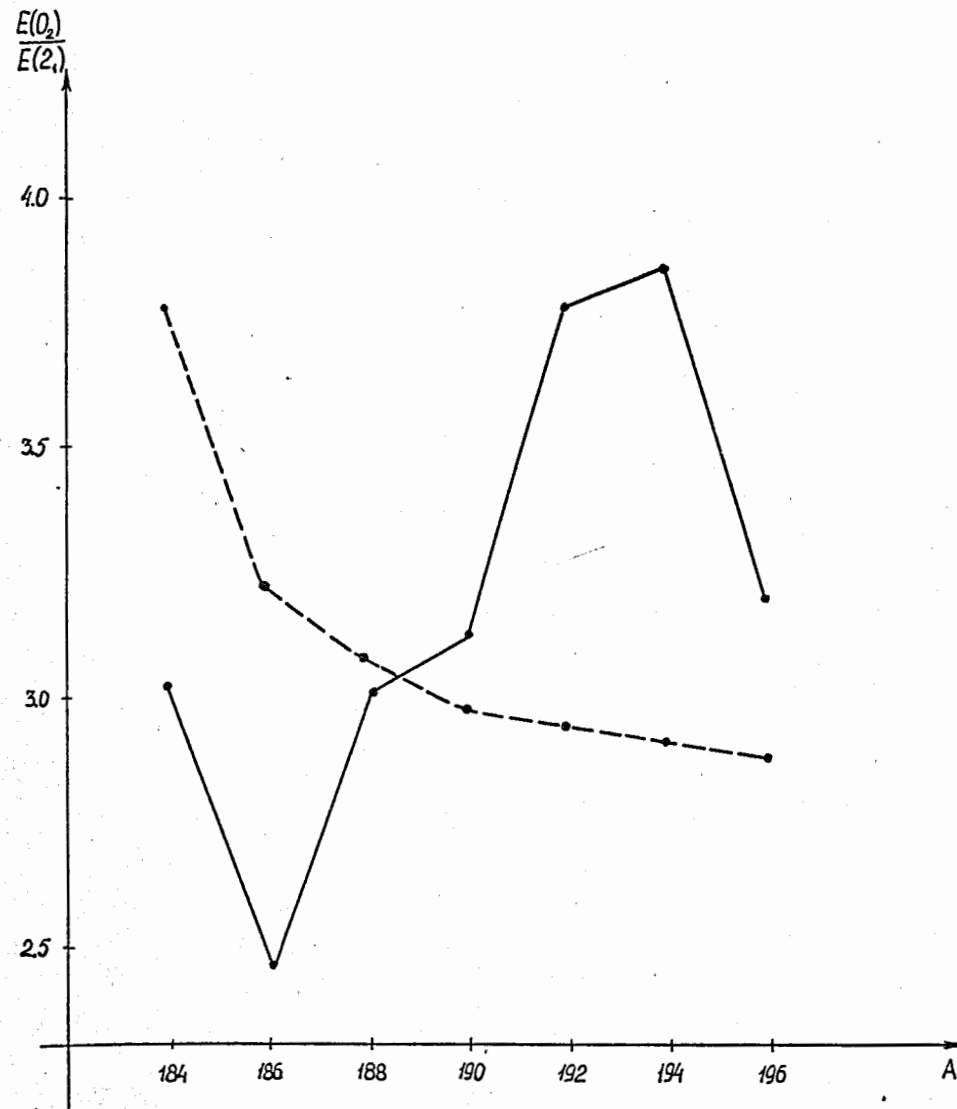


Рис. 4. Теоретические (пунктирная линия) и экспериментальные (сплошная линия) значения величины $\frac{E(0_2)}{E(2_1)}$ для изотопов Pt.