

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



СЗУ1а

Д-421

15/3-76

P4 - 9357

941/2-76

Р.В.Джолос

РАСЧЕТ ЭНЕРГИЙ НИЗКОЛЕЖАЩИХ СОСТОЯНИЙ
КОРОТКОЖИВУЩИХ ИЗОТОПОВ $^{193,195,197}\text{Hg}$

1975

P4 - 9357

Р.В.Джолос

РАСЧЕТ ЭНЕРГИЙ НИЗКОЛЕЖАЩИХ СОСТОЯНИЙ
КОРОТКОЖИВУЩИХ ИЗОТОПОВ $^{193,195,197}\text{Hg}$

Вопрос, на который нужно прежде всего получить ответ при анализе свойств нечетных ядер, - это вопрос о характере связи нечетной частицы с четно-четным остовом. Традиционными являются две схемы связи: слабая связь нечетной частицы с колебаниями остова относительно сферической равновесной формы и сильная связь нечетной частицы с деформированным остовом. Однако в переходных ядрах могут реализоваться и промежуточные варианты, анализ которых даст нам дополнительную информацию о структуре переходных ядер. С этой точки зрения интересно рассмотреть наиболее легкие из известных нечетных изотопов Hg, занимающих промежуточную область между сферическими и деформированными ядрами: $^{193,195,197}\text{Hg}$.

1. Четные изотопы

Приведенная вероятность E2-перехода $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ в изотопах $^{200-196}\text{Hg}$ равна 20-40 одночастичным единицам. Это говорит о сильной коллективизации 2_1^+ -состояний и о возможности использовать коллективную модель при описании четных изотопов Hg. Энергии уровней 2_1^+ , 2_2^+ и 4_1^+ практически совпадают в изотопах $^{188-198}\text{Hg}$. Отношения энергий $E(4_1^+)/E(2_1^+)$ и $E(2_2^+)/E(2_1^+)$ заключены между ротационным и вибрационным пределами. Данные об отношениях вероятностей E2-переходов и о квадрупольных моментах отсутствуют, но расчеты, выполненные в рамках модели Алага^{/1/}, предсказывают сильные отклонения от модели гармонических квадрупольных колебаний.

Значения параметра $\beta_{\text{адф}}$, которые можно извлечь из данных о $\beta(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ для изотопов $^{196-200}\text{Hg}$ заключены в пределах 0,15-0,10, что заметно меньше значений, характерных для сильнодеформированных ядер.

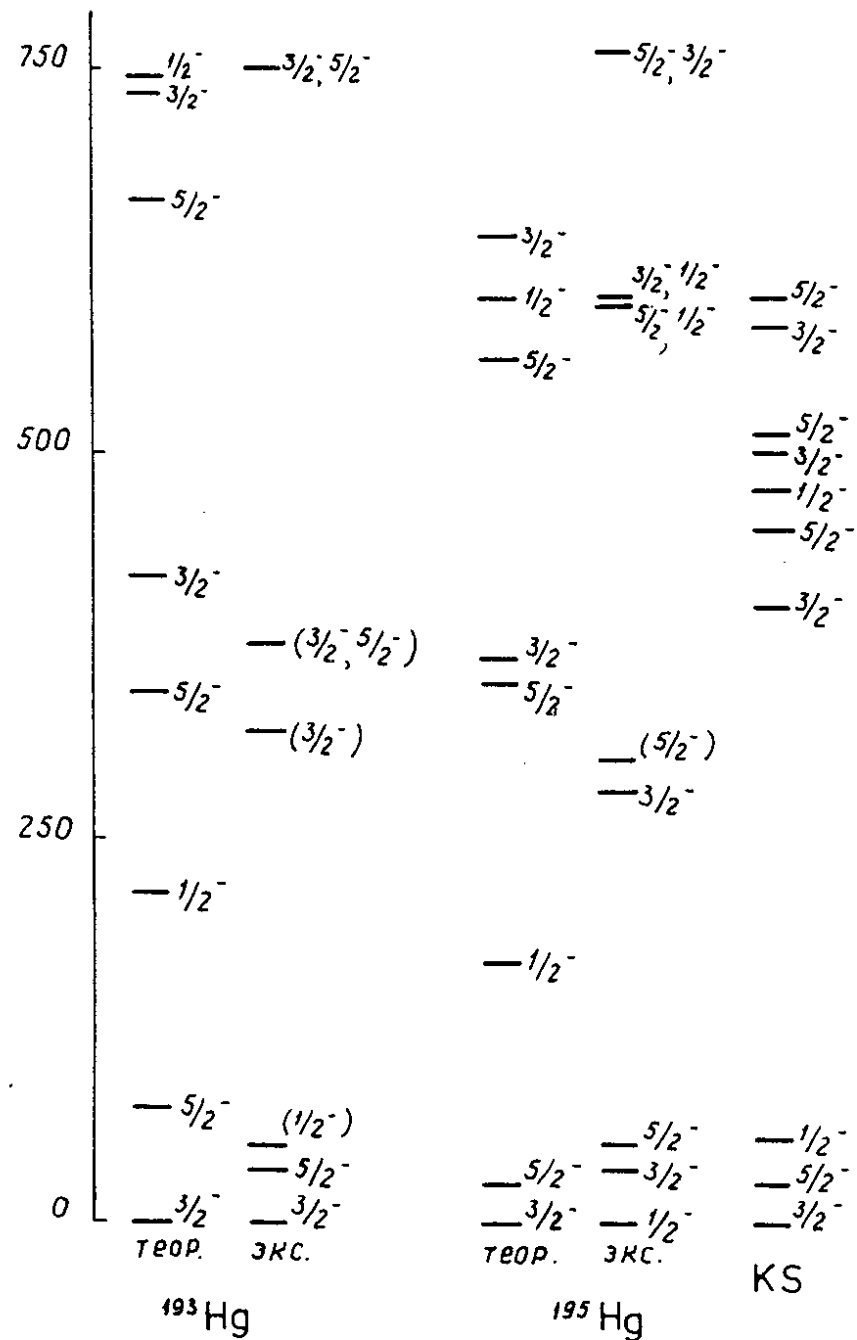
Статическая деформация, по-видимому, появляется только в ^{185}Hg и, возможно, в более легких изотопах. Такой вывод можно сделать, основываясь на недавно обнаруженном резком возрастании среднеквадратичного радиуса ядра при переходе от ^{187}Hg к ^{185}Hg .

Таким образом, интересующие нас четные изотопы $^{192-200}\text{Hg}$ по своим свойствам относятся к переходным ядрам, и предсказать схему связи нечетной частицы с остовом в изотопах $^{193-199}\text{Hg}$ заранее нельзя.

2. Нечетные изотопы

Экспериментальные спектры возбуждения 2 изотопов $^{193-199}\text{Hg}$ приведены на рис. 1, 2. Теоретические результаты получены в предположении 3 , что при взаимодействии с нечетным нейтроном, который может находиться в любом из одночастичных состояний, принадлежащих оболочке $N = 82-126$, четно-четный остов может быть в следующих состояниях: 0_1^+ , 2_1^+ , 0_2^+ , 2_2^+ , 4_1^+ . Энергии этих состояний, за исключением 0_2^+ , измерены экспериментально во всех интересующих нас четных изотопах Hg. Состояние 0_2^+ найдено в ^{198}Hg , где его энергия равна 1,4 МэВ. Мы предполагали, что в более легких изотопах Hg этот уровень находится выше: при энергии 1,6 МэВ. Небольшие изменения этой величины не сказываются принципиальным образом на результатах расчета. Энергетическая щель Δ определялась так, чтобы воспроизвести экспериментальные значения четно-нечетных разностей масс. Значение химического потенциала в самом тяжелом из рассмотренных изотопов, ^{199}Hg , было взято

Рис. 1. Спектр низколежащих состояний изотопов $^{193,195}\text{Hg}$
теор. - результаты данной работы, экс. - экспериментальные данные 2 , ks - результаты работы 5 .



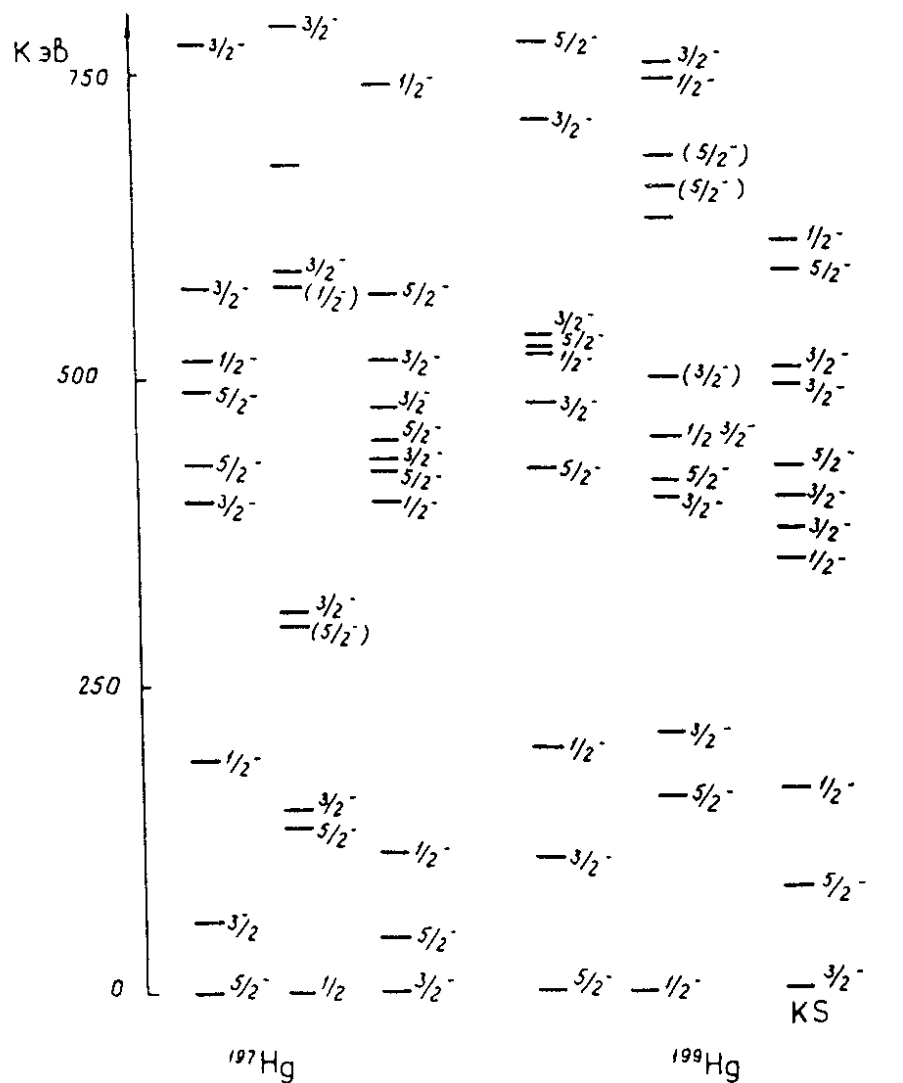


Рис. 2. Спектр низколежащих состояний изотопов ^{197,199}Hg. Обозначения те же, что и на рис. 1.

близким к тому, которое получалось в расчетах по сверхтекучей модели. Изменение химического потенциала при переходе к более легким изотопам определялось из данных по массам четно-четных ядер по формуле

$$\lambda(N) = \lambda_0 + \frac{E_0(N+2) - E_0(N)}{2},$$

где $E_0(N)$ - экспериментальные энергии связи ядер. Данные о матричных элементах оператора квадрупольного момента, таких, как $\langle 2_1^+ || Q_2 || 2_1^+ \rangle$, $\langle 4_1^+ || Q_2 || 4_1^+ \rangle$, $\langle 2_2^+ || Q_2 || 2_2^+ \rangle$, $\langle 2_2^+ || Q_2 || 2_1^+ \rangle$, $\langle 4_1^+ || Q_2 || 2_1^+ \rangle$, были взяты из расчетов, выполненных в [1]. Константа квадрупольного взаимодействия выбрана практически совпадающей с тем значением, которое следует из условия самосогласования [4].

Таким образом, расчет выполнен практически без свободных параметров. Результаты расчета показаны на рис. 1, 2, где для сравнения приведены результаты Кисслингера и Соренсена [5].

Как на эксперименте, так и в наших расчетах и в расчетах Кисслингера и Соренсена низколежащие состояния имеют квантовые числа $1/2^-$, $3/2^-$, $5/2^-$. Однако теоретические расчеты не дают правильного значения спина основного состояния. Лишь для ¹⁹³Hg мы получили правильный результат.

Интересной особенностью экспериментальных спектров является отделение от основной массы уровней и опускание вниз до 300 кэВ уровней $3/2^-_{1/2}$ и $5/2^-_{1/2}$ в изотопах ^{193,195,197}Hg. В наших расчетах удается воспроизвести этот результат в изотопах ^{193,195}Hg. В ¹⁹⁷Hg уровни $3/2^-_{1/2}$ и $5/2^-_{1/2}$ также опускаются вниз, но не столь сильно, как на эксперименте. В расчетах Кисслингера и Соренсена этот эффект не воспроизводится.

Если считать, что три нижайших уровня связаны в основном с одноквазичастичными состояниями $P_{1,2}$, $P_{3,2}$ и $f_{5,2}$, то однофононный мультиплет должен состоять из 8 уровней: $1/2^-$, $1/2^-$, $3/2^-$, $3/2^-$, $3/2^-$, $5/2^-$, $5/2^-$, $5/2^-$. В расчетах Кисслингера и Соренсена этот мультиплет остается слабо расщепленным во всех нечетных изотопах Hg. Лишь один из уровней, $1/2^-$, уходит

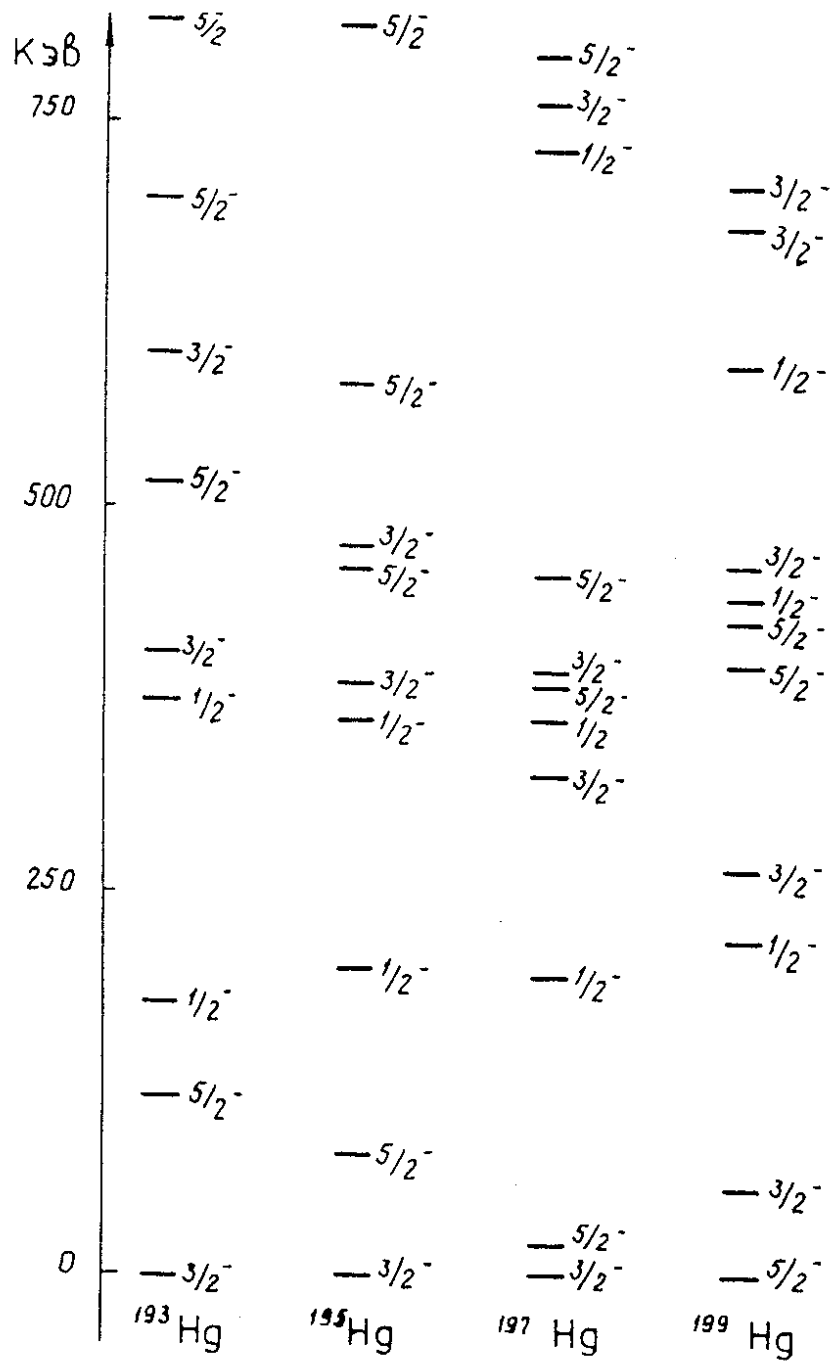


Рис. 3. Спектр низколежащих состояний изотопов $^{193}, ^{195}, ^{197}, ^{199}\text{Hg}$, полученный с теми же параметрами, что и на рисунке 1 в колонке "теор", но с измененными знаками квадрупольных моментов 2_1^+ , 2_2^+ и 4_1^+ состояний.

вверх. На экспериментальных же спектрах в изотопах $^{193}, ^{195}, ^{197}\text{Hg}$ мультиплет расщеплен очень сильно. Расщепление мультиплета, полученное в наших расчетах, находится в согласии с экспериментальным.

Для проверки чувствительности результатов расчетов к значениям матричных элементов оператора квадрупольного момента, характеризующих четно-четный остов, мы провели расчеты, изменив знак квадрупольного момента 2_1^+ -состояния с положительного на отрицательный. Результаты приведены на рис. 3. Видно, что спектр возбуждения изменился существенным образом. В противоречии с экспериментом появились низколежащие $1/2^-$ -состояния в дополнение к тем, которые получались в прежнем расчете. Кроме того, уровни $3/2^-$ и $5/2^-$ не отделяются, как на эксперименте, от основной массы уровней. Таким образом, из наших расчетов следует, что 2_1^+ -состояния изотопов $^{194}, ^{196}, ^{198}\text{Hg}$ должны иметь положительные квадрупольные моменты.

Для того, чтобы отделить эффекты, связанные с ангармоничностью квадрупольных колебаний в четных изотопах Hg, мы провели расчеты в предположении, что четно-четный остов является гармоническим вибратором. Результаты показаны на рис. 4.

Интересно, что на энергиях трех нижайших состояний, $1/2^-$, $3/2^-$ и $5/2^-$ учет ангармонических эффектов практически не сказывается. Энергии более высоких состояний чувствительны к этим эффектам. Например, величина расщепления однофононного мультиплета практически не изменяется при переходе от тяжелых изотопов Hg к легким, если не учитывать ангармонические эффекты.

Основываясь на результатах расчетов, можно сделать следующий вывод. При рассмотрении нечетных ядер, лежащих в переходной области, но достаточно удаленных от деформированных ядер, можно использовать схему

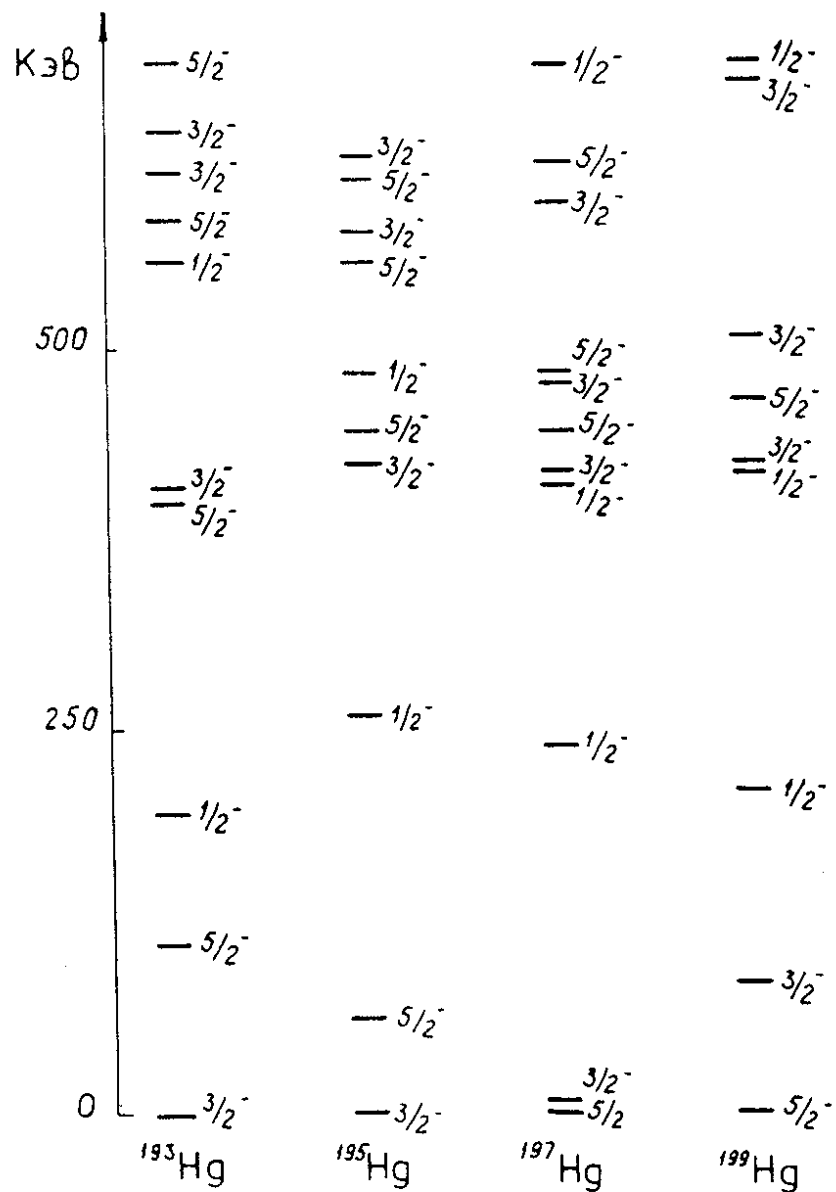


Рис. 4. Спектр низколежащих состояний изотопов ^{193}Hg , ^{195}Hg , ^{197}Hg , ^{199}Hg , полученный в предположении гармоничности колебаний четно-четного остова.

связи нечетной частицы с квадрупольными колебаниями четного остова. При этом можно ограничиться учетом небольшого числа низколежащих состояний остова. Крайне важно учесть ангармонические эффекты в колебаниях остова.

Литература

1. G. Alaga. *Proc. Int. School of Physics "Enrico Fermi"*, A104, 189 (1967).
2. T. Fenyés, I. Mahunka, Z. Maté. *Finnish Summer School in Nuclear Physics, Liberi*, 1973.
3. Р. В. Джолос. *Препринт ОИЯИ*, Р4-7967, Дубна, 1974.
4. K. Kumar, B. Sorensen. *Nucl. Phys.*, A146, 1 (1970).
5. L. S. Kisslinger, R. A. Sorensen. *Rev. Mod. Phys.*, 35, 853 (1963).

Рукопись поступила в издательский отдел
2 декабря 1975 года.