

С 341а

М-197

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Phys. Lett., 1966, 12/21
v. 22, n. 4, p. 441-442



P - 2712

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Л.А. Малов, В.Г. Соловьев, П. Фогель

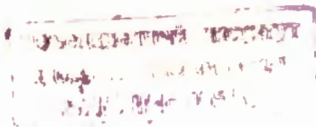
ОБ ЭНЕРГИЯХ ОКРУПОЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ
ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ЯДЕР В ОБЛАСТИ
 $228 \leq A \leq 254$

1966

P - 2712

Л.А. Малов, В.Г. Соловьев, П. Фогель

ОБ ЭНЕРГИЯХ ОКТУПОЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ
ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ЯДЕР В ОБЛАСТИ
 $228 \leq A \leq 254$



4274/1, mp.

В^{/1/} на основе модели ядра с парным и октуполь-октупольным взаимодействием были вычислены энергии октупольных состояний четно-четных деформированных ядер и их структура. Результаты расчетов удовлетворительно согласуются с соответствующими экспериментальными данными, в том числе с полученными после проведения расчетов, например, с данными работы^{/2/}. Единственный свободный параметр-константа октуполь-октупольного взаимодействия $\kappa^{(3)}$ - была подобрана так, чтобы получить наилучшее согласие результатов расчета с экспериментальными значениями энергий состояний с $K\pi = 0^-$ в области $228 \leq A \leq 254$.

Как известно, состояния с $K\pi = 0^-$ в изотопах тория, урана и плутония являются коллективными, а энергии их очень сильно опущены относительно соответствующих полюсов. Состояния с $K\pi = 1^-$ и 2^- являются слабоколлективизированными, и энергии их опущены примерно на $100 \div 300$ кэв относительно полюсов.

Точность расчетов согласно методу приближенного вторичного квантования значительно ухудшается для состояний, энергии которых очень сильно опущены относительно полюсов (см., например,^{/3/}). Поэтому следует определить величину $\kappa^{(3)}$ из состояний с $K\pi = 1^-$ и 2^- и тем самым несколько улучшить результаты расчетов, проведенных в^{/1/}. В настоящей работе приведены улучшенные расчеты энергий октупольных состояний четно-четных ядер в области $228 \leq A \leq 254$, которые могут оказаться полезными при проведении дальнейших экспериментальных исследований.

Энергии и структура состояний с $K\pi = 1^-$ и 2^- рассчитаны с $\kappa^{(3)} = 0,00045 \omega_0^0$, а для состояний с $K\pi = 0^-$ величина $\kappa^{(3)}$ взята на 10% меньше, чтобы эффективно улучшить точность метода расчета. Значения первых двух-трех полюсов равны энергиям двухквазичастичных состояний, приведенных в^{/4/}. Величина $\kappa^{(3)}$ уменьшена по сравнению с расчетами в^{/1/} из-за увеличения числа уровней среднего поля, расчеты проводились со схемой II, данной в работе^{/5/}. Результаты расчетов приведены в таблице. Из этой таблицы видно, что рассчитанные значения энергии достаточно хорошо согласуются с экспериментальными данными. Уточнение величины $\kappa^{(3)}$ привело к некоторому улучшению согласия с опытом по сравнению с результатами работы^{/1/}.

Обсудим особенности октупольных состояний в некоторых ядрах. Состояние $1\pi K = 1-1$ в ^{234}U имеет энергию, равную 1438 кэв^{/8/}, расчеты дают для первого $1\pi K = 1-1$ состояния энергию 940 кэв и для второго $1\pi K = 1-1$ состояния - 1450 кэв. Можно поэтому предположить, что найденное на опыте состояние $1\pi K = 1-1$ с энергией 1438 кэв является вторым состоянием с $1\pi K = 1-1$.

Интересное положение существует для ядра ^{246}Sm . В работе^{/2/} обнаружены три октупольных состояния: два с $1\pi K = 1-1$ с энергиями 1080 кэв, 1351 кэв и $1\pi K = 2-2$ с энергией 842 кэв. Согласно нашим расчетам состояния с $1\pi K = 1-1$ имеют энергии 1060 кэв, 1320 кэв и состояние $1\pi K = 2-2$ - энергию 1040 кэв, так что согласие расчетных и экспериментальных значений энергий хорошее. Все три состояния содержат значительную долю примесей, однако главная компонента, отвечающая первому или второму полюсу, - самая существенная. Так, в первом $1\pi K = 1-1$ состоянии вклад двухквaziчастичного $\nu 624 - 734^\dagger$ равен 87%, а во втором $1\pi K = 1-1$ состоянии вклад $\nu 523 - 633^\dagger$ равен 50%. Это находится в качественном согласии с данными по β -распаду ($\log ft = 6,3$ на первое и $6,8$ на второе состояние, оба перехода - типа $1u$). Состояние $1\pi K = 2-2$ содержит согласно расчету 78% нейтронного $\nu 622 - 734$ состояния. В этом случае можно ожидать, что $\log ft = 6,5$, в то время как наблюдается значение $\log ft = 7,0$. Возможно, что наши расчеты дают несколько завышенный вклад состояния $\nu 622 - 734^\dagger$ в $K\pi = 2-$ состояние в ^{246}Sm .

Из таблицы 1 видно, что во всех изотопах калифорния энергии состояний с $K\pi = 2-$ невелики (≈ 700 кэв), однако по своей природе эти состояния близки к протонному двухквaziчастичному состоянию $\nu 633 - 521^\dagger$. Заметим, что хотя многие из вышеуказанных октупольных состояний с $K \neq 0$ содержат значительные примеси K состояний, соответствующему первому полюсу, однако величины $V(E3)$ для них существенно (в $3\frac{1}{2}$ раз) меньше, чем величины $V(E3)$ для $K\pi = 0-$ состояний.

Л и т е р а т у р а

1. В.Г. Соловьев, П. Фогель, А.А. Корнейчук. Изв. АН СССР (сер. физ). 28, 1599 (1964); V.G.Soloviev, P.Vogel. Proc. Congress Intern. de Physique Nucleaire, II, 594 (1964).
2. F.S.Stephens, F.Asaro, S.Fried, I.Perlman. Phys. Rev. Lett., 15, 420 (1965).
3. Kenji Hara. Progr. Theor. Phys., 32, 88 (1964).
4. V.G.Soloviev, T.Siklos. Nucl. Phys., 52, 145 (1964).
5. V.G.Soloviev. Atomic Energy Review, 3, 117 (1965).
6. Bjørnholm. Частное сообщение.

7. Ch.M. Lederer. The Structure of Heavy Nuclei; A Study of Very Weak Alpha Branching (Ph.D.Thesis), UCRL-11028 (1963).
8. B.Elbek. Determination of Nuclear Transition Probabilities by Coulomb Excitation. Ejner Munksgaards Forlag, Copenhagen, 1963.
9. С.А. Баранов и др. Тезисы докладов XVI ежегодного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Москва, 1966.
10. S. Björholm et al. Nucl. Phys., 42, 469 (1963).
11. E.Hyde, I.Perlman, G.Seaborg. The Nuclear Properties of the Heavy Elements, Prentice-Hall INC, New Jersey, 1964.

Рукопись поступила в издательский отдел
23 апреля 1966 г.

Таблица
Энергии октупольных состояний (в Мэв)

Ядро	K π = 0 ⁻		K π = 1 ⁻		K π = 2 ⁻		Литература	
	Опыт	Расчет	Опыт	Расчет	Опыт	Расчет		
228 _{Th}	0,328	0,330		0,540	1,123	1,380	7	11
230 _{Th}	0,508	0,400	0,954	0,750		1,200	8	
232 _{Th}		0,670	(1,045)	0,830		1,250	8	
234 _{Th}		0,700		0,900		1,510		
230 _U		0,410		0,710		1,180		
232 _U	0,565	0,480	(1,018)	0,910	(1,018)	1,100	7	10
234 _U	0,788	0,710	1,438	0,940	0,989	1,120	6	
236 _U		0,740		1,010		1,240		
238 _U	0,632	0,660		1,030		1,240	8	
240 _U		0,750		1,350		1,010		
236 _{Pu}		0,700		0,960		1,250		
238 _{Pu}	0,605	0,720		1,020		1,520	7	9
240 _{Pu}	0,610	0,650		1,040		1,520	7	9
242 _{Pu}		0,710		1,330		1,090		
244 _{Pu}		0,800		1,080		1,040		
240 _{Cm}		0,980		0,990		1,480		
242 _{Cm}		0,900		1,000		1,470		
244 _{Cm}		0,980		1,190	- 0,950	1,080	2	
246 _{Cm}		1,110	1,080	1,060	0,842	1,040	2	
248 _{Cm}		1,100		1,20		1,330		
246 _{Cf}		1,100		1,450		0,690		
248 _{Cf}		1,200		1,100		0,670		
250 _{Cf}		1,200		1,300	- 0,850	0,730	2	
252 _{Cf}		1,140		1,320		0,720		
248 _{Fm}		1,070		1,510		1,070		
250 _{Fm}		1,100		1,120		1,030		
252 _{Fm}		1,100		1,350		1,280		
254 _{Fm}		1,080		1,380		1,250		