

Д-421

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна



Р4 - 3898

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Р.В.Джолос, У.М.Файнер, В.Г.Соловьев,
К.М.Железнова

АНГАРМОНИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В ЯДРАХ
ПЕРЕХОДНОЙ ОБЛАСТИ

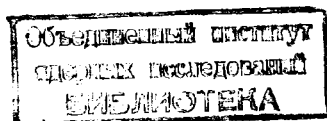
1968

P4 - 3898

Р.В.Джолос, У.М.Файнер, В.Г.Соловьев,
К.М.Железнова

АНГАРМОНИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В ЯДРАХ
ПЕРЕХОДНОЙ ОБЛАСТИ

Направлено в "Physics Letters"



В^{/1/} исследовалось влияние взаимодействия квазичастиц с фононами на наиболее низкие однофононные состояния в чётно-чётных деформированных ядрах, удаленных от ядер переходных областей, и было показано, что обусловленное этим взаимодействием смешивание однофононных и двухфононных состояний незначительно, так что соответствующий эффект можно не принимать во внимание в рассмотренных ядрах.

В настоящей работе выполненное в^{/1/} исследование распространяется на ядра переходных областей.

Гамильтониан, описывающий взаимодействие квазичастиц с фононами, возьмем такой же, как в^{/2,3/}, и с помощью формул, приведенных в^{/1/}, рассчитаем сдвиги энергий наиболее низких состояний с заданными K^π и вклады однофононных компонент в волновые функции этих состояний. Расчёты выполнены со схемой одночастичных уровней и с волновыми функциями потенциала Нильссона, параметры которого даны в^{/4/}. При расчётах в ¹⁵⁰Nd и ¹⁵²Sm для однофононного состояния с $K^\pi = 0^+$ учитывались двухфононные примеси $(\lambda\mu i)(\lambda'\mu' i')$, равные (201)(201), (221)(221), (301)(301), (311)(311) и (321)(321), для состояния с $K^\pi = 2^+$ — (221)(201), (321)(301) и (311)(311). При вычислении первых $K^\pi = 2^+$ состояний в изотопах вольфрама и осмия учитывались только примеси (221)(201).

Результаты вычислений приведены в таблице.

Из таблицы видно, что в ядрах ^{150}Nd и ^{152}Sm примеси двухфонных состояний к гамма-вибрационным состояниям пренебрежимо малы. Однако примеси к первым бета-вибрационным состояниям значительны и резко изменяются от ядра к ядру. Интересно, что вблизи этих ядер равновесные деформации изменяются также довольно резко при уменьшении числа нуклонов.

Иная картина наблюдается при изучении изотопов вольфрама и осмия. В этих ядрах примеси двухфонных состояний к первым возбужденным состояниям с $K^\pi = 0^+$ пренебрежимо малы, но влияние ангармоничности колебаний на нижайшие состояния с $K^\pi = 2^+$ более заметно. Интересно, что в изотопах Os и W 2^+ состояния лежат значительно ниже 0^+ состояний.

При сопоставлении результатов расчётов для разных групп ядер следует иметь в виду, что высокая чистота однофонных состояний в изотопах вольфрама и осмия по сравнению с ^{150}Nd , ^{152}Sm и другими частично связана с тем, что в этих изотопах учитывается только по одной двухфонной компоненте, тогда как в ^{150}Nd и других учитывалось много двухфонных компонент.

В изотопах осмия и вольфрама величина примеси двухфонной компоненты к однофонному гамма-вибрационному состоянию увеличивается с уменьшением деформации. Кроме того, величина этой примеси плавно растёт как с увеличением числа протонов, так и с увеличением числа нейтронов. Интересно сопоставить этот результат с тем известным фактом, что в этой области ядер равновесная деформация также меняется плавно при увеличении числа нуклонов.

Следует отметить, что величины двухфононных примесей к нижайшим однофононным состояниям зависят от одночастичных энергий и волновых функций. Однако в сильнодеформированных ядрах эти примеси для всех схем малы. Исключение составляют случаи, когда двухфононный полюс близок к энергии однофононного состояния. В ядрах переходных областей величина примесей более сильно зависит от схем одночастичных уровней и волновых функций. Так, например, примеси к первым $K^{\pi} = 0^{+}$ состояниям в легких изотопах тория и урана малы, когда расчёты проводятся со схемой Нильссона без члена $\langle \hat{l}^2 \rangle$, и увеличиваются до (10-20)% в расчётах с потенциалом Нильссона, содержащим член $\langle \hat{l}^2 \rangle$.

Таким образом, проведенные расчёты показали, что ангармоничность некоторых колебаний в ядрах переходных областей увеличивается по сравнению с сильнодеформированными ядрами, однако по величине ангармоничность невелика, и в большинстве случаев ею можно пренебречь или учитывать её по теории возмущений.

Л и т е р а т у р а

1. R.V.Jolos, V.G.Soloviev and K.M.Zheleznova, *Phys.Lett.*, 25B, 393 (1967).
2. V.G.Soloviev, *Phys. Letters*, 16, 308 (1965).
3. В.Г.Соловьев, П.Фогель. *ДАН СССР*, 171, 69 (1966); Л.А.Малов, В.Г.Соловьев. *Ядерная физика*, 5, 566 (1967); В.Г.Соловьев, П.Фогель, Г.Юнгклауссен. *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 31, 518 (1967).
4. Л.А.Малов, В.Г.Соловьев, И.Д.Христов. *Ядерная физика*, 6, 1186 (1967).

Рукопись поступила в издательский отдел
28 мая 1968 года.

Т а б л и ц а

Сдвиги энергий $\Delta W_{\lambda_0 \mu_0}^{\lambda_1 \mu_1} = W_{\lambda_1 \mu_1}^{\lambda_0 \mu_0} - E_1(K^{\pi})$ и вклады однофоновых компонент в наиболее низкие состояния с $K^{\pi} = 0^+, 2^+$ в ^{150}Nd , ^{152}Sm , $^{182, 184, 186}\text{W}$, $^{184, 186, 188, 190}\text{Os}$

Изотопы	^{182}W	^{184}W	^{186}W	^{184}Os	^{186}Os	^{188}Os	^{190}Os	^{150}Nd	^{152}Sm								
β	0.20	0.20	0.23	0.20	0.23	0.17	0.20	0.17	0.20	0.17	0.20	0.17	0.20	0.30	0.30		
K^{π} ($\lambda_1 \mu_1 \lambda_0 \mu_0$)	2^+ (221)	2^+ (221)	2^+ (221)	2^+ (221)	2^+ (221)	2^+ (221)	2^+ (221)	2^+ (221)	0^+ (201)	2^+ (221)	0^+ (201)	2^+ (221)	0^+ (201)	2^+ (221)	2^+ (221)		
$\Delta W_{\lambda_0 \mu_0}^{\lambda_1 \mu_1}$ (кэВ)	0	0.02	0.06	1.8	0.2	1.1	0.001	10	0.13	32	3.0	83	33	357	0.05	46	0.05
$C_{\lambda_0 \mu_0}^{\lambda_1 \mu_1}$	1	0.9999	0.9999	0.9987	0.9999	0.9989	0.9999	0.9907	0.9999	0.9731	0.9973	0.9340	0.9552	0.764	0.999	0.954	0.999