ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P4 - 3432

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

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

АНГАРМОНИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ

1967.

P4 - 3432

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

АНГАРМОНИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ

Направлено в Phys. Lett.

Джолос Р.В., Соловьев В.Г., Железнова К.М. P4-3432

Ангармонические эффекты в чётно-чётных деформированных ядрах

Рассмотрены примеси двухфононных состояний к наиболее низким однофононным состояниям чётно-чётных деформированных ядер, удаленных от ядер переходных областей, и показано, что эти примеси малы. Это свидетельствует о небольшой роли ангармонических эффектов в чётно-чётных деформированных ядрах.

Препринт Объединенного института ядерных исследований.
Дубна, 1967.

Dzholos R.V., Soloviev V.G., Zheleznova K.M. P4-3432

Anharmonic Effects in Even - Even Deformed Nuclei

The admixture of the two-phonon states to the lowest one-phonon states in even-even deformed nuclei removed from the transition regions is considered. It is shown that this admixture is small. It means that the anharmonic effects are not important in even-even deformed nuclei.

Preprint. Joint Institute for Nuclear Research.
Dubna, 1967.

В [1,2,3] было рассмотрено взаимодействие квазичастиц с фононами и показано, что в нечетных деформированных ядрах оно играет важную роль.

В [4] рассмотрено влияние взаимодействия квазичастиц с фононами на двухквазичастичные состояния в четных деформированных ядрах и показано, что роль этого взаимодействия существенна в нечетно-нечетных ядрах и сравнительно невелика для наиболее низких состояний в четно-четных ядрах. Взаимодействия квазичастиц с фононами приводят к появлению в однофононных состояниях примесей двухфононных состояний. Как показано в [5,6], эти примеси оказываются существенными в ряде сферических ядер и с их помощью удается объяснить сравнительно большие квадрупольные моменты наиболее низких однофонных состояний.

В настоящей работе исследуем влияние взаимодействия квазичастиц с фононами на наиболее низкие однофононные состояния в четно-четных деформированных ядрах, удаленных от ядер переходной области.

Рассмотрим примеси к наиболее низкому ($i_0 = 1$) однофононному состоянию в четно-четном деформированном ядре. Гамильтониан, описывающий взаимодействия квазичастиц с фононами, возьмем такой же, как в [1,3]. Волновую функцию, описывающую состояние с данным K^{π}, (соответствующим $\lambda_0 \mu_0$) запишем в следующем виде:

$$\Psi(K^{\pi}) = C_{i_0}(\lambda_0 \mu_0)\{Q^{+}_{i_0}(\lambda_0 \mu_0) + \sum_{\substack{i\lambda\mu \\ i'\lambda'\mu'}} D^{\lambda\mu i}_{\lambda'\mu' i'}(\lambda_0 \mu_0 i_0) Q^{+}_{i}(\lambda\mu) Q^{+}_{i'}(\lambda'\mu')\}\Psi_0 ,$$

где $Q_i(\lambda\mu)\Psi_0 = 0$, $Q_i(\lambda\mu)$ – оператор фонона мультипольности $\lambda\mu$, $i = 1,2$ – номер корня секулярного уравнения, определяющего энергии $\omega_i^{\lambda\mu}$ однофононных состояний. Таким приближением можно ограничиться, если примесь двухфононного состояния не является большой. Условие нормировки (1) имеет вид

$$C_{i_0}^2(\lambda_0\mu_0)\{1 + 2\sum_{\substack{\lambda\mu i\\ \lambda'\mu' i'}} (D_{\lambda'\mu' i'}^{\lambda\mu i}(\lambda_0\mu_0 i_0))^2\} = 1, \tag{2}$$

причем величина $C_{i_0}^2(\lambda_0\mu_0)$ определяет вклад однофононного состояния $\lambda_0\mu_0 i_0$.

Найдем среднее значение H по $\Psi(K^\pi)$ и из условия минимума энергии, как в /1,3/, найдем $C_{i_0}(\lambda_0\mu_0)$ и $D_{\lambda'\mu' i'}^{\lambda\mu i}(\lambda_0\mu_0 i_0)$. Секулярное уравнение, определяющее энергии возбужденных состояний ζ_j , получим в следующем виде:

$$\omega_{i_0}^{\lambda_0\mu_0} - \zeta_j = \frac{1}{2}\sum_{\substack{\lambda\mu i\\ \lambda'\mu' i'}} \frac{[U_{\lambda'\mu' i'}^{\lambda\mu i}(\lambda_0\mu_0 i_0)]^2}{\omega_i^{\lambda\mu} + \omega_{i'}^{\lambda'\mu'} - \zeta_j}, \tag{3}$$

где

$$U_{\lambda'\mu' i'}^{\lambda\mu i}(\lambda_0\mu_0 i_0) = \frac{1}{2}\sum_{qq'q_2} v_{qq'}\{\frac{f_{qq'}^{\lambda\mu}}{\sqrt{Y^i(\lambda\mu)}}(\psi_{q_2q}^{\lambda_0\mu_0 i_0}\psi_{q_2q'}^{\lambda'\mu' i'} +$$

$$+\phi_{q_2q}^{\lambda_0\mu_0 i_0}\phi_{q_2q'}^{\lambda'\mu' i'}) + \frac{f_{qq'}^{\lambda'\mu'}}{\sqrt{Y^{i'}(\lambda'\mu')}}(\psi_{q_2q}^{\lambda_0\mu_0 i_0}\psi_{q_2q'}^{\lambda\mu i} + \phi_{q_2q}^{\lambda_0\mu_0 i_0}\phi_{q_2q'}^{\lambda\mu i}) + \tag{4}$$

$$+\frac{f_{qq'}^{\lambda_0\mu_0}}{\sqrt{Y^{i_0}(\lambda_0\mu_0)}}(\psi_{q_2q'}^{\lambda\mu i}\phi_{q_2q}^{\lambda'\mu' i'} + \phi_{q_2q'}^{\lambda\mu i}\psi_{q_2q}^{\lambda'\mu' i'})\}.$$

Здесь $f_{qq'}^{\lambda\mu}$ – матричные элементы от оператора мультипольного момента $(\lambda\mu)$, $v_{qq'} = u_q u_{q'} - v_q v_{q'}$, суммирование по q , q' , q_2 ,проводится по уровням протонной и нейтронной систем. При суммировании в (1) и (3) по $\lambda\mu i$ учитываются квадрупольные и октупольные фононы с $i = 1,2$;

$$\psi^{\lambda\mu i}_{qq'} = \frac{1}{\sqrt{2Y^i(\lambda\mu)}} \frac{f^{\lambda\mu}_{qq'} u_{qq'}}{E(q)+E(q')-\omega^{\lambda\mu}_i}\,; \quad \phi^{\lambda\mu i}_{qq'} = \frac{1}{\sqrt{2Y^i(\lambda\mu)}} \frac{f^{\lambda\mu}_{qq'} u_{qq'}}{E(q)+E(q')+\omega^{\lambda\mu}_i}$$

Энергии однофононных состояний $\omega^{\lambda\mu}_i$ и величины $Y^i(\lambda\mu)$ приведены в /7,8/.

Используя условие нормировки, получим

$$C^{-2}_{i_0}(\lambda_0\mu_0) = 1 + \frac{1}{2}\sum_{\substack{\lambda\mu i\\ \lambda'\mu' i'}} \frac{[U^{\lambda\mu i}_{\lambda'\mu' i'}(\lambda_0\mu_0 i_0)]^2}{(\omega^{\lambda\mu}_i + \omega^{\lambda'\mu'}_{i'} - \zeta_j)^2} \tag{5}$$

$$D^{\lambda\mu i}_{\lambda'\mu' i'}(\lambda_0\mu_0 i_0) = \frac{1}{2}\, \frac{U^{\lambda\mu i}_{\lambda'\mu' i'}(\lambda_0\mu_0 i_0)}{\omega^{\lambda\mu}_i + \omega^{\lambda'\mu'}_{i'} - \zeta_j}\,. \tag{6}$$

С помощью формул (3) и (5) могут быть рассчитаны сдвиги энергий наиболее низких состояний с заданным K^π и вклады однофононных состояний и волновые функции. Результаты вычислений приведены в таблице 1. Из таблицы видно, что за исключением состояния с $K^\pi = 0^+$ в ^{166}Er (в этом ядре вблизи β - колебательного состояния находится 2-х фононное γ - колебательное состояние) примеси двухфононных состояний к однофононным можно не принимать во внимание. Это означает, что квадрупольные и октупольные колебания в сильнодеформированных ядрах с хорошей степенью точности могут считаться гармоническими, в отличие от колебаний в сферических ядрах /5,6/. Этот результат связан с тем, что функция $U^{\lambda\mu i}_{\lambda'\mu' i'}(\lambda_0\mu_0 i_0)$ является некогерентной суммой, так как величина $U^{\lambda\mu i}_{\lambda'\mu' i'}(\lambda_0\mu_0 i_0)$ для всех рассчетных случаев меньше наибольших членов в суммах.

При изучении влияния ангармоничности на более высокие состояния с данным K^π (соответствующим $\lambda_0\mu_0$), кроме первого корня $i_0 = 1$, следует учитывать второй корень $i_0 = 2$. В этом случае секулярное уравнение имеет вид:

$$P(\zeta) = \{ M^{\lambda_0\mu_0 1}_{\lambda_0\mu_0 2}(\zeta) - (\omega^{\lambda_0\mu_0}_1 - \zeta)\}\{ M^{\lambda_0\mu_0 2}_{\lambda_0\mu_0 2}(\zeta) - (\omega^{\lambda_0\mu_0}_2 - \zeta)\} - \{ M^{\lambda_0\mu_0 1}_{\lambda_0\mu_0 2}(\zeta)\}^2 = 0\,, \tag{7}$$

где

$$M^{\lambda_0 \mu_0 i_1}_{\lambda_0 \mu_0 i_2}(\zeta) = \frac{1}{2} \sum_{\substack{\lambda \mu i \\ \lambda' \mu' i'}} \frac{U^{\lambda \mu i}_{\lambda' \mu' i'}(\lambda_0 \mu_0 i_1)\, U^{\lambda \mu i}_{\lambda' \mu' i'}(\lambda_0 \mu_0 i_2)}{\omega^{\lambda \mu}_{i} + \omega^{\lambda' \mu'}_{i'} - \zeta} . \qquad (8)$$

На рис. 1 приведена функция $P(\zeta)$ для случая $\lambda_0 = 2, \mu_0 = 0$ в ^{234}U . Из рис. видно, что корни (7) весьма близки к соответствующим однофононным энергиям ω^{20}_1 и ω^{20}_2 и к двухфононным полюсам. Это означает, что примеси двухфононных состояний к однофонным и одфононных к двухфононным состояниям являются малыми.

Таким образом, примеси двухфононных состояний к наиболее низким однофононным состояниям для деформированных ядер, удаленных от ядер переходных областей, малы и ими можно пренебречь. Этот результат согласуется с выводами работы [9], полученными в рамках феноменологической модели.

Литература

1. V.G.Soloviev. Phys.Lett. 16, 308 (1965).
2. D.R.Bes, Cho Yi Chung. Nucl. Phys., 86, 581 (1966).
3. В.Г.Соловьев, П.Фогель. ДАНСССР 171,69 (1966), Nucl. Phys.A92,449(1967) Л.А.Малов, В.Г. Соловьев. Ядерная физика 5, 566 (1967). В.Г.Соловьев, П.Фогель, Г.Юнгклауссен. Известия АН, серия физическая, 31,518 (1967).
4. V.G.Soloviev. Phys.Lett., 21, 320 (1966).
5. T.Tamura and Udagawa, Phys. Rev., 150, 783 (1966).
6. E.B.Balbutzev,R.V.Jolos, Preprint JINR E4-3286 (1967). B.Sorensen, Phys.Lett 24B,328 (1967).
7. V.G.Soloviev. Atomic Energy Review 3, 117 (1965).
8. К.М.Железнова, А.А.Корнейчук, В.Г.Соловьев, П.Фогель, Г.Югнклауссен. Препринт ОИЯИ Д-2157, Дубна 1965 год.
9. J.L.Adams and H.G.Kummel, Nucl. Phys. 80, 145 (1966).

Рукопись поступила в издательский отдел
11 июля 1967 года

Таблица I.

Сдвиги энергий $\Delta\omega_{i_0}^{\lambda_0\mu_0} = \omega_{i_0}^{\lambda_0\mu_0} - \eta_i$ и вклады однофононных состояний в наиболее низкие состояния с $K^\pi = 0^+, 0^-$ и 2^+ в ^{234}U, ^{166}Er и ^{158}Dy.

Ядро	^{234}U		^{166}Er		^{158}Dy	
K^π $(\lambda_0\mu_0 i_0)$	0^+ (20I)	0^- (30I)	0^+ (20I)	2^+ (22I)	0^+ (20I)	0^- (30I)
$\Delta\omega_{i_0}^{\lambda_0\mu_0}$ (KeV)	I2	0,2	2	3	I6	2
$C_{i_0}^2(\lambda_0\mu_0)$	0,987	0,9998	0,946	0,995	0,984	0,998

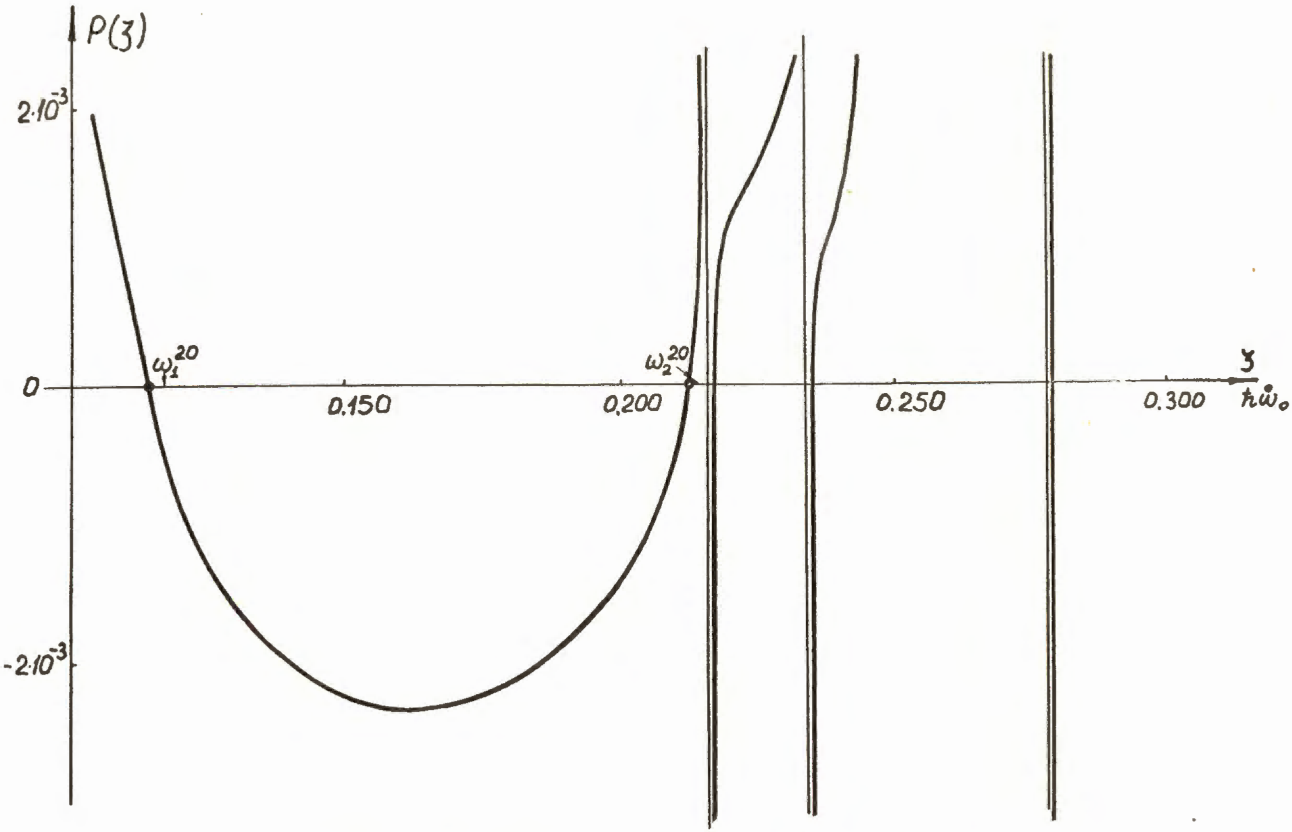

Рис. 1. Поведение функции $P(\zeta)$ для состояния $K^{\pi} = 0^{+}$ в ^{234}U.
Значения $\omega_1^{20} = 0,117\ h\overset{0}{\omega}_0$ и $\omega_2^{20} = 0,213\ h\overset{0}{\omega}_0$; полюса $\omega_1^{30} + \omega_1^{30} = 0,216\ h\overset{0}{\omega}_0$, $\omega_1^{20} + \omega_1^{20} = 0,234\ h\overset{0}{\omega}_0$, $\omega_1^{22} + \omega_1^{22} = 0,278\ h\overset{0}{\omega}_0$, обозначены вертикальными линиями.