ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

Р4 - 10358

Д.Дамбасурен

К ВОПРОСУ О КОНСТАНТАХ КВАДРУПОЛЬНОГО СПАРИВАНИЯ

1977

P4 - 10358

Д.Дамбасурен

К ВОПРОСУ О КОНСТАНТАХ КВАДРУПОЛЬНОГО СПАРИВАНИЯ

Направлено в "Известия АН СССР" /сер. физ./

Дамбасурен Д.

Р4 - 10358

К вопросу о константах квадрупольного спаривания

Исследуется мультиполь-мультипольное взаимодействие в канале частица-частица при различных соотношениях между n—n , p—p и n—p константами. Для изотопов Te и Cd рассчитаны энергии 2^+_1 -и 3^-_1 -состояний и вероятности E2- и E3 -переходов при различных значениях констант новых сил.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977

Dambasuren D.

P4 - 10358

On the Constants of Quadrupole Pairin
Pairing

Multipole-multipole interaction in the particle-particle channel at various correlations between n—n , p—p , and n—p constants is studied. For Te and Cd isotopes there were calculated the energies of 2^+- and 3^- -states and the probabilities of E2 -and E3 -transitions at various values of constants of new forces.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1977

К настоящему моменту выполнено немало работ, в которых изучается влияние дальнодействующих эффективных сил в канале частица-частица на свойства нижайших вибрационных возбуждений атомных ядер /1-5/. При этом разные авторы используют и разную функциональную форму этого взаимодействия, и разные принципы при выборе характеризующих его констант. Нам представляется интересным сравнить результаты, полученные с разным выбором констант в рамках единой расчетной схемы. Именно это и является целью настоящей работы.

Мы остановили свой выбор на мультиполь-мультипольной форме взаимодействия в канале частица-частица, как наиболее широко используемой /1-3,5/. Вид соответствующей части гамильтониана будет следующим:

$$H' = -\frac{1}{2}\sum_{\lambda\mu}\{G_\lambda(n)P^+_{\lambda\mu}(n)P_{\lambda\mu}(n) + G_\lambda(p)P^+_{\lambda\mu}(p)P_{\lambda\mu}(p) +$$

$$+ G_\lambda(np)[P^+_{\lambda\mu}(n)P_{\lambda\mu}(p) + P^+_{\lambda\mu}(p)P_{\lambda\mu}(n)]\}. \qquad /1/$$

Здесь

$$P^+_{\lambda\mu}(\tau) = \sum^{\tau}_{jj'mm'} < jm|r^\lambda \; Y_{\lambda\mu}\; i^\lambda |j'm'> a^+_{jm} a^+_{j'm'}, \; \tau = n,p;$$

$G_\lambda(n)$, $G_\lambda(p)$, $G_\lambda(np)$ - константы мультиполь-мультипольного взаимодействия в канале частица-частица /соответственно n—n , p—p и n—p /. Пока никаких специальных предположений о константах $G_\lambda(\tau)$ не делается.

Получим уравнения для энергий однофононного состояния и амплитуд двухквазичастичных компонент, входящих в его волновую функцию.

Вид оператора $P_{\lambda\mu}(r)$ после перехода к операторам квазичастиц и затем фононов /члены $\sim\alpha^+\alpha$ отброшены/ таков:

$$P_{\lambda\mu}(r)=\frac{(-1)^{\lambda-\mu}}{2}\sum_{ijj'}^{r} f^{\lambda}_{j'j}\{[v^{(-)}_{j'j}\, g^{\lambda i}_{j'j}-v^{(+)}_{j'j}\, w^{\lambda i}_{j'j}]Q^{+}_{\lambda-\mu i}+$$

$$+(-1)^{\lambda-\mu}[v^{(-)}_{j'j}\, g^{\lambda i}_{j'j}+v^{(+)}_{j'j}\, w^{\lambda i}_{j'j}]Q_{\lambda\mu i}\},\qquad /2/$$

$f^{\lambda}_{j'j}$ - приведенный матричный элемент мультипольного оператора,

$$g^{\lambda i}_{jj'}=\psi^{\lambda i}_{j'j}+\phi^{\lambda i}_{j'j},\qquad w^{\lambda i}_{j'j}=\psi^{\lambda i}_{j'j}-\phi^{\lambda i}_{j'j}.$$

Мы используем обычное определение оператора фонона:

$$Q_{\lambda\mu i}=\frac{1}{2}\sum_{j'j}\{\psi^{\lambda i}_{j'j}[\alpha_{jm}\,\alpha_{j'm'}]_{\lambda\mu}-(-1)^{\lambda-\mu}\phi^{\lambda i}_{j'j}[\alpha^{+}_{jm}\alpha^{+}_{j'm'}]_{\lambda-\mu}\}.$$

Полный гамильтониан, помимо слагаемого /1/, включает также обычные члены: среднее поле для протонов и нейтронов, спаривательные силы в форме БКШ и мультиполь-мультипольных взаимодействий в канале частица-дырка. Вид полного гамильтониана в приближении хаотических фаз будет следующим:

$$H=\sum_{jm}\epsilon_j\,\alpha^{+}_{jm}\,\alpha_{jm}-\frac{1}{8}\sum_{\substack{\lambda\mu\\ ii'}}\{[\kappa_\lambda R^{\lambda i}R^{\lambda i'}+$$

$$+G_\lambda(n)(L^{\lambda i}_{n}L^{\lambda i'}_{n}+M^{\lambda i}_{n}M^{\lambda i'}_{n})+G_\lambda(p)(L^{\lambda i}_{p}L^{\lambda i'}_{p}+M^{\lambda i}_{p}M^{\lambda i'}_{p})+$$

$$+2G_\lambda(np)(L^{\lambda i}_{n}L^{\lambda i'}_{p}+M^{\lambda i}_{n}M^{\lambda i'}_{p})]\times$$

$$\times[Q_{\lambda-\mu i}\,Q^{+}_{\lambda-\mu i'}+Q^{+}_{\lambda\mu i}Q_{\lambda\mu i'}]+[\kappa_\lambda R^{\lambda i}R^{\lambda i'}+$$

$$+G_\lambda(n)(L^{\lambda i}_{n}L^{\lambda i'}_{n}-M^{\lambda i}_{n}M^{\lambda i'}_{n})+G_\lambda(p)(L^{\lambda i}_{p}L^{\lambda i'}_{p}-M^{\lambda i}_{p}M^{\lambda i'}_{p})+$$

$$+2G_\lambda(np)(L^{\lambda i}_{n}L^{\lambda i'}_{p}-M^{\lambda i}_{n}M^{\lambda i'}_{p})][Q^{+}_{\lambda\mu i}\,Q^{+}_{\lambda\mu i'}+Q_{\lambda-\mu i}\,Q_{\lambda\mu i'}]\}.\qquad /3/$$

Заметим, что для дальнодействующего взаимодействия в канале частица-дырка предполагается равенство n−n, p−p и n−p констант.

В формуле /3/ введены следующие обозначения:

$$R^{\lambda i}\equiv R^{\lambda i}_{n}+R^{\lambda i}_{p}\equiv\sum^{n}_{jj'}f^{\lambda}_{j'j}\,u^{(+)}_{j'j}\,g^{\lambda i}_{j'j}+\sum^{p}_{j'j}f^{\lambda}_{j'j}\,u^{(+)}_{j'j}\,g^{\lambda i}_{j'j},$$

$$L^{\lambda i}_{r}=\sum^{r}_{j'j}f^{\lambda}_{j'j}\,v^{(-)}_{j'j}\,g^{\lambda i}_{j'j},\qquad M^{\lambda i}_{r}=\sum^{r}_{j'j}f^{\lambda}_{j'j}\,v^{(-)}_{j'j}\,w^{\lambda i}_{j'j}.$$

Уравнения для энергии однофононного состояния $\omega_{\lambda i}$ и амплитуд $\psi^{\lambda i}_{jj}$, $\phi^{\lambda i}_{jj}$ получаются с помощью вариационного принципа /6/:

$$\delta\{<Q_{\lambda\mu i}\,|H|\,Q^{+}_{\lambda\mu i}>-\frac{\omega_{\lambda i}}{2}(\sum_{j'j}g^{\lambda i}_{j'j}\,w^{\lambda i}_{j'j}-1)\}=0,$$

$$<Q_{\lambda\mu i}\,|H|\,Q^{+}_{\lambda\mu i}>=\frac{1}{4}\sum_{j'j}\epsilon_{jj'}[(g^{\lambda i}_{j'j})^2+(w^{\lambda i}_{j'j})^2]-$$

$$-\frac{1}{4}\{\kappa_\lambda(R^{\lambda i})^2+G_\lambda(n)[(L^{\lambda i}_{n})^2+(M^{\lambda i}_{n})^2]+$$

$$+G_\lambda(p)[(L^{\lambda i}_{p})^2+(M^{\lambda i}_{p})^2]+2G_\lambda(np)(L^{\lambda i}_{n}L^{\lambda i}_{p}+M^{\lambda i}_{n}M^{\lambda i}_{p})\}.$$

Учитывая, что

$$\frac{\delta L^{\lambda i}_{r}}{\delta g^{\lambda i}_{j'j}} = (f^{\lambda}_{j'j}\; v^{(-)}_{j'j})_{r}\,, \qquad \frac{\delta M^{\lambda i}_{r}}{\delta w^{\lambda i}_{j'j}} = (f^{\lambda}_{j'j}\; v^{(+)}_{j'j})_{r}\,,$$

$$\frac{\delta R^{\lambda i}}{\delta g^{\lambda i}_{j'j}} = (f^{\lambda}_{j'j}\; u^{(+)}_{j'j})\,,$$

а все прочие вариации функций $L^{\lambda i}_{r}$, $M^{\lambda i}_{r}$ и $R^{\lambda i}$ по $g^{\lambda i}_{j'j}$ и $w^{\lambda i}_{j'j}$ равны О, получим следующую систему уравнений для $g^{\lambda i}_{j'j}$, $w^{\lambda i}_{j'j}$:

$$\epsilon_{j'_r j_r} g^{\lambda i}_{j'_r j_r} - \omega_{\lambda i} w^{\lambda i}_{j'_r j_r} - [G_{\lambda}(r) f^{\lambda}_{j'_r j_r} v^{(-)}_{j'_r j_r} L^{\lambda i}_{r} + G_{\lambda}(np) f^{\lambda}_{j'_r j_r} v^{(-)}_{j'_r j_r} L^{\lambda i}_{\bar r} + \kappa_{\lambda} f^{\lambda}_{j'_r j_r} u^{(+)}_{j'_r j_r} R^{\lambda i}] = 0,$$

$$\epsilon_{j'_r j_r} w^{\lambda i}_{j'_r j_r} - \omega_{\lambda i} g^{\lambda i}_{j'_r j_r} - (G_{\lambda}(r) f^{\lambda}_{j'_r j_r} v^{(+)}_{j'_r j_r} M^{\lambda i}_{r} + G_{\lambda}(np) f^{\lambda}_{j'_r j_r} v^{(+)}_{j'_r j_r} M^{\lambda i}_{\bar r}) = 0. \qquad /4/$$

В /4/, если индекс $r = (n,p)$, то $\bar r = (p,n)$. Простыми преобразованиями систему /4/ можно свести к системе пяти однородных уравнений относительно функций $R^{\lambda i}$, $L^{\lambda i}_{n}$, $L^{\lambda i}_{p}$, $M^{\lambda i}_{n}$, $M^{\lambda i}_{p}$. Условие существования нетривиального решения этой системы приводит нас к уравнению для $\omega_{\lambda i}$, которое записывается в виде равенства О следующего детерминанта:

$$\begin{vmatrix}
\kappa_{\lambda} F^{\lambda i} - 1 & \kappa_{\lambda} X^{+}_{\lambda i}(n) & \kappa_{\lambda} X^{+}_{\lambda i}(p) & \omega_{\lambda i}\kappa_{\lambda} X^{-}_{\lambda i}(n) & \omega_{\lambda i}\kappa_{\lambda} X^{-}_{\lambda i}(p) \\
G_{\lambda}(n) X^{+}_{\lambda i}(n) + G_{\lambda}(np) X^{+}_{\lambda i}(p) & G_{\lambda}(n) N^{+}_{\lambda i}(n) - 1 & G_{\lambda}(np) N^{+}_{\lambda i}(p) & \omega_{\lambda i} G_{\lambda}(n) N_{\lambda i}(n) & \omega_{\lambda i} G_{\lambda}(np) N_{\lambda i}(p) \\
G_{\lambda}(p) X^{+}_{\lambda i}(p) + G_{\lambda}(np) X^{+}_{\lambda i}(n) & G_{\lambda}(np) N^{+}_{\lambda i}(n) & G_{\lambda}(p) N^{+}_{\lambda i}(p) - 1 & \omega_{\lambda i} G_{\lambda}(np) N_{\lambda i}(n) & \omega_{\lambda i} G_{\lambda}(p) N_{\lambda i}(p) \\
\omega_{\lambda i}[G_{\lambda}(n) X^{-}_{\lambda i}(n) + G_{\lambda}(np) X^{-}_{\lambda i}(p)] & \omega_{\lambda i} G_{\lambda}(n) \times N_{\lambda i}(n) & \omega_{\lambda i} G_{\lambda}(np) N_{\lambda i}(p) & G_{\lambda}(n) N^{-}_{\lambda i}(n) - 1 & G_{\lambda}(np) N^{-}_{\lambda i}(p) \\
\omega_{\lambda i}[G_{\lambda}(p) X^{-}_{\lambda i}(p) + G_{\lambda}(np) X^{-}_{\lambda i}(n)] & G_{\lambda}(np) N_{\lambda i}(p) & \omega_{\lambda i} G_{\lambda}(p) N_{\lambda i}(p) & G_{\lambda}(np) N^{-}_{\lambda i}(n) & G_{\lambda}(p) N^{-}_{\lambda i}(p) - 1
\end{vmatrix} = 0. \qquad /5/$$

В /5/ введены следующие новые обозначения:

$$F^{\lambda i}=\sum_{j'j}\frac{(f^{\lambda}_{j'j}\,u^{(+)}_{j'j})^2}{\epsilon^2_{j'j}-\omega^2_{\lambda i}}\,\epsilon_{j'j}\,,\qquad X^{+}_{\lambda i}(\tau)=\sum^{\tau}_{j'j}\frac{(f^{\lambda}_{j'j})^2u^{(+)}_{j'j}v^{(-)}_{j'j}}{\epsilon^2_{j'j}-\omega^2_{\lambda i}}\,\epsilon_{j'j}\,,$$

$$X^{-}_{\lambda i}(\tau)=\sum^{\tau}_{j'j}\frac{(f^{\lambda}_{j'j})^2u^{(+)}_{j'j}v^{(+)}_{j'j}}{\epsilon^2_{j'j}-\omega^2_{\lambda i}}\,,\qquad N_{\lambda i}(\tau)=\sum^{\tau}_{j'j}\frac{(f^{\lambda}_{j'j})^2v^{(+)}_{j'j}v^{(-)}_{j'j}}{\epsilon^2_{j'j}-\omega^2_{\lambda i}}\,,$$

$$N^{+}_{\lambda i}(\tau)=\sum^{\tau}_{j'j}\frac{(f^{\lambda}_{j'j}\,v^{(-)}_{j'j})^2}{\epsilon^2_{j'j}-\omega^2_{\lambda i}}\,\epsilon_{j'j}\,,\qquad N^{-}_{\lambda i}(\tau)=\sum^{\tau}_{j'j}\frac{(f^{\lambda}_{j'j}\,v^{(+)}_{j'j})^2\epsilon_{j'j}}{\epsilon^2_{j'j}-\omega^2_{\lambda i}}\,.$$

Используя уравнения /4/ и условия нормировки амплитуд $\psi^{\lambda i}_{j'j}$ и $\phi^{\lambda i}_{j'j}$, можно найти их явный вид:

$$\psi^{\lambda i}_{j'j}(\tau)=\frac{f^{\lambda}_{j'j}(\tau)}{\sqrt{2Y(\lambda i)}}\;\frac{\{u^{(+)}_{j'j}+T_{\lambda i}(\tau)v^{(-)}_{j'j}+S_{\lambda i}(\tau)v^{(+)}_{j'j}\}}{\epsilon_{j'j}-\omega_{\lambda i}}\,,$$

/6/

$$\phi^{\lambda i}_{j'j}(\tau)=\frac{f^{\lambda}_{j'j}(\tau)}{\sqrt{2Y(\lambda i)}}\;\frac{\{u^{(+)}_{j'j}+T_{\lambda i}(\tau)v^{(-)}_{j'j}-S_{\lambda i}(\tau)v^{(+)}_{j'j}\}}{\epsilon_{j'j}+\omega_{\lambda i}}\,.$$

Если через A_{ij} обозначить миноры матрицы, входящей в уравнение /5/, то

$$T_{\lambda i}(n)=\frac{1}{A_{51}}[G_{\lambda}(n)A_{52}+G_{\lambda}(np)A_{53}],$$

$$T_{\lambda i}(p)=\frac{1}{A_{51}}[G_{\lambda}(p)A_{53}+G_{\lambda}(np)A_{52}],$$

$$S_{\lambda i}(n)=\frac{1}{A_{51}}[G_{\lambda}(n)A_{54}+G_{\lambda}(np)A_{55}],$$

$$S_{\lambda i}(p)=\frac{1}{A_{51}}[G_{\lambda}(p)A_{55}+G_{\lambda}(np)A_{54}],$$

$$Y(\lambda i)=\frac{(F^{\lambda i})'}{2}+\sum_{\tau}\{T_{\lambda i}(\tau)[X^{+}_{\lambda i}(\tau)]'+\frac{[T_{\lambda i}(\tau)]'}{2}[N^{+}_{\lambda i}(\tau)]'+$$

$$+S_{\lambda i}(\tau)[\omega_{\lambda i}X^{-}_{\lambda i}(\tau)]'+S_{\lambda i}(\tau)T_{\lambda i}(\tau)[\omega_{\lambda i}N_{\lambda i}(\tau)]'+$$

$$+\frac{[S_{\lambda i}(\tau)]^2}{2}[N^{-}_{\lambda i}(\tau)]'\}. \qquad /7/$$

Штрих означает производную по ω от соответствующей функции.

Ясно, что из уравнений /5/ следуют как частные случаи уравнения работ /2,5/ ($G_{\lambda}(n)=G_{\lambda}(p)=G_{\lambda}(np)$) и другие /когда $\kappa_{\lambda}=0$ или $G_{\lambda}(\tau)=0$ /. Выпишем секулярное уравнение для случая $G_{\lambda}(np)=0$:

$$\begin{vmatrix} F^{\lambda i}-\frac{1}{\kappa_{\lambda}} & X^{+}_{\lambda i}(n) & X^{+}_{\lambda i}(p) & \omega_{\lambda i}X^{-}_{\lambda i}(n) & \omega_{\lambda i}X^{-}_{\lambda i}(p)\\ X^{+}_{\lambda i}(n) & N^{+}_{\lambda i}(n)-\frac{1}{G_{\lambda}(n)} & 0 & \omega_{\lambda i}N_{\lambda i}(n) & 0\\ X^{+}_{\lambda i}(p) & 0 & N^{+}_{\lambda i}(p)-\frac{1}{G_{\lambda}(p)} & 0 & \omega_{\lambda i}N_{\lambda i}(p)\\ \omega_{\lambda i}X^{-}_{\lambda i}(n) & \omega_{\lambda i}N_{\lambda i}(n) & 0 & N^{-}_{\lambda i}(n)-\frac{1}{G_{\lambda}(n)} & 0\\ \omega_{\lambda i}X^{-}_{\lambda i}(p) & 0 & \omega_{\lambda i}N_{\lambda i}(p) & 0 & N^{-}_{\lambda i}(p)-\frac{1}{G_{\lambda}(p)} \end{vmatrix}=0.$$

/5′/

Изменения в формулах /6/ и последующих очевидны.

Конкретные расчеты были проведены нами для 2^{+}_{1} – и 3^{-}_{1} – состояний в ядрах $^{124-130}$Te и $^{110-116}$Cd. В работе /5/

Таблица I

Энергии 2^+_1 -уровней и $B(E2)$ величины, рассчитанные для разных констант G_2.

Ядро	$E(2^+_1)$ МэВ			$B(E2,\ 0^+_1 \to 2^+_1)\ e^2(\text{Ферм})^2$			
	эксп.	$G_n = G_p = G_{np}$	$G_{np} = 0$	эксп.	$G_n = G_p = G_{np}$	$G_{np} = 0$	$G_n \neq G_p,\ G_{np} = 0$
^{124}Te	0,602	0,479	0,942	0,60	0,43 (0,12)x/	0,71 (0,19)	1,17 (0,27)
^{126}Te	0,666	0,585	0,983	0,49	0,34 (0,09)	0,66 (0,17)	1,05 (0,25)
^{128}Te	0,743	0,732	1,116	0,39	0,27 (0,07)	0,54 (0,15)	1,03 (0,25)
^{130}Te	0,840	0,914	1,322	0,30	0,20 (0,06)	0,41 (0,12)	1,10 (0,29)
^{110}Cd	0,658	0,731	1,069	0,48	0,42 (0,11)	0,73 (0,19)	1,50 (0,41)
^{112}Cd	0,617	0,640	0,962	0,51	0,48 (0,12)	0,86 (0,22)	1,65 (0,44)
^{114}Cd	0,558	0,533	0,830	0,56	0,58 (0,15)	1,00 (0,26)	1,84 (0,47)
^{116}Cd	0,514	0,415	0,683	0,62	0,74 (0,18)	1,25 (0,31)	1,95 (0,49)

x/ В скобках приведены значения $B(E2)$ при $e^* = 0$.

для этих изотопов были подобраны константы κ_2 и G_2, позволяющие с удовлетворительной точностью описать энергии $E(2^+_1)$ и $E(3^-_1)$. Подгонка констант проводилась в предположении, что $\kappa_2(n) = \kappa_2(p) = \kappa_2(np)$ и $G_2(n) = G_2(p) = G_2(np)$. При этом оказалось, однако, что для правильного описания $B(E2)$ -величин приходится вводить большой эффективный заряд e^*. В *табл. 1* представлены результаты расчетов $E(2^+_1)$ и $B(E2)$ для этих ядер с теми же значениями констант κ_2 и $G_2(n)$, $G_2(p)$, что и в [5], но $G_2(np) = 0$. В результате выключения n–p квадрупольного взаимодействия в канале частица-частица энергии 2^+_1 -уровней заметно увеличились, равно возросла и вероятность E2 -перехода на эти состояния. Если учесть, что для уменьшения разницы между $E(2^+_1)_{\text{эксп}}$ и новым рассчитанным значением энергии 2^+_1 -уровня следует увеличить константу κ_2, а это приведет к еще большему возрастанию $B(E2)$, мы получим вполне удовлетворительное описание E2 -переходов при малых значениях e^* /для сравнения в *табл. 1* приведены значения $B(E2)$ и при $e^* = 0$ /. Таким образом, основную роль в неудовлетворительном описании вероятностей электрических переходов, на которое указывалось в [5], играют n–p -силы в канале частица-частица.

В работах [1] сформулирован и применен в расчетах спектров деформированных ядер принцип, на основании которого можно вводить в гамильтониан новые компоненты взаимодействия в канале частица-частица. Этот принцип - восстановление градиентной инвариантности ядерного гамильтониана. Вводя "восстанавливающие" /для определенных возбуждений, конечно/ новые силы, их константы связывают с константами спаривательного БКШ-взаимодействия. Так, если вводить новые силы в канале частица-частица в мультиполь-мультипольном виде, то соотношения между новыми и обычными спаривательными константами $G(\tau)$ будут следующими:

$$G_\lambda(\tau) = G(\tau)\,\frac{2\pi(2\lambda + 3)}{r_0^{2\lambda}}\,A^{-2\lambda/3}, \qquad /8/$$

где $R_0 = r_0 \cdot A^{1/3}$ - радиус ядра, $G_\lambda(np) = 0$. В *табл. 1* представлены также и результаты расчетов с констан-

Таблица 2

Энергии 3_1^- -уровней и величины $B(E3)$, рассчитанные для разных констант G_3.

Ядро	$E(3_1^-)$ МэВ			$B(E3,\ 0_1^+ \to 3_1^-)\ e^2\,(б_{адр})^3$		
	эксп.	$G_n=G_p=G_{np}$	$G_{np}=0$	$G_n=G_p=G_{np}$	$G_{np}=0$	$G_n \neq G_p,\ G_{np}=0$
^{124}Te	2,294	2,225	2,700	0,24 (0,06)x/	0,27 (0,07)	0,36 (0,08)
^{126}Te	2,320	2,300	2,792	0,26 (0,07)	0,30 (0,08)	0,45 (0,II)
^{128}Te	2,500	2,382	2,874	0,28 (0,07)	0,32 (0,08)	0,43 (0,I0)
^{130}Te	2,320	2,476	2,942	0,30 (0,08)	0,33 (0,09)	0,56 (0,I3)
^{110}Cd	2,078	2,024	2,382	0,I7 (0,04)	0,22 (0,05)	0,30 (0,07)
^{112}Cd	2,005	I,984	2,330	0,I8 (0,04)	0,24 (0,06)	0,3I (0,07)
^{114}Cd	I,950	I,977	2,3I8	0,I9 (0,04)	0,26 (0,06)	0,34 (0,08)
^{116}Cd	I,945	2,006	2,348	0,I9 (0,04)	0,28 (0,07)	0,36 (0,08)

x/ В скобках приведены значения $B(E3)$ при $e^* = 0$.

тами /8/ вероятностей $B(E2)$, при этом κ_2 подбиралась в каждом ядре так, чтобы $E(2_1^+)_{эксп} = E(2_1^+)_{теор}$. Из *табл. 1* видно, что происходит дальнейшее увеличение вероятности переходов. Однако константу κ_2 не удается подобрать таким образом, чтобы во всех ядрах удовлетворительно описать $E(2_1^+)_{эксп}$, не изменяя κ_2. Стабилизация констант, на которую мы указывали в работе /5/, исчезает. Отметим также, что значения $G_2(r)$, полученные по формуле /8/, оказываются почти на порядок больше тех, что были выбраны в /5/ при условии $G_2(n) = G_2(p) = G_2(np)$.

В *табл. 2* приведены результаты расчетов для 3_1^- -уровней. Рассматривались те же самые варианты, что и для 2_1^+ -уровней. Общий характер получившихся результатов тот же самый, хотя влияние новых сил /в данном случае октуполь-октупольных/ не проявляется столь резко, как для 2^+ -возбуждений. В частности, слабо изменяются величины $B(E3)$.

В *табл. 3* мы привели данные по структуре 2_1^+ - и 3_1^- -состояний /на примере ядра ^{126}Te/, как она получается при разном выборе $G_\lambda(r)$. Бросается в глаза маленький вклад протонных конфигураций и особенно его уменьшение для констант, выбранных из принципа градиентной инвариантности. Этот факт находит свое отражение в довольно резкой зависимости $B(E2)$ и $B(E3)$ от эффективного заряда, т.к. включение нейтронов, дающих большой вклад в волновую функцию, даже с малым весом заметно увеличивает вероятность перехода. Сильная зависимость структуры состояний от того или иного выбора констант $G_\lambda(r)$ делает сомнительным утверждение авторов работ /2/ о том, что включение квадрупольного спаривания необходимо для объяснения эксперимента по (p,t) —реакции с возбуждением 2_1^+ -уровня. Результаты /2/ могут заметно изменяться при другом выборе констант G_2.

В заключение автор выражает искреннюю благодарность В.Г.Соловьеву за постоянное руководство, А.И.Вдовину и Ч.Стоянову за помощь и полезные обсуждения в процессе работы.

Таблица 3

Структура 2_1^+- и 3_1^-- состояний в ^{126}Te

Нейтроны	$G_\lambda(\tau)=0$	$G_\lambda(n)=G_\lambda(p)=G_\lambda(np)$	$G_\lambda(n)=G_\lambda(p)$, $G_\lambda(np)=0$	$G_\lambda(n)\neq G_\lambda(p)$, $G_\lambda(np)=0$	Протоны	$G_\lambda(\tau)=0$	$G_\lambda(n)=G_\lambda(p)=G_\lambda(np)$	$G_\lambda(n)=G_\lambda(p)$, $G_\lambda(np)=0$	$G_\lambda(n)\neq G_\lambda(p)$, $G_\lambda(np)=0$
Структура 2_1^+ -состояния (в %)									
$h_{11/2}\ h_{11/2}$	47,5	36,I	44,8	54,4	$d_{5/2}\ d_{5/2}$	7,2	9,5	I0,2	3,I
$d_{3/2}\ s_{1/2}$	I2,6	9,5	II,5	I4,I	$g_{7/2}\ g_{7/2}$	7,0	I0,2	9,9	2,5
$d_{3/2}\ d_{3/2}$	9,I	6,9	8,6	I0,4	$d_{5/2}\ g_{7/2}$	I,6	I,0	I,2	I,7
Структура 3_1^- -состояний (в %)									
$h_{11/2}\ d_{3/2}$	39,8	26,6	36,9	50,4	$h_{11/2}\ g_{7/2}$	3,8	2,I	2,8	4,0
$h_{11/2}\ g_{7/2}$	6,4	4,2	7,5	7,6	$h_{11/2}\ d_{5/2}$	I4,I	27,8	25,0	3,9
$f_{7/2}\ s_{1/2}$	6,8	6,0	5,I	6,I	$g_{7/2}\ p_{1/2}$	I,3	0,8	I,0	I,4

Литература

1. Беляев С.Т. ЯФ, 1966, 4, 936.
   Румянцев Б.А., Телицын В.Б. ЯФ, 1972, 15, 69О.
2. Rangacharyubi C., Toki H., Aoki Y., et al. Lett.Nuovo Cim., 1975, 14, 95;

   Toki H., Sano M. Osaka University, Laboratory of Nuclear Studies report (OULNS 73–6).
3. Ragnarsson I., Broglia R.A. Preprint Nordita –75/8, 1975.
4. Birbrair B.L., Erokhina K.I., Lemberg I.Kh. Nucl.Phys., 1970, A145, 129.
5. Вдовин А.И., Дамбасурен Д., Соловьев В.Г., Стоянов Ч. Изв. АН СССР, сер. физ., 1976, 4О, 2183.
6. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер. М., Наука, 1971.

Рукопись поступила в издательский отдел 4 января 1977 года.