

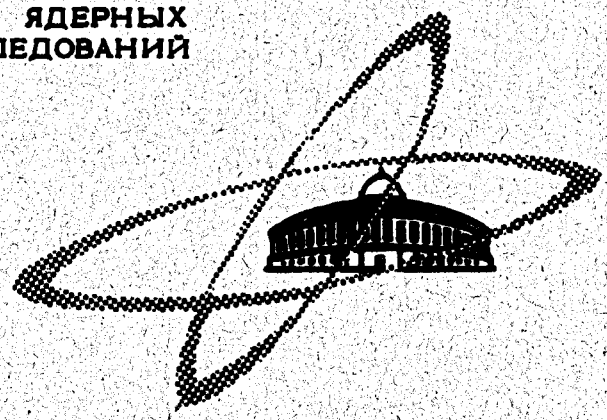
10/11-70

Г-122

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

6 - 4813



С. Габраков, Ж. Желев, Н.Г. Зайцева, И. Пенев,  
С.С. Сабиров

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ  
120, 120 m J, 122 J, 126 J.  
О ПРИРОДЕ УРОВНЕЙ ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ИЗОТОПОВ  
ТЕЛЛУРА (A = 120, 122, 124, 126)

1969

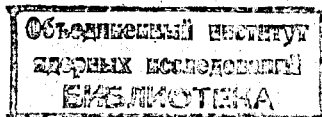
6 - 4813

С. Габраков, Ж. Желев, Н.Г. Зайцева, И. Пенев,  
С.С. Сабиров

ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ  
120, 120 m J, 122 J, 126 J.

О ПРИРОДЕ УРОВНЕЙ ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ИЗОТОПОВ  
ТЕЛЛУРА (A = 120, 122, 124, 126)

Направлено в "Известия АН СССР"



Нейтронodefицитные чётно-чётные изотопы теллура интересны для изучения коллективных уровней в сферических ядрах. Известно, что низлежащие коллективные состояния в ядрах теллура имеют вибрационный характер. За последние годы эти ядра интенсивно изучаются разными методами. Два года назад нами было начато исследование свойств указанных изотопов методами бета- и гамма-спектроскопии.

Возбужденные уровни теллура ( $A = 120, 122, 124, 126$ ) можно изучать при распаде йода, а также при распаде сурьмы. Изучению уровней вышеуказанных изотопов теллура посвящен ряд работ <sup>/1,2/</sup>, в которых при помощи сцинтилляционных гамма-спектрометров исследовались гамма-спектры.

Недавно в работах <sup>/3,4,5/</sup> спектры гамма-лучей при распаде йода изучались при помощи  $\text{Ge(Li)}$ -детекторов. Спектры электронов внутренней конверсии и позитронов исследованы недостаточно.

Полученные нами результаты при изучении распада  $^{124}\text{J}$  опубликованы в работах <sup>/6,7,8/</sup>. Предварительные результаты исследования излучения  $^{120, 120\text{-m}}\text{J}$ ,  $^{122}\text{J}$ ,  $^{126}\text{J}$  были представлены на XIX всесоюзное и XI рабочее совещание по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра в Ереване <sup>/9,12/</sup> и Дубне <sup>/10,11/</sup> в 1969 году.

Спектры позитронов и электронов внутренней конверсии изучались при помощи бета-спектрометра с двойной фокусировкой на угол  $2\pi\sqrt{2}$  ( $R = 0,20\%$ ,  $\Omega = 0,1\%$ ). Исследование спектра гамма-лучей йода проведено с помощью полупроводникового гамма-спектрометра. При измерениях были использованы  $\text{Ge(Li)}$  -детекторы коаксиального типа с чувствительными объемами  $6, 10, 12, 30 \text{ см}^3$  и разрешением  $4,0 + 5,0 \text{ кэВ}$  на линии  $E_\gamma = 1332 \text{ кэВ}$   $^{60}\text{Co}$ .

При помощи гамма-спектрометра на базе ЭВМ "Минск-2" произведены измерения  $\gamma$ - $\gamma$  и  $\gamma(511)$ - $\gamma$  совпадений. При этом были использованы  $\text{Ge(Li)} - \text{Ge(Li)}$  - детекторы с чувствительными объемами  $30 - 30$  и  $30 - 10 \text{ см}^3$ .

В качестве источника использовался препарат йода, выделенный из мишеней лантана и церия, облученных протонами с энергией  $660 \text{ МэВ}$  на синхротронном ОИЯИ. Методика выделения высокоактивного препарата йода описана в работе <sup>/13/</sup>. Для изучения гамма-спектров  $^{120}\text{J}$  и  $^{122}\text{J}$  были использованы еще и препараты йода, полученные накоплением при распаде  $^{120}\text{Xe}$  и  $^{122}\text{Xe}$ .

Препараты  $^{122}\text{J}$  через 20 часов после облучения готовились из накопившегося йода при распаде  $^{122}\text{Xe}$ . Выделение препаратов йода из ксенона производилось каждые 5-6 минут.

Кроме того изучались гамма-лучи  $^{122}\text{J}$  в равновесии с  $^{122}\text{Xe}$ .

Источники для бета-спектрометра изготавливались выпариванием активного раствора фракции йода на серебряной фольге сразу после выделения. Препараты для исследования гамма-спектра короткоживущих изотопов изготавливались сразу после выделения, а для долгоживущих изотопов ( $^{124}\text{J}$  и  $^{126}\text{J}$ ) - спустя 6 дней после облучения с повторной очисткой препарата йода от дочерних продуктов.

Распад  $^{120}\text{I}$  и  $^{120\text{m}}\text{I}$ . При распаде  $^{120}\text{J}$  ( $T_{1/2} = 85$  мин) и  $^{120\text{m}}\text{J}$  ( $T_{1/2} = 53$  мин) обнаружено  $\approx 100$  гамма-переходов. Идентификация производилась по периоду полураспада. Были приняты также во внимание и данные о гамма-лучах  $^{119}\text{J}/14/$ ,  $^{121}\text{J}/15/$ ,  $^{123}\text{J}/16/$ . Сравнивая гамма-спектры препаратов йода, выделенные из цериевой мишени и накопленные при распаде  $^{120}\text{Xe}$ , можно идентифицировать гамма-переходы  $^{120\text{m}}\text{J}$ . Результаты исследований гамма-лучей  $^{120}\text{J}$  и  $^{120\text{m}}\text{J}$  приведены в таблице 1.

Впервые исследованы спектры электронов внутренней конверсии на К-оболочке при распаде  $^{120}\text{J}$  и  $^{120\text{m}}\text{J}$ .

Измерен ряд К-конверсионных линий наиболее интенсивных гамма-переходов. Полученные результаты приведены в таблице 2.

На бета-спектрометре также исследовалось  $\beta^+$ -излучение  $^{120}\text{J}$ . Обнаружены 5 компонент с граничными энергиями  $4595 \pm 15$ ,  $4030 \pm 20$ ,  $3400$ ,  $2490 \pm 50$ ,  $1540 \pm 80$  кэВ и интенсивностями в процентах на распад соответственно  $19,0$ ;  $13,5$ ;  $3,4$ ;  $6,7$ ;  $\approx 2,5$ , которые по оценкам периода полураспада ( $T_{1/2} = 85 \pm 5$  мин) следует отнести к распаду  $^{120}\text{J}$ .

При определении интенсивности  $\beta^+$ -компоненты и заселенности уровней была принята за сто процентов сумма интенсивностей гамма-переходов, конверсионных электронов,  $\beta^+$ -компонент и захват на основное состояние  $^{120}\text{Te}$ . При учёте захвата на основное состояние  $^{120}\text{Te}$  было использовано теоретическое значение  $(K/\beta^+)_{\text{уник.}} = 0,21^{19/}$ . Интенсивности  $\beta^+$ -компоненты нормированы с интенсивностями перехода  $560$  кэВ в одинаковых единицах.

Определены коэффициенты внутренней конверсии гамма-переходов из отношения  $I_k/I_\gamma$ . Связь шкал интенсивностей гамма-лучей и электронов внутренней конверсии произведена по E2 переходу  $560$  кэВ ( $a_k =$

Таблица 1

Энергии и относительные интенсивности  $\gamma$ -переходов,  
возникающих при распаде  $^{120,120m}\text{J}$

$E_{\gamma}$ , кэВ	$I_{\gamma}$	$E_{\gamma}$ , кэВ	$I_{\gamma}$	$E_{\gamma}$ , кэВ	$I_{\gamma}$	$E_{\gamma}$ , кэВ	$I_{\gamma}$
543	1,2	1665	0,5	2455	3,2	3442	0,3
560	100	1674	0,7	2492	1,8	3545	0,4
601	8,0	1760	0,7	2510	0,4	3580	0,4
614	0,9	1764	0,7	2525	0,4	3608	0,9
641	11,8	1769	0,3	2564	4,6	3694	0,4
653	0,3	1777	1,4	2638	0,3	3742	0,4
662	1,6	1790	1,8	2654	0,3	4120	0,4
702	0,6	1872	0,5	2693	0,8	4134	0,4
713	0,2	1877	0,5	2740	0,6	4148	0,4
733	0,2	1896	1,2	2747	0,4	4188	0,4
752	0,4	1911	0,8	2778	0,5	4283	0,4
764	0,4	1924	0,7	2800	0,4	4288	0,3
923	0,8	1935	0,4	2807	1,4	4413	0,2
1039	0,7	2034	0,5	2829	0,3	$^{120m}\text{J} \rightarrow ^{120}\text{Te}$	
1100	0,6	2045	0,3	2862	0,6	560	124
1201	4,8	2082	1,3	2931*	0,8	601	124
1254	1,3	2096	0,5	2939	0,4	614	100
1302	1,2	2110	0,6	2987	0,6	728,5	13
1383	0,7	2131	1,4	3029	0,5	976	44
1413	2,3	2142	0,5	3047*	1,8	1054	12
1425	1,8	2158	0,5	3082	0,4	1328	~8
1493	0,5	2172	1,0	3098	0,5	1348	32
1525	17,3	2181	0,7	3160	0,3	1405	25
1536	1,3	2190	2,3	3182	0,9	1443	~15
1540	0,8	2218	0,3	3334	0,3	1453	~15
1546	1,4	2379	1,2	3395	0,4		
1605	1,0	2404	1,4				

\* СЛОЖНАЯ ЛИНИЯ.

Примечание: Интенсивность  $\gamma$ -переходов определена с точностью  
10 + 35%.

Точность определения энергии  $\gamma$ -переходов составляет 0,1%.

Таблица 2

Данные о коэффициентах внутренней конверсии на К-оболочке

 $\gamma$  - переходов в ядре.  $^{120}\text{Te}$ 

$E_{\gamma}$ , кэВ	$I_{\gamma}$	$I_k \cdot 10^2$	$I_k / I_{\gamma} \cdot 10^4$	Тип мультипольности
543,0±0,5	23	18,6	81,0	E2
560,0±0,5	1923	1000	52,0	Принято E2
601,0±0,5	158	75	47,5	E2
641,0±0,5	215	76	35,3	E2
653,0±1,0	7	2,5	37,0	E2, E2+M1
659,0±1,5	(~8)	3,0	37,5	E2, E2+M1
662,0±1,0	25	7,0	28,0	E2
730,0±1,0	<5	4,0	>80	(M2 или E0)
733,0±1,0	4	1,6	42,0	M1+E2
1100,0±1,5	11,5	2,0	17,0	M1+E2 или E3
1103,0±1,0	<5	5,0	>100	E0
1201,0±1,0	92	6,0	7,0	E2
1222,0±1,5	<5	0,3	>6	(E2)
1413,0±1,5	44	1,6	3,6	E1
1419,0±1,5	(~5)	1,2	24,0	M3 или M2
1425,0±1,5	35	1,8	5,1	E2
1428,0±1,5	(~5)	0,4	8,0	E3 или M1+E2
1525,0±1,0	333	7,4	2,2	E1
1536,0±1,5	25	1,6	6,4	M1, E2
1540,0±1,5	19	0,6	3,2	E1
1546,0±1,5	28	1,3	4,6	M1, E2
1833,0±2,0	<5	0,2	>4	(M1 или E0)
2379,0±1,5	23	0,2	0,9	E1
2404,0±1,5	26	0,3	1,2	E1
2455,0±1,0	62	1,0	1,6	E1
2492,0±1,0	36	0,3	0,8	E1
2564,0±1,0	70	0,9	0,9	E1
2569,0±2,0	(~20)	0,4	2,1	E2, M1
$^{120m}\text{J} \rightarrow ^{120}\text{Te}$				
560,0±0,5	1923	1000	52,0	Принято E2
601,0±0,5	1923	850	44,0	Принято E2
614,0±1,0	690	27	39,0	E2
728,5±1,0	100	20	26,0	E2
1348,0±1,5	290	110	38,0	M3
1405,0±1,5	220	2	1,0	E1

$= 5,2 \cdot 10^{-3} / 17$ ). Экспериментальные значения  $I_{\gamma} / I_{\beta}$  приведены в таблице 2.

Схема распада  $^{120}\text{J} \rightarrow ^{120}\text{Te}$ . Схема уровней  $^{120}\text{Te}$ , возбуждаемых при распаде  $^{120, 120\text{m}}\text{J}$ , показана на рис. 1. Она составлена на основе баланса энергий и интенсивностей наблюдаемых бета- и гамма-переходов, а также данных гамма-гамма-совпадений.

В работе<sup>/4/</sup> обнаружена жесткая компонента  $\beta^+$ -распада с граничной энергией  $\approx 4,0$  Мэв. Авторы<sup>/4/</sup> предположили, что она заселяет основное состояние  $^{120}\text{Te}$ . В наших измерениях самой жесткой  $\beta^+$ -компонентой является 4595 кэв ( $\log ft = 7,4$ ). Эту компоненту мы направили на основное состояние  $^{120}\text{Te}$ . Аргументом для этого послужили разность масс  $^{120}\text{J} \rightarrow ^{120}\text{Te}$  (5409 кэв<sup>/18/</sup>) и разность граничных энергий  $\beta^+$ -компонент (4595-4030 = 565 кэв).

Значение  $\log ft = 7,4$  ( $E_{\beta^+} = 4595$  кэв) для разрешенного бета-перехода велико и близко к величинам  $\log ft$  для уникальных бета-переходов ( $2^- \rightarrow 0_0^+$ )<sup>/19/</sup>. Поэтому более вероятными характеристиками основного состояния  $^{120}\text{J}$  будут  $I^\pi = 2^-$ , но не исключаются  $1^+$ , так как  $\log ft < 8$ .

При изучении  $\gamma(511)$ - $\gamma$  совпадений в спектре наблюдается интенсивный гамма-переход 1525 кэв. Это дает основание направить  $\beta^+$ -компоненту 2490 кэв на состояние  $3^-$  (2085 кэв). Столь интенсивный  $\beta^+$ -переход на это состояние можно объяснить, если основное состояние  $^{120}\text{J}$  имеет спин и четность  $2^-$ . Исходя из вышеуказанных данных, приписанные ранее характеристики ( $2^+$ ,  $3, 1^-$ )<sup>/3,4/</sup> для основного состояния можно полностью исключить.



$$T_{12} = 85 \text{ мм} \cdot \frac{120 \text{ J} (2)}{E, \beta^*}$$

$$T_{12} = 53 \cdot \frac{120 \text{ J} \cdot 5}{E, \beta^*}$$

$$E, \beta^* / Q_{\text{пр}} = 5620 \pm 15 \text{ К} \cdot \text{ж}$$

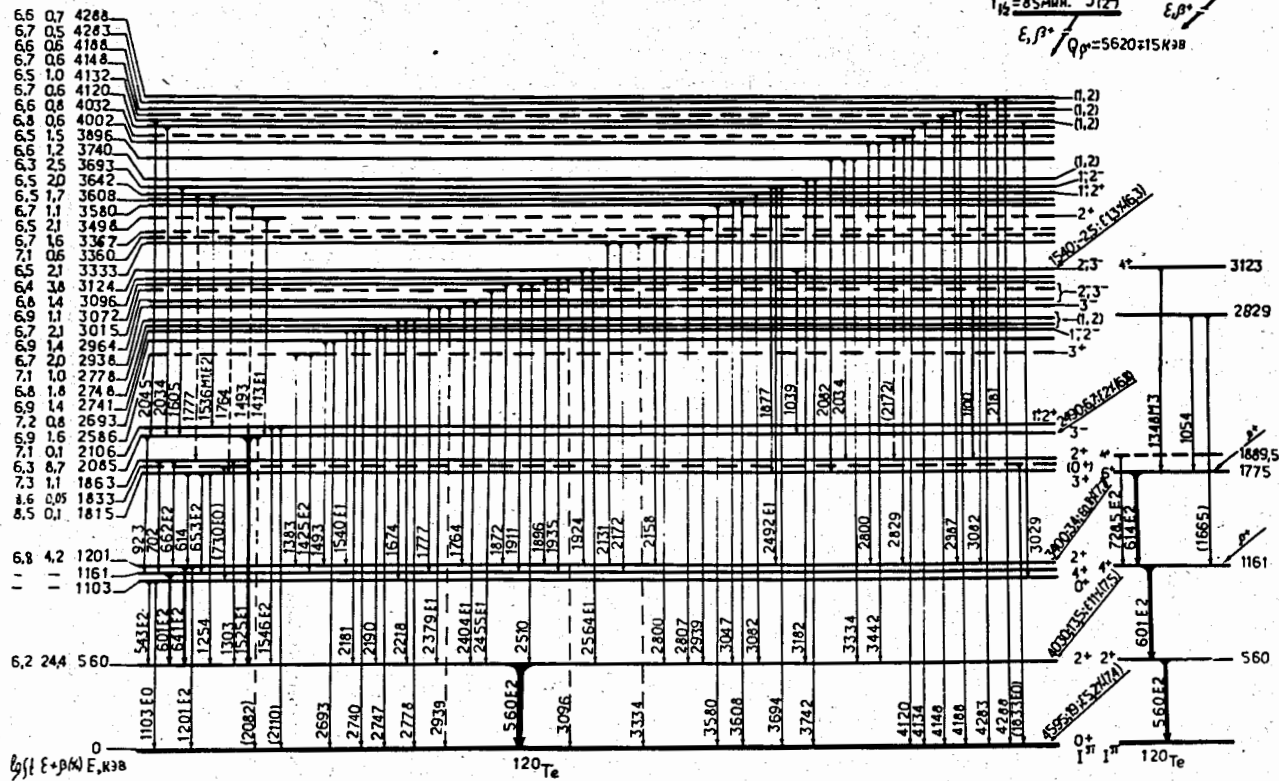


Рис. 1. Схема уровней  $120 T_e$ .

Уровень 560 кэв. Уровень 560 кэв  $2^+$  надежно установлен в предыдущих работах <sup>/3,4,5/</sup> и подтверждается нашими данными. Его можно интерпретировать как однофононное состояние <sup>/20/</sup>.

Уровни 1103, 1161 и 1201 кэв. На основе гамма-гамма-совпадений и по наблюдаемым переходам 543, 601, 641, 1103 и 1201 кэв были введены уровни 1103, 1161 и 1201 кэв. Наши данные позволяют этим уровням приписать характеристики  $0^+$ ,  $4^+$ ,  $2^+$ , соответственно. Надо отметить, что в работе <sup>/5/</sup> уровню 1103 кэв предположительно приписаны характеристики  $0^+$ . В спектре конверсионных электронов мы наблюдаем интенсивную K-конверсионную линию, соответствующую гамма-переходу 1103 кэв, а в гамма-спектре такой переход отсутствует. Впервые экспериментально доказано, что переход 1103 кэв является переходом типа E0. На основании работы <sup>/20/</sup> указанные уровни можно интерпретировать как члены триплета двухфононного состояния. По феноменологической теории <sup>/31/</sup> нами рассчитаны члены триплета двухфононного состояния и полученные значения энергий уровней оказались близкими к экспериментальным (рис. 5).

Уровень 1775 кэв. Уровень возбуждается при распаде изомерного состояния  $^{120m}\text{J}$ . Переход 614 кэв имеет мультипольность типа E2. На этом основании уровню можно приписать характеристики  $6^+$ . Это не противоречит результатам работы <sup>/21/</sup>.

Уровни 1815; 1833; 1863; 1889,5 кэв. Уровень 1863 кэв введен на основе результатов по гамма-гамма-совпадениям, а остальные три - на основе баланса энергий и интенсивностей переходов. Исходя из экспериментально полученных значений мультипольностей, этим уровням приписаны следующие квантовые характеристики  $3^+$ ;  $(0^+)$ ,  $2^+$ ,  $4^+$ , соответственно.

Уровни 1775; 1815; 1833; 1863; 1889,5 кэв возможно интерпретировать как вырожденные состояния трехфононного состояния <sup>/20/</sup>. Для

$$T_{1/2} = 3,5 \text{ мин. } \frac{122\text{J}}{1+}$$

$\varepsilon, \beta^+$

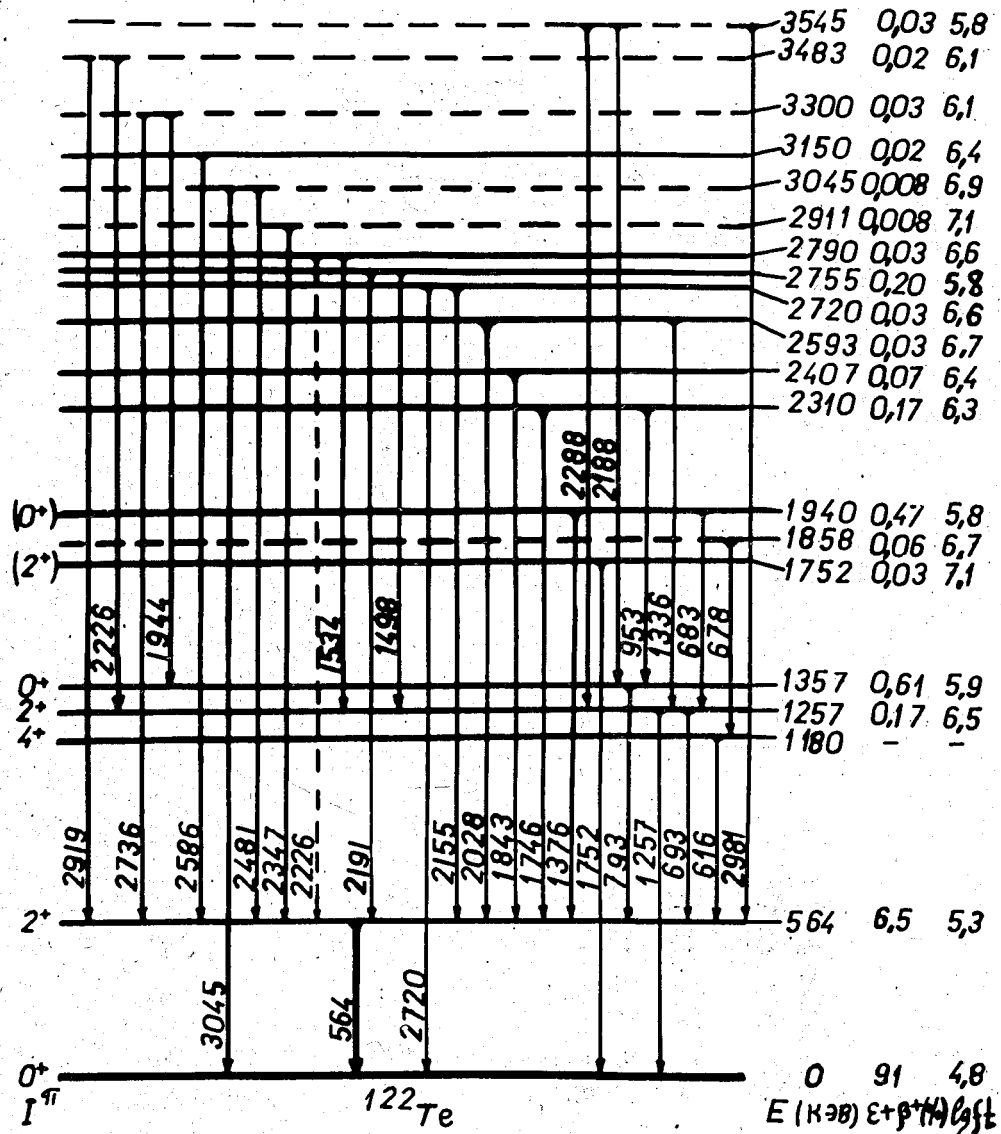


Рис. 2. Схема уровней  $^{122}\text{Te}$ .

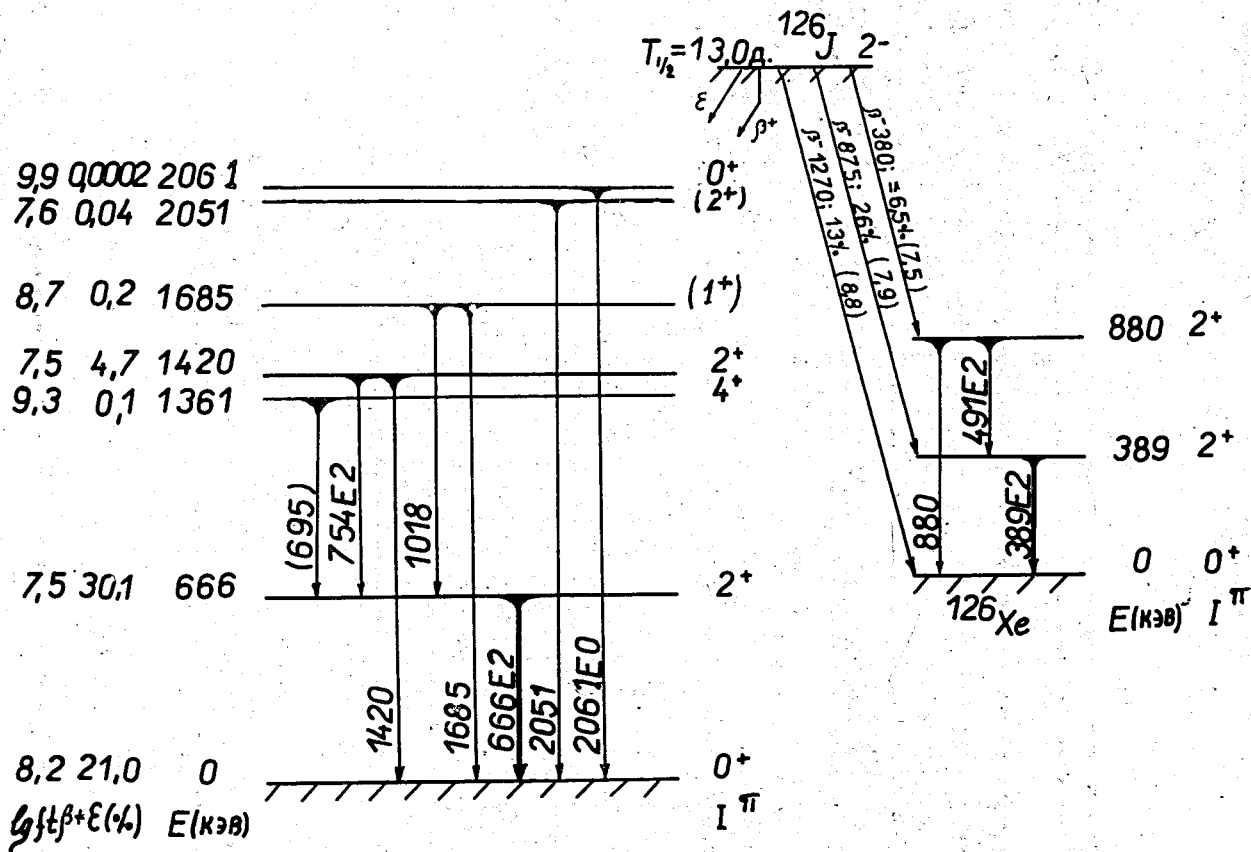


Рис. 3. Схема возбужденных уровней  $^{126}\text{Te}$  и  $^{126}\text{Xe}$ .

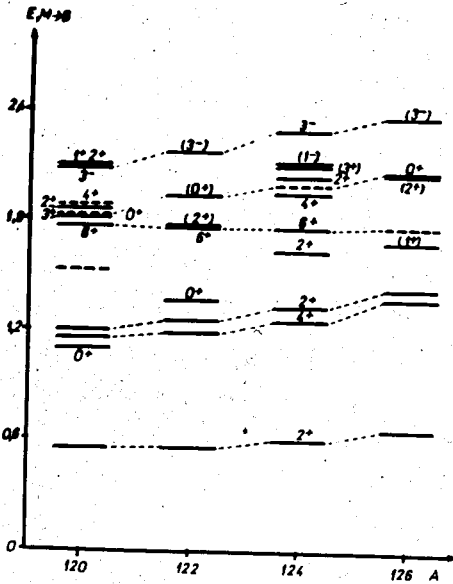


Рис. 4. Энергии уровней чётно-чётных изотопов  $\text{Te}$ .

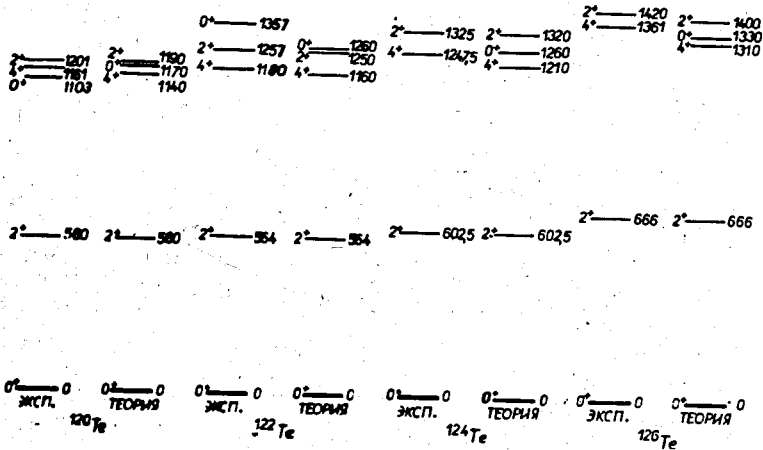


Рис. 5. Экспериментальные и теоретические значения энергий 1-и 2-фононных состояний ядра теллура.

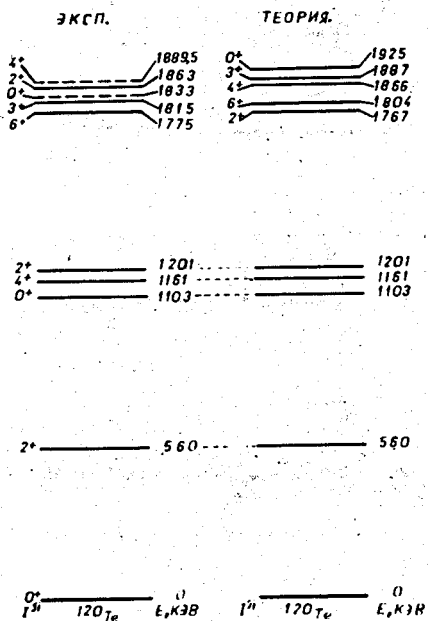


Рис. 6. Схема уровней  $^{120}\text{Te}$ .

квадруполь-трехфононного состояния нами рассчитаны члены квинтета и проведено их сравнение с экспериментальными данными (см.рис.6).

Уровни с отрицательной четностью. В схеме возбужденных уровней  $^{120}\text{Te}$  существуют состояния с отрицательной четностью. Уровень  $3^-$  (2085 кэв) по теории Липаса /20/ и Сакая /22/ можно классифицировать как однофононное октупольное состояние, а состояния 2741 ( $1^-, 2^-$ ), 2938 ( $3^-$ ), 2964 ( $2^-, 3^-$ ), 3015 ( $2^-, 3^-$ ) и 3124 кэв ( $2^-, 3^-$ ) - как суперпозицию однофононного квадрупольного  $2^+$  и октупольного  $3^-$  состояний.

Наши экспериментальные данные позволяют ввести ряд новых состояний с энергиями: (2586 ( $3^+$ ), 2693, 2741 ( $1^-, 2^-$ ), 2748 (1,2), 2778 (1,2), 2938 ( $3^-$ ), 2964 ( $2^-, 3^-$ ), 3072, 3096, 3333, 3360, 3367, 3498 ( $2^+$ ), 3580, 3608, 3642 ( $1^+, 2^+$ ), 3693 ( $1^-, 2^-$ ), 3740 (1,2), 2896, 4002, 4030, 4120, 4132 (1,2), 4148, (1,2), 4283, 4288 кэв (1,2). Эти состояния имеют сравнительно большие энергии и пока трудно высказаться определенно об их природе.

Распад  $^{120m}\text{J}$

В работах /3,4,23/24/ получены разные значения периода полураспада  $^{120m}\text{J}$ . Определенное нами значение  $T_{1/2} = 53$  мин согласуется с результатами работ /4/.

Лагранж и др. /3/ при помощи сцинтилляционного гамма-спектрометра изучали гамма-спектр  $^{120m}\text{J}$ . На основе полученных данных была предложена схема распада  $^{120m}\text{J} \rightarrow ^{120}\text{Te}$ . Изомерному состоянию  $^{120m}\text{J}$  ( $T_{1/2} = 40 \pm 2$  мин) приписаны характеристики  $I^\pi \geq 5^-$ .

В недавно опубликованной работе /4/  $^{120m}\text{J}$  приписываются спины (6,7,8) и новое значение периода полураспада  $T_{1/2} = 53 \pm 4$  мин. Методом  $\beta^+$ -γ совпадений обнаружены две компоненты  $\beta^+$ -спектра с граничными энергиями:  $\approx 3750$  (lg ft  $\approx 6,25$ ),  $\approx 3130$  кэв (lg ft  $\approx 6,25$ ).

Нами изучался спектр гамма-лучей  $^{120m}\text{J}$ . Обнаружены новые, ранее неизвестные, гамма-линии. В таблице 1 приведены сведения о гамма-лучах  $^{120m}\text{J}$ . На бета-спектрометре был измерен спектр конверсионных электронов интенсивных гамма-переходов. Полученные результаты о спектре конверсионных электронов приведены в табл. 2.

В опытах по совпадениям  $\gamma$  (511) -  $\gamma$  мы обнаружили, что уровни 1161 и 1775 кэВ заселяются позитронными излучениями. Так как характеристики этих уровней известны, то возможно обсуждать характеристики изомерного состояния  $^{120m}\text{J}$ . В работе <sup>/4/</sup> для обеих позитронных компонент определено значение  $\lg ft \approx 6,25$ . Исходя из этих данных, вероятные характеристики изомерного состояния  $^{120m}\text{J}$  можно полагать  $I^\pi = 5^+$ . Если бы они были  $6^+$  или  $4^+$ , то тогда бета-переход был бы запрещенным второго порядка ( $\lg ft \approx 11$ ), а  $6^-$  или  $4^-$ -уникальным первого порядка запрещения ( $\lg ft \approx 8$ ).

На основе баланса энергии и интенсивностей нами были введены новые уровни 2829 и 3123 кэВ ( $4^+$ ) (см. рис. 1).

Распад  $^{122}\text{J}$ . Спектр гамма-лучей  $^{122}\text{J}$  изучался на Ge(Li)-детекторах с объемами 30 и 10 см<sup>3</sup>. В качестве препарата использован накопленный йод из распада  $^{122}\text{Xe}$  ( $T_{1/2} = 20$  час), а также и препарат  $^{122}\text{J}$  в равновесии с  $^{122}\text{Xe}$ . Полученные сведения о гамма-лучах приведены в таблице 3. На основе этих результатов и данных по гамма-гамма-совпадениям была составлена схема распада  $^{122}\text{J} \rightarrow ^{122}\text{Te}$  (рис. 2).

Исследование излучения  $^{122}\text{J}$  проводилось также во Франции <sup>/25/</sup> и в ФРГ <sup>/26/</sup>. Наши результаты хорошо согласуются с данными работы <sup>/25/</sup>. В работе <sup>/26/</sup> обнаружены очень слабые гамма-линии, которые мы не наблюдали. Авторами <sup>/26/</sup> был введен предположительно ряд новых состояний.

Таблица 3

Данные о  $\gamma$ -лучах при распаде  $^{122}\text{J}$ 

$E_\gamma$ , кэВ	$I_\gamma$	$E_\gamma$ , кэВ	$I_\gamma$	$E_\gamma$ , кэВ	$I_\gamma$	$E_\gamma$ , кэВ	$I_\gamma$
511	750	1257	1,6	1944	0,3	2347	0,1
564	100	1336	0,2	2028	0,2	2481	0,1
616	0,7	1376	0,2	2155	0,2	2489	0,1
678	0,7	1498	0,8	2188	1,6	2586	0,2
683	5,5	1534	0,2	2191		2720	0,1
693	7,3	1746	2,0	2226	0,1	2736	0,1
793	7,7	1752	0,3	2234	$\leq 0,1$	2919	0,1
953	0,1	1843	0,8	2288	$\leq 0,1$	2981	$\leq 0,1$
						3045	$\leq 0,1$

Таблица 4  
 Переходы в  $^{126}\text{Te}$  и  $^{126}\text{Xe}$ , возникающие при  
 распаде  $^{126}\text{J}$

Энергия перехода, кэВ	$I_{\gamma}$	$I_k$	$I_k / I_{\gamma} \cdot 10^3$	Тип мульти. Идентификация
389,0	7194	100	13,9	Принято E2
491,0	460	2,5	5,5	E2
666,0	6790	23,4	3,4	E2
(695)	-15	-	-	
754,0	856	1,6	1,9	E2
880,0	180	-	-	-
1018,0	20	-	-	-
1420,0	70	-	-	-
1685,0	10	0,04	4,0	(E2)
2051,0	7	0,03	4,3	(M3 + E2)
2061,0	-	0,03	-	E0

Таблица 5  
 Значение отношений  $B(E2)_{\text{экс.}} / B(E2)_{\text{в.р.}}$  для  $\gamma$ -переходов,  
 возникающих при разрядке  $2_1^+$  и  $2_2^+$  уровней  
 в изотопах теллура

A	120	122		124		126	
Уровень, кэВ	560	564	1257	602,5	1325	666	1420
Спин и чётность	$2_1^+$	$2_1^+$	$2_2^+$	$2_1^+$	$2_2^+$	$2_1^+$	$2_2^+$
$B(E2)_{\text{экс.}} / B(E2)_{\text{в.р.}}$	42	56	9	55	9	45	6



Распад  $^{126}\text{I}$ . Измерены спектры гамма-лучей и конверсионных электронов при распаде  $^{126}\text{I}$ . Наблюдались очень слабые переходы, что позволило ввести новые уровни в  $^{126}\text{Te}$ . Повторно измерен спектр  $\beta^-$ -излучения  $^{126}\text{I}$ . Обнаружены три компонента с  $E_{\text{гр.}} = 380$  ( $\leq 6,5\%$ ), 875 (26%) и 1270 (13%) кэв, что хорошо согласуется с ранее известными данными<sup>/27/</sup>. Полученные результаты приведены в табл.4. На основе этих и опубликованных ранее данных составлена схема распада  $^{126}\text{I} \rightarrow ^{126}\text{Te}$ ,  $^{126}\text{I} \rightarrow ^{126}\text{Xe}$ .

Для ядра  $^{126}\text{Te}$  были подсчитаны энергии триплета двухфононного состояния (см. рис. 5).

### Обсуждение уровней чётно-чётных изотопов теллура

Теоретическое описание уровней сферических чётно-чётных ядер весьма сложно, и до сих пор все еще нет хорошей теории. Однако хорошо известно, что в таких ядрах наблюдаются коллективные состояния, соответствующие различным типам колебательного коллективного движения (квадрупольные, октупольные и т.д.)<sup>/28/</sup>.

Самым простым и, конечно, самым грубым является гидродинамическое приближение. В этом приближении можно подсчитать энергию квадрупольного однофононного возбуждения  $2_1^+$  ( $\hbar \omega_2$ ) и октупольного однофононного возбуждения  $3^-$  ( $\hbar \omega_3$ ), но обычно получаются неправильные значения. Интересно отметить, что проведенные нами расчёты для изотопов  $\text{Te}$  с учётом эмпирической закономерности, т.е. принимая  $0,2 \hbar \omega_2$  и  $0,4 \hbar \omega_3$  соответственно<sup>/29/</sup>, дают для энергии  $2_1^+$  около 0,5 Мэв, а для энергии  $3^-$  - около 2,2 Мэв. Эти значения находятся в хорошем согласии с экспериментом (см. рис.4). О степени коллективности характера уровней теллура (120, 122, 124, 126) можно судить и по фактору ускорения электромагнитных пере-

ходов. В таблице 5 мы приводим значения фактора ускорения

$$F_{\text{уск.}} = \frac{B(E2)_{\text{эксп.}}}{B(E2)_{\text{с.р.}}} \quad \text{для переходов с первой } 2_1^+ \text{ и второй } 2_2^+$$

на основное состояние. Хорошо видно, что эти переходы ускорены в 10 - 60 раз.

Энергия квадрупольного фонона мала, поэтому можно ожидать в этих изотопах появления двухфононно-квадрупольных и трехфононно-квадрупольных возбуждений. В гармоническом приближении, как известно, по правилам сложения моментов получается, что характеристики двухфононного возбужденного состояния должны быть  $0^+, 2^+, 4^+$ , а энергия - в 2 раза больше, чем первое  $2_1^+$  состояние. Для трехфононного состояния получается вырожденный уровень с квантовыми характеристиками  $0^+, 2^+, 3^+, 4^+, 6^+$ , а его энергия в том же гармоническом приближении должна быть в 3 раза больше, чем энергия первого  $2_1^+$  состояния. На основе теории гармонических колебаний энергетический спектр должен быть эквидистантным и вырожденным. Однако известно, что всегда в эксперименте наблюдается снятие вырождения с нарушением правила эквидистантности. Это объясняется ангармоническими поправками в гамильтониане. В микроскопическом подходе гармоническое приближение означает, что в гамильтониане ядра участвуют только квадратичные по фононам члены. Физически это означает, что квадрупольные фононы не взаимодействуют между собой в ядре. Надо сказать, что существует несколько попыток для объяснения расщепления мультиплетов /30,31,32/. Обыкновенно вводится некоторое эффективное взаимодействие между фононами, которое приводит к включениям в гамильтониан членов кубических и высшего порядка по отношению к операторам фононов. Это как раз приводит к ангармоническим поправкам, которые расщепляют мультиплеты. Однако все существующие теории не очень хороши, и, кроме того, используют сложный математический аппарат. Для анали-

за расщепления двухфононного триплета  $0^+, 2^+, 4^+$  мы использовали теорию Беляева и Зелевинского <sup>/31/</sup>. Помимо введения взаимодействия между фононами, как принято и в других теориях, она, в конце концов, сводится к полуфеноменологической трактовке. Это делает ее более доступной. В этой теории вводятся два параметра

$$\eta = \frac{E(2_2^+)}{E(2_1^+)} \quad \text{и} \quad R = \frac{B(E2, 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)}{B(E2, 2_1^+ \rightarrow 0^+)}$$

Используя значения  $\eta$  и  $R$  из нашего эксперимента, мы рассчитали расщепление двухфононного триплета. Надо отметить, что положение первого возбужденного уровня  $2_1^+$  определяется из эксперимента.

На рис. 5 отчетливо видно, что теория плохо описывает расщепление в смысле порядка уровней, но она дает сравнительно хорошее описание энергии центра триплета и величины расщепления. Порядок уровней в триплете не описывается точно пока ни в одной из существующих теорий.

Можно допустить, что некоторые из уровней в районе 2 Мэв являются членами трехфононного квадрупольного квинтета. Особенно хорошо это видно в  $^{120}\text{Te}$  (см. рис. 1). Большую уверенность в том, что уровни  $0^+, 2^+, 3^+, 4^+, 6^+$  принадлежат к трехфононному квинтету дают проведенные нами расчёты для расщепления этого квинтета по теории, в которой используются четыре параметра <sup>/33/</sup>. Эти параметры связаны с энергией  $2_1^+$  и энергиями двухфононного триплета. На рис. 6 показаны экспериментально полученные уровни трехфононного квинтета, а также рассчитанные уровни для квинтета трехфононного состояния в ядре  $^{120}\text{Te}$ . Видно, что положение квинтета описывается очень хорошо.

Энергии, характеристики и значения отношений  $E(N) / \{E(2^+) + E(3^-)\}$  для квадруполь-октупольных уровней  $^{120}\text{Te}$  и  $^{124}\text{Te}$

 $^{120}\text{Te}$ 

Уровень, кэВ	2741	2938	2964	3015	3124
Спин и чётность	$1^-, 2^-$	$3^-$	$2^-, 3^-$	$2^-, 3^-$	$2^-, 3^-$
$E(N) / \{E(2^+) + E(3^-)\}$	1,04	1,11	1,12	1,14	1,18

 $^{124}\text{Te}$ 

Уровень, кэВ	2692,5	2700	2743	2836	2885	2889,5
Спин и чётность	$3^-$	$3^-$	$1^-$	$3^-$	$2^-, 3^-$	$2^-, 3^-$
$E(N) / \{E(2^+) + E(3^-)\}$	0,93	0,93	0,95	0,98	0,99	1,00

В этом изотопе ( $^{120}\text{Te}$ ) возбуждается уровень с энергией 2106,0 кэВ ( $1^\pi = 1^+$ ). Наличие  $1^+$  уровня в  $^{120}\text{Te}$  указывает на то, что здесь, возможно, имеет место ангармоничность, обязанная взаимодействию между частицами и фононами, как это утверждает Алага /30/.

Известно, что в гармоническом приближении гамма-переходы между состояниями, отличающимися по числу фононов больше чем на единицу, запрещены. Мы наблюдаем, что такие переходы, хотя и слабые, существуют. При этом переход со второго  $2_2^+$  состояния на основное на порядок слабее, чем с первого  $2_1^+$  на основное, а переход с третьего  $2_3^+$  на основное - на два порядка слабее, чем с первого  $2_1^+$  на основное состояние. Отношения приведенных интенсивностей бета-распада для уровней  $2^+(1h\omega)$ ,  $2^+(2h\omega)$  и  $2^+(3h\omega)$  составляют: в  $^{124}\text{Te}$  1:0,2:0,03, а в  $^{120}\text{Te}$  1:0,2:0,07. Это еще раз показывает, что ангармоничность играет важную роль в изотопах теллура.

Видно из систематики (см. рис. 4), что энергия первого возбужденного состояния  $2_1^+$  в различных изотопах неодинакова. Принято считать, что это связано с заполнением нейтронных подоболочек. При приближении к заполненным подоболочкам "устойчивость" ядра увеличивается и вместе с тем увеличивается энергия фонона. Такую же зависимость можно заметить и в положении двухфононного триплета и октупольного  $3^-$ -состояния.

В области энергии 2,5-8,0 МэВ наблюдаются уровни с отрицательной чётностью. Как заметил Сакаи /22/, эти уровни можно объяснить как суперпозицию однофононного квадрупольного  $2^+$  и октупольного  $3^-$  состояния. Можно ожидать, что уровни этого квинтета  $1^\pi = 1^-, 2^-, 3^-, 4^-, 5^-$  имеют энергию около  $E(2_1^+) + E(3^-)$ . В таблице 6 представлены значения отношений  $E(N) / \{E(2_1^+) + E(3^-)\}$ , где  $E(N)$  - энергия состояния из "квинтета" в изотопах  $^{124}\text{Te}$  и  $^{120}\text{Te}$ . Видно, что это правило по энергии хорошо выполняется, т.е. эти отношения близки к единице.

1. Б.С.Джелелов, Л.К.Пекер, В.О.Сергеев. Схемы распада радиоактивных ядер с  $A > 100$ , Москва, 1968.
2. С.М. Lederer, J.M. Hollander, I.Perlman. Table of Isotopes, (1967).
3. J.M.Lagrangé, G.Albouy, L.Marcus, M.Pautrat, H.Sergolle, O.Rahmoni. Ann. Phys. t. 2, 141 (1967).
4. I.M.Ladenbauer - Bellis, H.Bakhru. Phys. Rev. 175, 1507 (1968).
5. E.H.Spejewski, P.K.Hopke, F.M.Loesser. PPAR 13, Princeton, New Jersey, June, 19, 1969.
6. Zh. Zhelev, N.G.Zaitseva, M.G.Loschilow, U.K.Nazarov, S.S.Sabirov. Международный симпозиум по структуре ядра. СССР, Дубна, 1968 г.
7. Ф.Бечварж, Ж.Желев, Н.Г.Зайцева, М.Г.Лошилов, У.К.Назаров, С.С.Саби́ров. Тезисы докладов XIX совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Ереван, 1969 г.
8. Ф.Бечварж, К.Я.Громов, Ж.Т.Желев, Н.Г.Зайцева, М.Г.Лошилов, У.К.Назаров, С.С.Саби́ров. Изв. АН СССР, сер. физ., 8, 1329 (1969), Препринт ОИЯИ 6-4217, Дубна 1968.
9. Р.Арльт, Ж.Желев, Н.Г.Зайцева, М.Г.Лошилов, И.Пенев, С.С.Саби́ров. Тезисы докладов XIX сов. по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Ереван, 1969 г.
10. Ж.Желев, Н.Г.Зайцева, В.И.Кузин, У.К.Назаров, Ю.В.Норсеев, И.Пенев, Э.З.Рындина, С.С.Саби́ров, М.И.Фоминых. Тезисы докладов XI рабочего совещания по ядерной спектроскопии и теории ядра. Дубна, 1969 г.
11. Ж.Желев, Н.Г.Зайцева, В.Г.Калинников, В.И.Кузин, Ю.В.Норсеев, С.С.Саби́ров, В.И.Фоминых. Тезисы докладов XI раб.сов. по ядерн. спектроскопии и теории ядра. Дубна, 1969 г.
12. А.И.Ахмаджанов, Ж.Т.Желев, Н.Г.Зайцева, М.Г.Лошилов, У.К.Назаров, С.С.Саби́ров, Х.Штрусный. Тезисы докладов XIX сов. по ядерн. спектроскопии и структуре ядра. Ереван, 1969 г.

13. Н.Г.Зайцева, Ким Хон Сил, В.А.Халкин. Радиохимия, 8,5, 576 (1966).
14. H. Sergolle. Comp. Rend. 266, 633 (1968).
15. G.Gfoller, H.Langhoff. Zeif.Phys.Bd.211,4(1968).
16. R.C.Ragaini, W.B.Wolters, G.E.Gordon, P.A.Baedécker. Nucl. Phys. A115,611(1968).
17. Гамма-лучи. Под редакцией А.А.Слива. Изд. АН СССР (1961).
18. N.Zeldes, A.Grill, A.Simievic. Mat. Fys. Skr. Dan. Vid. Selsk., 3, No. 5 (1967).
19. Л.Н.Зырянова. Уникальные бета-переходы. Изд. АН СССР (1960).
20. P.O.Lipas, Preprint, Helsinki, 1966.
21. A.Luukko, A.Kerek, L.Reranka, C.J.Herrlander. Nucl. Phys. A135, 49 (1969).
22. M.Sakai. Congress Intern. de Physique Nucleaire Paris, 2-8 Juillet, 1964, p. 503.
23. М.Я.Кузнецова, В.Н.Мехедов. Изв. АН СССР, сер. физ., 21,1020 (1957).
24. М.Я.Кузнецова, В.Н.Мехедов, В.А.Халкин. Атомная энергия, 4, 445 (1958).
25. J.M.Lagrange. Comp. Rend., 267, 1447 (1968).
26. G. Gfoller, H.Langhoff, F.Smend, W.Weirauch und W.-D.Schmidt-Ott. Z.Phys. 227, 45 (1969).
27. L.Koerts, P.Macklin, B.Farrelly, R. van Lieshout, C.Wu., Phys. Rev. 98, 1230, 1272 (1955).
28. О.Бор. Проблемы современной физики. вып. 9, 9 (1955).  
О.Бор, Б.Моттelson. Проблемы современной физики. вып. 1, 173 (1956).
29. Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия. ред. К.Зигбана, т.2, Атомиздат, М. 1969 г.
30. G.Ataga, Scuola Intern. de Fisica "E.Fermi". XL Corso, Varenna(1967).
31. С.Т.Беляев, В.Г.Зелевинский. ЖЭТФ, 42, 1590 (1962). Изв. АН СССР, сер. физ., 28, 127 (1964).

32. B.Sorensen, Phys. Lett., 21, 683 (1966).

33. Do Dang . Лекции на школе в Предеале. Румыния, 1969 г.

Рукопись поступила в издательский отдел

17 ноября 1969 года.