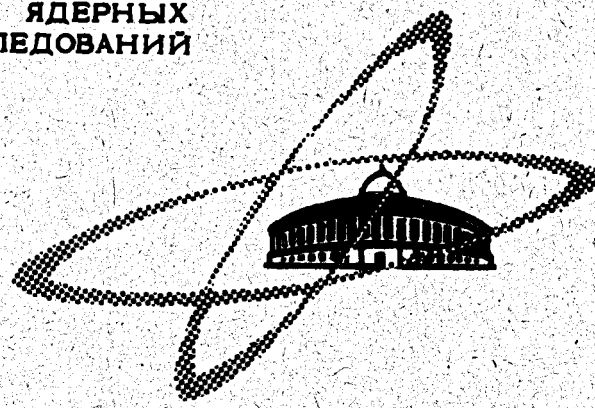


Вызв. III серия, серия 1971, 733/2, с. 48-55  
29/11-70

A-828  
ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

6 - 5093



Р. Арльт, Н.Г. Зайцева, Б. Крацик, М.Г. Лошилов,  
Л.К. Пекер, Г. Музиоль, Чан Тхань Минь

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

РАСПАД  $^{85}\text{Y}$  (5ч) ,  $^{85}\text{Y}$  (2,68ч) И  $^{85\text{m}}\text{Sr}$ .

МУЛЬТИПЛЕТЫ ТРЕХЧАСТИЧНЫХ

УРОВНЕЙ В  $^{85}\text{Sr}$   
38 47

1970

6300  
3800

2500

6 - 5093

8389/2 чс

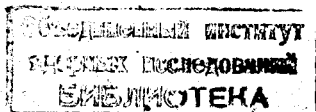
Р. Арлт, Н.Г. Зайцева, Б. Крацик, М.Г. Лоцилов,  
Л.К. Пекер, Г. Музиоль, Чан Тхань Минь

РАСПАД  $^{85}\text{Y}$  (5ч),  $^{85}\text{Y}$  (2.68ч) и  $^{85\text{m}}\text{Sr}$ .

МУЛЬТИПЛЕТЫ ТРЕХЧАСТИЧНЫХ

УРОВНЕЙ В  $^{85}\text{Sr}$   
38 47

Направлено в "Известия АН СССР"



## 1. Введение

В ряде работ<sup>/1-4/</sup> показано, что у нейтронодефицитного ядра иттрия с массовым числом 85 существуют два изомера с периодами полураспада<sup>/3/</sup> 2,68 и 5 часов. Бета-и гамма-спектры этих изомеров изучались в работах<sup>/2,3,5/</sup>, однако, исследования гамма-спектров проводились только с помощью сцинтилляционной техники. В работах<sup>/3,5/</sup> сделаны первые попытки построить схему возбужденных уровней<sup>85</sup> Sr из распада<sup>85</sup> Y.

В настоящее время изучение ядра<sup>85</sup> Sr<sub>47</sub> приобретает все больший интерес, особенно в связи с развитием представлений о многочастичных уровнях.<sup>85</sup> Sr для поисков таких уровней удобен благодаря большой энергии распада<sup>85</sup> Y ( $Q \approx 3300$  кэВ). Поэтому мы предприняли исследование схем распада изомеров<sup>85</sup> Y и также<sup>85m</sup> Sr.

## 2. Экспериментальная часть

### 2.1. Приготовление источников

Оба изомера<sup>85</sup> Y получались при облучении Sr Cl или металлического Nb протонами с энергией 120 и 660 МэВ, соответственно на внутреннем пучке синхротронного ускорителя ОИЯИ с последующим химическим выделением, описанным в<sup>/6,7/</sup>.

$^{85m}\text{Sm}$  получался как дочерний продукт при распаде 2,68-часового и частично также 5-часового  $^{85}\text{Y}$  и выделялся из смеси  $\text{Y} \rightarrow \text{Sr}$  экстракцией  $\text{Y}$  ди-2-этилгексилортофосфорной кислотой с последующим удалением примесей на гидроокиси железа. Затем осаждался  $\text{SrCO}_3$  и его раствор в  $\text{HCl}$  служил препаратом для исследования гамма-спектров.

## 2.2. Условия и результаты измерений

Для измерения гамма-спектров  $\text{Y}$  и  $\text{Sr}$  были использованы два детектора типа  $\text{Ge}(\text{Li})$  с чувствительными объемами 6,3 и 10 см<sup>3</sup> с энергетическим разрешением 3,5 - 5 кэВ для гамма-переходов  $^{60}\text{Co}$ . Амплитудный анализ осуществлялся 4096-канальным анализатором.

Калибровка по энергиям и интенсивностям проводилась с помощью гамма-переходов стандартных источников  $^{169}\text{Yb}$  и  $^{226}\text{Ra}$  и известных переходов изотопа  $^{86}\text{Y}$ , присутствующего в измеряемом препарате. Энергия жестких гамма-переходов определялась по пикам двойного вылета. Исходя из точно известной разности энергий пика двойного вылета и соответствующего фотопика, мы получали следующую точку на калибровочной кривой. Для надежной интерпретации фотопиков и пиков вылета использовалась кривая, представляющая отношение площадей пиков двойного и одиночного вылета к площади фотопика в зависимости от  $E_\gamma / 6$ .

Помимо  $^{85}\text{Y}$  в иттриевых источниках присутствовали также изотопы  $^{84}\text{Y}$  (39 м),  $^{86}\text{Y}$  (14,6 ч),  $^{87}\text{Y}$  (80 ч),  $^{87m}\text{Y}$  (12,5 ч) и  $^{88}\text{Y}$  (105 дн.). Чтобы избавиться от  $^{84}\text{Y}$ , мы начинали измерения спустя 2-3 часа после конца облучения, когда  $^{84}\text{Y}$  уже в значительной мере распался. Что касается  $^{87}\text{Y}$ ,  $^{87m}\text{Y}$  и  $^{88}\text{Y}$ , то их спектры просты и хорошо известны, так что вычесть их вклад из общего спектра не представляло никакой трудности. Более сложной оказалась задача учесть

вклад  $^{86}\text{Y}$ , спектр которого очень богат. Хотя мы его изучили довольно подробно отдельно <sup>/8/</sup>, в некоторых случаях из-за его присутствия мы смогли определить интенсивности переходов  $^{85}\text{Y}$  только со сравнительно большой погрешностью.

Измерения гамма-спектров  $^{85}\text{Y}$  и  $^{85\text{m}}\text{Sr}$  продолжались вплоть до их полного распада. Принадлежность наблюдаемых гамма-переходов к отдельным изомерам определялась по значениям периода полураспада, а также по сохранению отношений их интенсивностей в опытах с препаратами, полученными различным образом.

На рис. 1 и 2 изображены отдельные участки гамма-спектров изомеров  $^{85}\text{Y}$  и  $^{85\text{m}}\text{Sr}$ , соответственно. Данные об энергиях и интенсивностях гамма-переходов, сопровождающих распад изомеров  $^{85}\text{Y}$  и  $^{85\text{m}}\text{Sr}$ , приведены в таблицах 1, 2 и 3. Здесь же приведены для сравнения данные, полученные в работах <sup>/3,5/</sup>.

### 3. О распаде $^{85\text{m}}\text{Sr}$

Изомерное состояние  $^{85\text{m}}\text{Sr}$  ( $T_{1/2} = 70$  мин.) разряжается двумя каскадными переходами с энергиями 7 и 232 кэв; параллельным прямым переходом с энергией 239 кэв и, кроме того, путем электронного захвата с последующим излучением гамма-квантов с энергией 152 кэв распадается в  $^{85}\text{Rb}$  <sup>/8/</sup> (см. также рис. 3).

В гамма-спектре  $^{85\text{m}}\text{Sr}$  наблюдались переходы 152 и 232 кэв. Для отношения их интенсивностей мы получили значение 0,14 (см. табл.3). Используя этот результат и привлекая данные об относительных интенсивностях конверсионных переходов 232 и 239 кэв ( $J_{\text{K}-232} : J_{\text{K}-239} = 15:2,2$ ) из работы <sup>/9/</sup>, а также значения коэффициентов конверсии  $\alpha_{\text{K}-150} = 0,041$ ;  $\alpha_{\text{K}-232} = 0,027$ ;  $\alpha_{\text{K}-239} = 1,6$  из ра-

Таблица 1

Энергии и интенсивности гамма-лучей <sup>88</sup>У (Т<sub>1/2</sub> = 5 ч)

Е <sub>γ</sub> (кэв)		J <sub>γ</sub> относит.		J <sub>γ</sub> абсолютные (%)		Е <sub>γ</sub> (кэв)		J <sub>γ</sub> относит.		J <sub>γ</sub> абсолютные (%)	
Наши данные	Достров-ский и др.	Наши данные	Достров-ский и др.	Наши данные	Достров-ский и др.	Наши данные	Достров-ский и др.	Наши данные	Достров-ский и др.	Наши данные	Достров-ский и др.
232±1	231	100	13	22,15	13	1355±1	-	1,5±0,5	-	0,33	-
375±1	-	4±2	-	0,89	-	1404±2	1390	15,4±3,4	1390	3,41	~ 2
536±1	-	6,5±1,5	-	1,44	-	1422±1	-	0,8	-	0,18	-
567±1	-	3,9±0,9	-	0,86	-	1584±1	1590	-	-	-	~ 1
695±1	700	-	-	-	-	1704±1	-	0,9±0,2	-	0,20	-
768±1	772	20±6	8	4,43	8	1891±1	1870	6,7±1,2	1870	1,48	~ 4
788±1	-	3,25±0,25	-	0,72	-	1935±1	-	3,6±1,2	-	0,80	-
996±3	-	2,6±1,6	-	0,58	-	2123±1	-	25,7±7,2	-	5,69	-
1029±1	(1030)	7,4±1,5	слаб.	1,64	слаб.	2173±2	2160	11,1±4,1	2160	2,46	~ 9
1124±1	(1130)	6,6±2,4	слаб.	1,46	слаб.	2352±1	2340	3,6	2340	0,80	~ 1
1133±1	-	2,9±1,1	-	0,64	-	2547±2	-	1,0±0,3	-	0,22	-
1187±1	-	3,7±0,7	-	0,82	-	2583±2	-	0,4±0,2	-	0,09	-
1210±1	1230	2,3±0,3	~ 1	0,51	~ 1	2745±2	2750	0,65±0,30	2750	0,14	~ 0,8
1220±1	-	7,6±2,1	-	1,68	-	2786±2	-	2,1±1,5	-	0,47	-
1327±1	-	5±1	-	1,11	-	3266±5	-	0,4±0,2	-	0,09	-

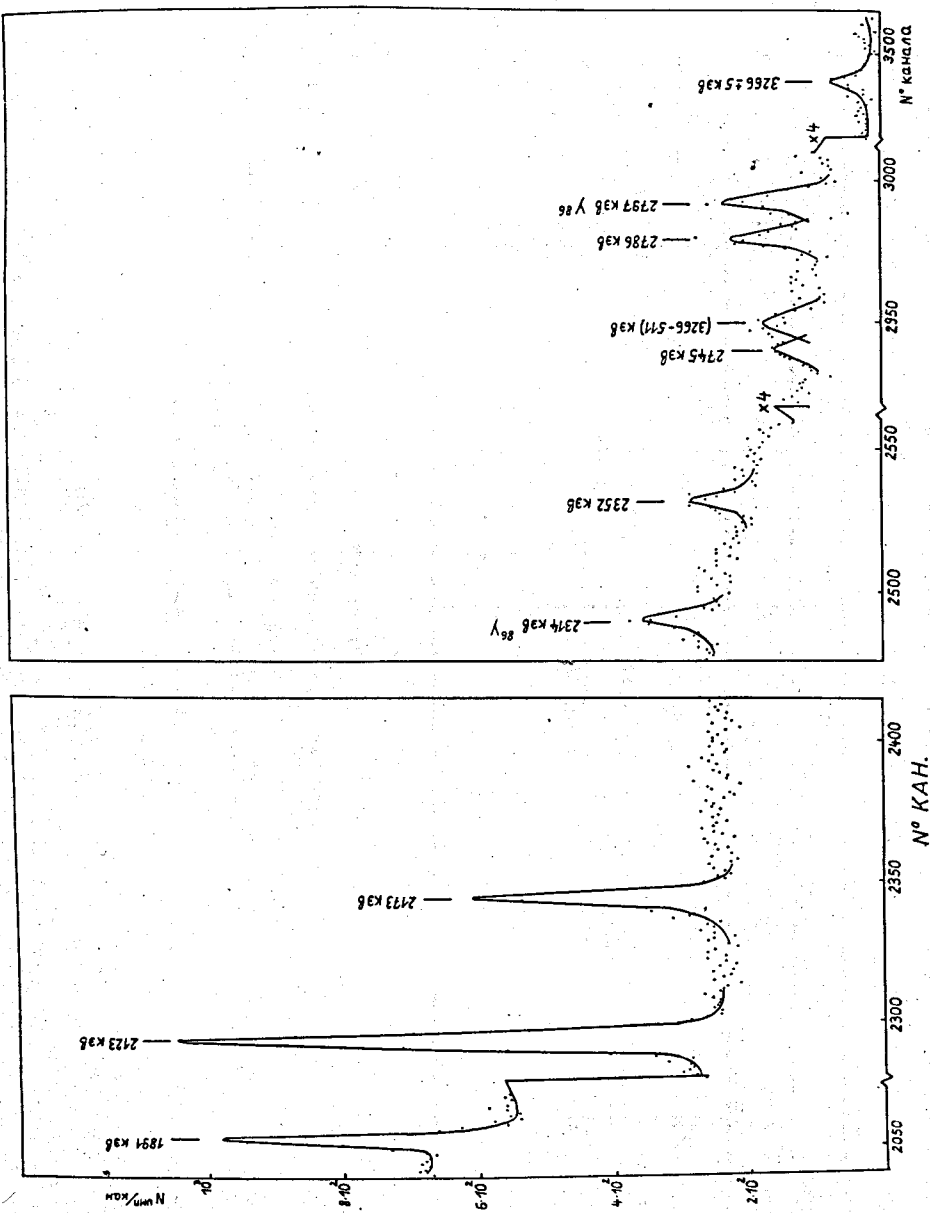


Рис. 1. Высокоэнергетическая часть гамма-спектра  $^{86}\text{Sr}$ .

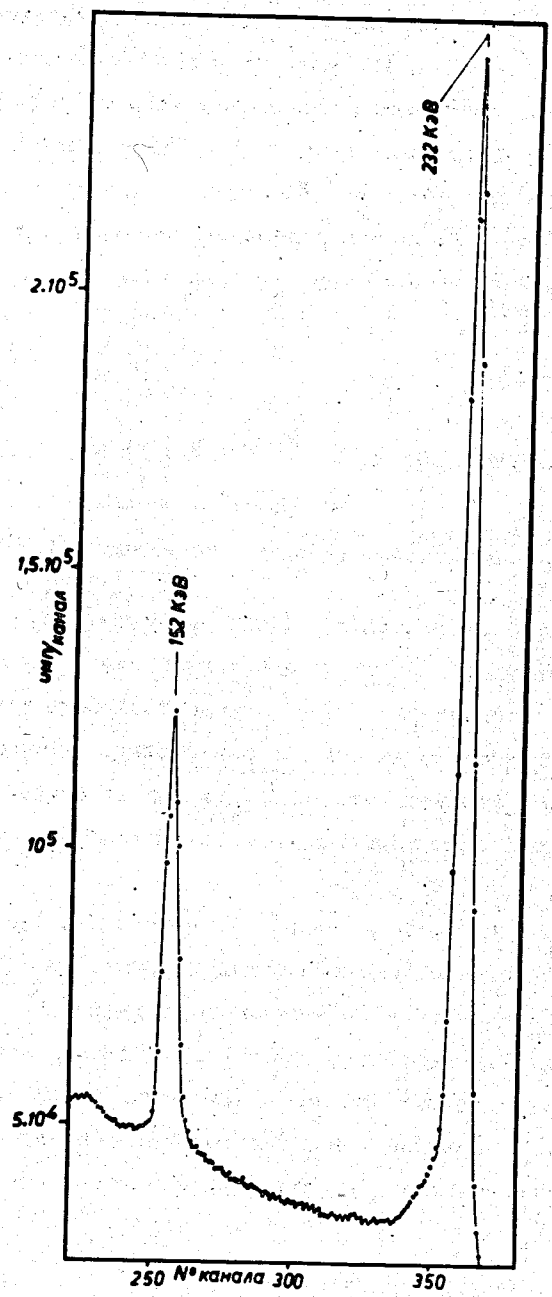


Рис. 2. Гамма-спектр  $^{85m}\text{Sr}$ .

Таблица 2

Энергии и интенсивности гамма-лучей

 $^{86}\text{Y}$  ( $T_{1/2} = 2,68 \text{ ч}$ )

E <sub>γ</sub> (кэв)		J <sub>γ</sub> (%)			
Наши данные	Достровский и др./3/.	Патро и др./5/	Наши данные	Достровский и др./3/.	Патро и др./5/
232±1	-	230±10	87	-	-
503±0,5	503	510±30	80	-	-
915±1	925	920±20	7,9	9	-

Таблица 3

Энергии и интенсивности гамма-лучей

 $^{86}\text{m Sr}$  ( $T_{1/2} = 70 \text{ м}$ )

E <sub>γ</sub> (кэв)	J <sub>γ</sub> относит.
152±1	14
232±1	100



бот /10,11,12/, соответственно, мы определили интенсивности отдельных ветвей распада  $^{85m}\text{Sr}$ . Из этих данных вытекает, что  $^{85m}\text{Sr}$  распадается в основное состояние посредством прямого перехода 239 кэВ в 0,5% случаев, посредством каскада 7 и 232 кэВ в 87,1% случаев и в 12,4% случаев превращается в  $^{85}\text{Rb}$  путем электронного захвата со значением  $\lg ft = 4,5$ . Для определения значения  $\lg ft$  было использовано значение  $Q = 1025$  кэВ для полной энергии распада основного состояния  $^{85}\text{Sr}$  /13/.

#### 4. Схема уровней $^{85}\text{Sr}$ , возбуждаемых при распаде изомеров $^{85}\text{Y}$

##### 4.1. Построение схемы. Баланс интенсивностей. Значения $\lg ft$

Первые попытки построить схему возбужденных уровней  $^{85}\text{Sr}$  были сделаны в работах /3,5/ на основе измерений  $\gamma$ -спектра,  $\beta^+$ -спектра,  $\beta$ - $\gamma$  и  $\gamma$ - $\gamma$  совпадений. Наши данные позволили уточнить энергию некоторых возбужденных уровней и существенно дополнить схему, введя целый ряд новых уровней. Это было сделано на основе баланса энергий и интенсивностей. Предложенная нами схема возбужденных уровней  $^{85}\text{Sr}$  представлена на рис. 3.

Как видно из схемы распада  $^{85}\text{Y}$  и из табл. 1 и 2, не наблюдается изомерный переход между обоими состояниями  $^{85}\text{Y}$ . Спектры гамма-лучей 5-часового и 2,68-часового изомеров  $^{85}\text{Y}$  разные, за исключением гамма-перехода с энергией 232 кэВ, который является общим для распада обоих изомеров. Для того чтобы подвести баланс интенсивностей при распаде обоих изомеров, было необходимо установить вклад каждого из них в интенсивность этого перехода.

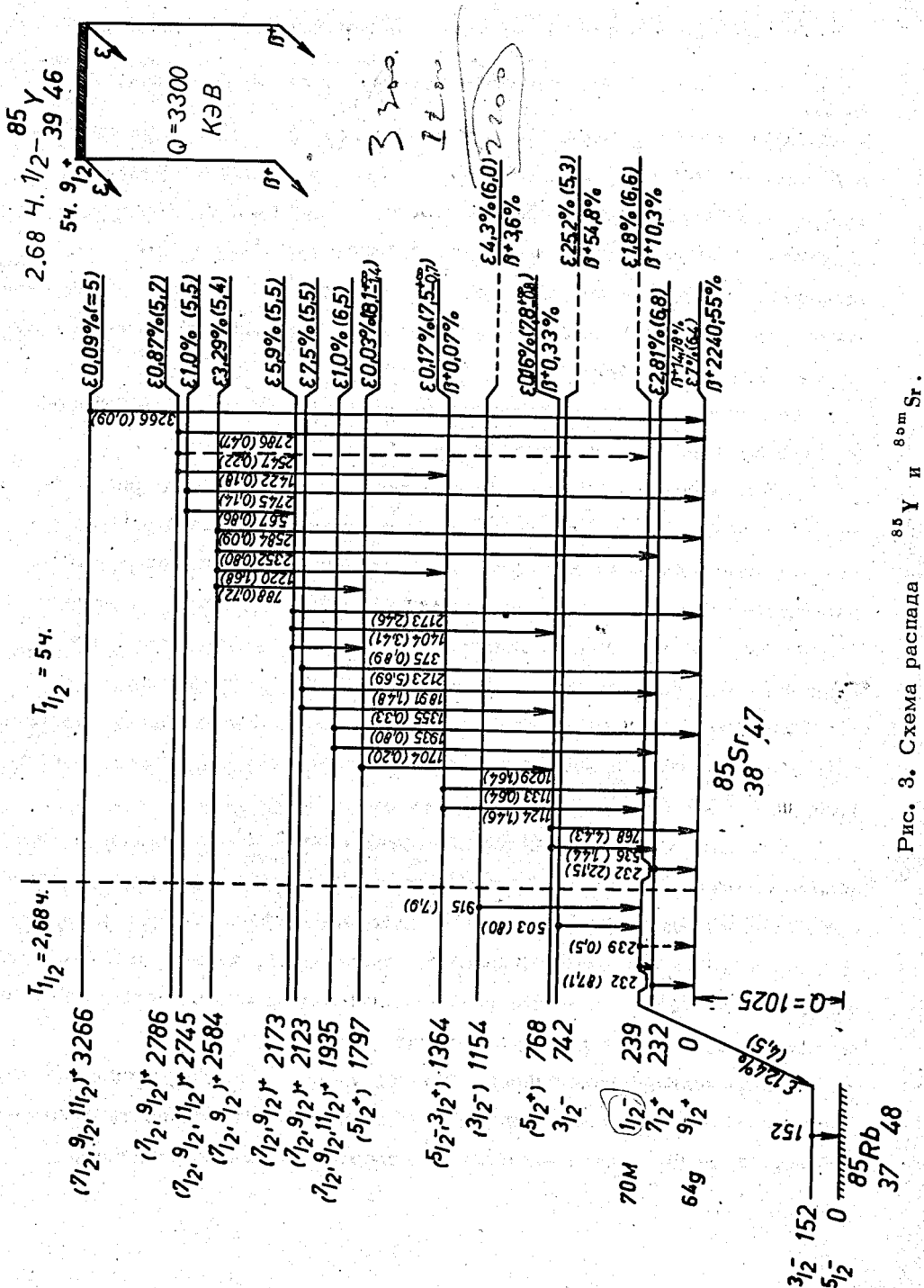


Рис. 3. Схема распада  $^{85}\text{Y}$  и  $^{85\text{m}}\text{Sr}$ .

Вклад 2,68 - часового изомера мы получили из соотношения  $\frac{I_{\gamma-152}}{I_{\gamma-232}} = 0,14$ , найденного при изучении распада 70-минутного  $^{85m}\text{Sr}$  и интенсивности перехода 152 кэв в спектре  $^{85}\text{Y}$ . При этом предполагалось, что 70-минутный уровень  $^{85m}\text{Sr}$  при 230 кэв возникает только вследствие распада 2,68-часового  $^{85}\text{Y}$ . На самом же деле он заселяется также гамма-переходами с энергиями 1124 и 2547 кэв, возникающими при распаде 5-часового изомера  $^{85}\text{Y}$ . Однако интенсивность этих переходов в начале наших измерений была очень мала и ею можно было пренебречь.

Оставшаяся часть интенсивности перехода 232 кэв была отнесена за счёт распада 5-часового изомера  $^{85}\text{Y}$ .

Интенсивность заселения возбужденных уровней  $^{85}\text{Sr}$  при распаде 5-часового  $^{85}\text{Y}$  (в относительных единицах) была получена как разность относительных интенсивностей уходящих и приходящих гамма-переходов на те же уровни. Интенсивность  $\beta^+$ -перехода в основное состояние  $^{85}\text{Sr}$  была, согласно работе /3/, принята равной 55% от полной интенсивности распада 5-часового  $^{85}\text{Y}$ . Отношения  $\epsilon/\beta^+$  были оценены по теоретическим значениям для разрешенных переходов /8/. При этом для полной энергии распада 5-часового  $^{85}\text{Y}$  было принято значение 3300 кэв /3/.

Положив, что сумма интенсивностей всех  $\beta^+$ -переходов и электронного захвата равна 100%, мы получили абсолютные значения интенсивностей отдельных компонент  $\beta^+$ -распада и электронного захвата и отсюда также гамма-переходов. На основе этих данных были вычислены значения  $\lg ft$ , которые вместе с интенсивностями бета- и гамма-переходов приводятся в схеме распада.

Погрешность приведенных значений  $\lg ft$  кроме специально отмеченных случаев составляет  $\pm 0,1$ . Абсолютные интенсивности гамма-переходов приведены также в табл. 1 в четвертом и девятом столбцах.

В случае распада 2,68-часового  $^{85}\text{Y}$  подсчет баланса интенсивностей будет немного сложнее, так как распад идет через 70-минутный уровень  $^{85m}\text{Sr}$  при энергии 239 кэВ.

Обозначим символом  $N_{\gamma_1}$  ту часть распадов 2,68-часового  $^{85}\text{Y}$ , которая связана с последующим излучением гамма-квантов  $\gamma_1$ . Тогда для гамма-переходов 503 и 915 кэВ справедливо выражение (постоянный множитель, определенный геометрией детектор-источник, опущен)

$J_{503;915}(t) = \lambda_1 N_{503;915} e^{-\lambda_1 t}$  и для переходов 152, 232 и 239 кэВ - выражение

$$J_{152;232;239}(t) = \lambda_2 N_{152;232;239} \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}),$$

где  $J_{\gamma_i}(t)$  - наблюдаемая относительная интенсивность соответствующего гамма-перехода в момент времени  $t$ ,  $\lambda_1, \lambda_2$  - постоянные распада  $^{85}\text{Y}$  ( $T_{1/2} = 2,68$  ч) и  $^{85m}\text{Sr}$  ( $T_{1/2} = 70$  мин), соответственно.

При этом за начало отсчета времени ( $t = 0$ ) нужно положить момент химического выделения  $^{85}\text{Y}$ , т.е. момент, когда в препарате отсутствует дочерний 70-минутный  $^{85m}\text{Sr}$ . Интенсивности заселения уровней 742 и 1154 кэВ путем  $\beta^+$ -распада и электронного захвата (в относительных единицах) будут тогда равны  $N_{503}$  и  $N_{915}$ , соответственно (см. рис. 3), а интенсивность заселения уровня 239 кэВ будет равна разнице  $[N_{152} + N_{232} + N_{239}] - [N_{503} + N_{915}]$ .

Последующие вычисления проводятся таким же образом, как в случае 5-часового  $^{85}\text{Y}$ . При этом для полной энергии распада 2,68-часового  $^{85}\text{Y}$  принято также значение 3300 кэВ <sup>/3/</sup>.

#### 4.2. Квантовые характеристики уровней $^{85}\text{Sr}$ и $^{85}\text{Y}$

Авторами работ /3,5,11/ было показано, что уровням  $^{85}\text{Sr}$  с энергиями 0; 232 и 239 кэВ соответствуют квантовые характеристики  $9/2^+$ ;  $7/2^+$  и  $1/2^-$ .

Для нечётных изотопов иттрия модель оболочек предсказывает существование двух изомерных состояний с квантовыми характеристиками  $1/2^-$  (2р  $1/2$ ) и  $9/2^+$  (1g  $9/2$ ). Во всех известных случаях ( $^{87,89,91}\text{Y}$ , см. /8/) это правило выполняется и нет оснований ожидать, что оно нарушается в случае  $^{85}\text{Y}$ . Так как больше половины распадов 5-часового изомера  $^{85}\text{Y}$  ведет непосредственно в основное состояние  $^{85}\text{Sr}$  ( $9/2^+$ ), в то время как распад 2,68-часового изомера приводит или непосредственно, или посредством гамма-переходов с энергиями 503 и 915 кэВ к образованию уровня при 239 ( $1/2^-$ ), то 5-часовому изомеру следует приписать квантовые характеристики  $I^\pi = 9/2^+$ , а 2,68 - часовому изомеру  $I^\pi = 1/2^-$ . В согласии с этим находятся и полученные нами значения  $lg ft$ .

Более сложным является вопрос, какое из этих двух состояний является основным и какое изомерным. По модели оболочек основным должно быть состояние 2р  $1/2$ , как это наблюдается у остальных нечётных изотопов  $\text{Y}$  /8/. Однако уже тот факт, что не удалось обнаружить изомерного перехода между обоими состояниями, указывает, что энергетический интервал между ними не должен быть большим.

На основе измерений граничных энергий  $\beta^+$ -спектров изомеров  $^{85}\text{Y}$  авторы работы /3/ заключили, что состояние р  $1/2$  ( $T = 2,68$  часа) расположено на  $(40 \pm 30)$  кэВ выше, чем состояние г  $9/2$  ( $T = 5$  час). Однако из-за слишком большой погрешности трудно считать доказанным, что основное нижнее состояние  $^{85}\text{Y}$  типа г  $9/2$ , а не р  $1/2$ . Более разумно думать, что проблема эта пока открыта.

Уровень  $^{85}\text{Sr}$  с энергией 742 кэВ возбуждается при распаде 2,68-часового изомера  $^{85}\text{Y}$  ( $1/2^-$ ) и разряжается посредством гамма-перехода 503 кэВ, ведущего на уровень  $1/2^-$  (239 кэВ). Определив мультипольность перехода 503 кэВ как M1 или E2, авторы работы<sup>/3/</sup> сделали вывод, что квантовые характеристики уровня при 742 кэВ должны быть или  $1/2^-$ , или  $3/2^-$ . В согласии с этим находится и наше значение  $\lg ft = 5,3$  для  $\beta^+$ -распада на этот уровень. Однако, как будет показано ниже, следует предпочесть значение  $3/2^-$ .

Следующий уровень, возбуждаемый при распаде 2,68-часового  $^{85}\text{Y}$  ( $1/2^-$ ), находится при энергии 1154 кэВ. Он разряжается посредством гамма-перехода с энергией 915 кэВ, ведущего также на уровень 239 кэВ ( $1/2^-$ ). Значение  $\lg ft = 6,0$  соответствует в этой области скорее разрешенному бета-переходу. Поэтому можно предложить для этого уровня  $I^\pi = (3/2, 1/2^-)$ . Значение  $3/2^-$ , по-видимому, более предпочтительно (см. ниже).

Остальные уровни возбуждаются при распаде 5-часового изомера.

Рассчитанная интенсивность бета-переходов, заселяющих уровни 768, 1364 и 1797 кэВ, меньше суммарной погрешности в определении интенсивностей приходящих и уходящих гамма-переходов. Поэтому возможно, что эти уровни заселяются только гамма-переходами.

Если связывать слабое заселение (или его отсутствие) этих уровней при  $\beta$ -распаде обоих состояний  $^{85}\text{Y}$  p  $1/2$  и g  $9/2$  с действием правил отбора для переходов по спину и чётности, то указанные уровни должны иметь спины и чётности  $I^\pi = 5/2^+; 5/2^-; 3/2^+$ .

Поскольку уровень 768 кэВ разряжается  $\gamma$ -переходами на уровни  $7/2^+$  и  $9/2^+$ , но нет  $\gamma$ -перехода на уровень  $1/2^-$ , кажется наиболее вероятным, что он имеет спин и чётность  $I^\pi = 5/2^+$ .

Уровень 1364 кэв разряжается гамма-переходами на состояния с  $I^\pi = 1/2^-$  и  $7/2^+$ , но не  $9/2^+$ . Поэтому для его спина и чётности можно предпрчесть значения  $I^\pi = 5/2^-$  или  $3/2^+$ .

Все остальные значения  $lg ft$  соответствуют разрешенным переходам, так что спины и чётности уровней при 1935; 2123; 2173; 2584; 2745; 2786 и 3266 кэв должны быть  $7/2^+$ ,  $9/2^+$  или  $11/2^+$ . Существование гамма-переходов, ведущих из уровней 2123 и 2173 кэв на уровень типа  $5/2^+$  (768 кэв) и из уровней 2584 и 2786 кэв на уровень типа  $5/2^-$  (1364 кэв), позволяет предположительно исключить для этих уровней характеристики  $I^\pi = 11/2^+$ .

#### 4.3. О структуре возбужденных уровней ${}_{38}^{85}\text{Sr}_{47}$

В ядре  ${}_{38}^{80}\text{Sr}_{47}$  протоны полностью заполняют подоболочку ( $2p\ 3/2$ ;  $1f\ 5/2$ ), а нейтроны заполняют все состояния вплоть до  $2p\ 1/2$  и 7 последних нейтронов находятся в состоянии  $1g\ 9/2$ , где они образуют трехчастичную (или точнее трехдырочную) конфигурацию  $(g\ 9/2)^{-3}$ . Конфигурационное взаимодействие этих трех дырок приводит к образованию ряда возбужденных уровней. Рассчёты таких уровней проводились в работе Тальми и Унна<sup>/14/</sup> с использованием методики эффективного взаимодействия, причем необходимые параметры брались из экспериментально установленной схемы уровней<sup>90</sup>  $\text{Zr}$  и некоторых соседних ядер. Были использованы данные работы<sup>/11/</sup> по энергетическому расстоянию уровней  $9/2^+$  и  $7/2^+$  (225 кэв) и  $9/2^+$  и  $1/2^-$  (233 кэв). Таким образом, Талми и Унна получили следующие трехчастичные уровни, основанные на конфигурации  $(g\ 9/2)^{-3}$ :  $9/2^+$  (основное состояние);  $7/2^+$  (225 кэв - взято из эксперимента);  $5/2^+$  (970 кэв);  $13/2^+$  (1180 кэв);

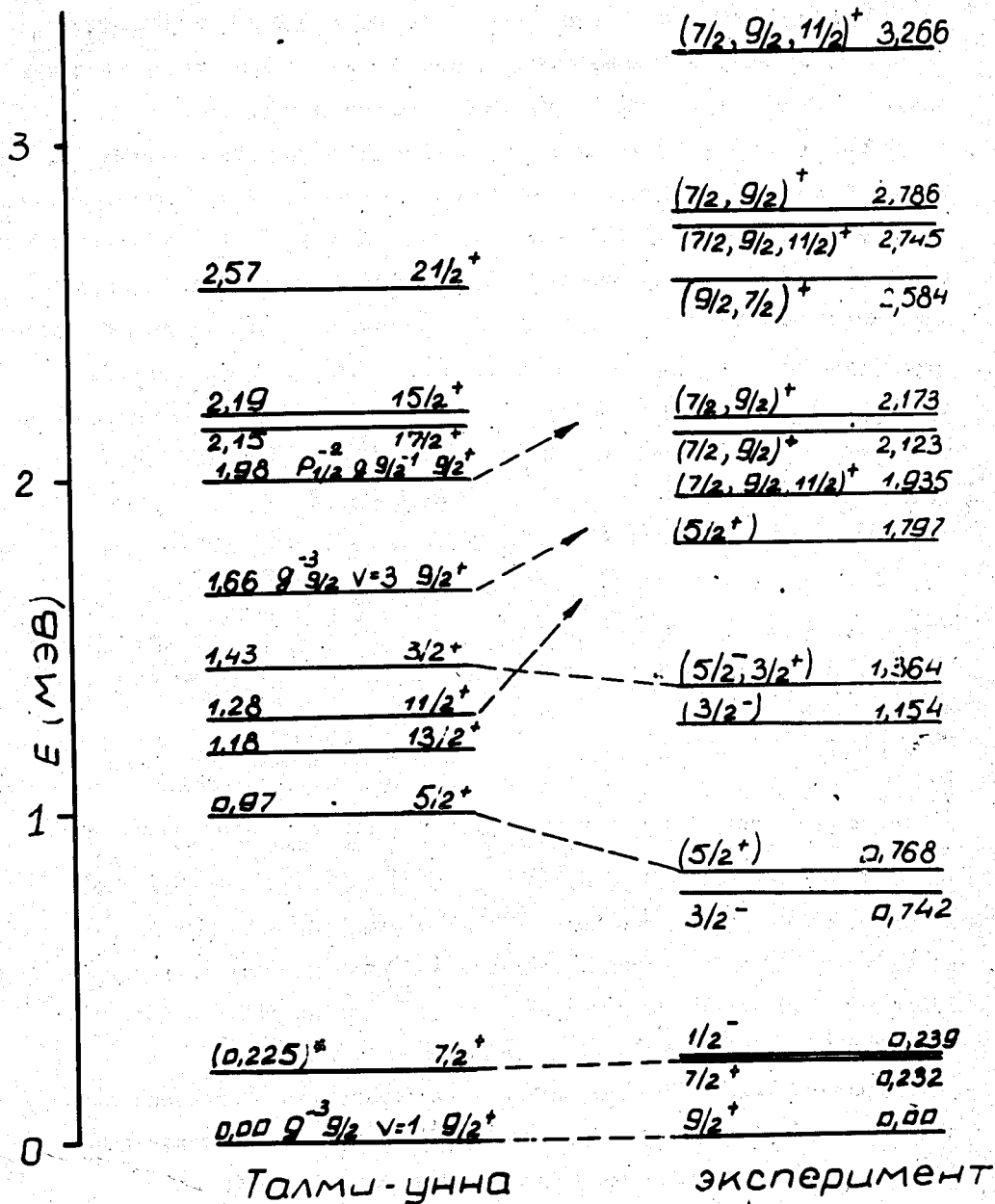


Рис. 4. Сравнение трехчастичных уравнений типа  $(g \ 9/2)^{-3}$  в  $^{85}\text{Sr}$ , рассчитанных Талми и Унной/14/, с нашими экспериментальными данными. Энергия уровня 0,225 Мэв взята из работы/11/.



$11/2^+$  (1.280 кэв);  $3/2^+$  (1.430 кэв);  $9/2^+$  (1.660 кэв,  $\nu = 3$ ) и другие с более высокими значениями спина (рис. 4). Сопоставляя эти данные с нашими результатами, мы можем отнести к трехчастичным конфигурационным состояниям (помимо основного состояния и уровня  $7/2^+$  (232 кэв)) также и уровни  $5/2^+$  (768 кэв) и  $3/2^+$  (1364 кэв). Энергия этих уровней отличается от расчётной на 200 и 70 кэв, соответственно. Уровень  $13/2^+$  при распаде  $^{86}\text{Y}$  непосредственно возбуждаться не может. Уровень  $11/2^+$  может возбуждаться, но в указанной энергетической области он нами не наблюдается, так же как и уровень  $9/2^+$  ( $\nu = 3$ ). Если допустить возможность значительной погрешности в расчётах энергий этих двух, то нельзя исключить, что они находятся среди более высоких уровней, приведенных в нашей схеме.

Обращая внимание на то, что  $\beta$ -переход типа  $p(g9/2) \rightarrow n(g9/2)$  ( $j = \ell + 1/2 \rightarrow \ell = +1/2$ ), соответствующий состояниям  $(g9/2)^3$ , имеет так же как во многих соседних ядрах повышенное значение  $\ell g ft$ , уровень 1935 кэв (с  $\ell g ft = 6,5$ ) может оказаться одним из ожидаемых членов  $(g9/2)^3$ .

В ядрах с  $N = 41-47$  часто наблюдаются низкие аномальные уровни с  $1\pi = 5/2^+ / 15/$ .

В  $^{70}_{34}\text{Se}_{41}$  такой уровень опускается даже ниже уровня  $g 9/2$  и оказывается основным состоянием ядра. Такие уровни описываются в рамках модели Икегами-Сано <sup>/15/</sup> как весьма сложные состояния, возникающие в результате взаимодействия квазичастиц с квадрупольными фононами. Не исключена возможность, что уровень 768 кэв ( $5/2^+$ ) (и также уровень 232 кэв  $7/2^+$ ) именно такого типа.

Уровень  $1/2^-$  (239 кэв) можно характеризовать в согласии с оболочечной моделью как одночастичный, определенный нейтронной дыркой в состоянии  $2p 1/2$ . Модель оболочек предсказывает для  $^{86}\text{Sr}$

существование еще двух одночастичных уровней с квантовыми характеристиками  $3/2^-$  и  $5/2^-$ , определенных нейтронной дыркой, находящейся в состоянии  $2p\ 3/2$  и  $1f\ 5/2$ , соответственно. Уровень  $3/2^-$  должен хорошо возбуждаться путем бета-распада 2,68-часового  $^{85}\text{Y}\ (1/2^-)$ . Можно ожидать, что значение  $lg\ ft$  этого бета-перехода будет по крайней мере на единицу меньше, чем для перехода  $1/2^- \rightarrow 1/2^-$  на уровень 239 кэв, как это имеет место и во всех известных аналогичных случаях (напр.  $^{87}\text{Y}\ /16/$ ,  $^{89m}\text{Zr}\ /8/$ ). Этим требованиям соответствует уровень 742 кэв. Возможное значение  $I^\pi = 1/2^-$ , приведенное для него в работе  $^{13/}$ , следует поэтому исключить.

В качестве следующего одночастичного уровня типа  $5/2^-$  ( $1f\ 5/2$ ) $^{-1}$  можно принять уровень при 1364 кэв, т.к. экспериментальные данные допускают для его спина и четности значение  $5/2^-$  или  $3/2^+$ . Следует, однако, отметить, что другое возможное значение  $I^\pi = 3/2^+$  можно также удовлетворительно интерпретировать (см. выше).

Уровень при 1154 кэв ( $I^\pi = 3/2^-$  или  $1/2^-$  по экспериментальным данным) можно интерпретировать как состояние с нейтронной конфигурацией  $(2p\ 3/2^{-1} 2p\ 1/2^{-2} 1g\ 9/2^{10})_n$  и, следовательно, с  $I^\pi = 3/2^-$ . В пользу такой интерпретации имеется косвенный аргумент. Уровень этого типа не может существовать у соседнего нечетного изотопа стронция  $^{87}\text{Sr}$ , так как здесь 49 нейтронов и, следовательно, до полного заполнения оболочки не хватает лишь одного нейтрона. Действительно, при распаде  $^{87}\text{Y}\ (1/2^-)$  возбуждаются только два уровня в  $^{87}\text{Sr}$  - одндырочные нейтронные уровни типа  $1/2^- (2p\ 3/2^{-4} 2p\ 1/2^{-1} 1g\ 9/2^{10})_n$  при 388 кэв и  $3/2^- (2p\ 3/2^{-1} 2p\ 1/2^2 1g\ 9/2^{10})_n$  при 872 кэв, аналогичные уровням при 239 и 742 кэв в  $^{85}\text{Sr}\ /8/$ .

Уровни при 1154 и 1364 кэВ можно интерпретировать также на основе модели возбужденного остова Де Шалита<sup>/17/</sup> как результат взаимодействия дырки в состоянии  $2p\ 1/2$  с возбужденным остовом  $2^+$  (ядром  $^{86}\text{Sr}$ , находящимся в состоянии с  $I^\pi = 2^+$ ). Вследствие этого взаимодействия в  $^{86}\text{Sr}$  должен появиться дублет возбужденных уровней с квантовыми характеристиками  $3/2^-$  и  $5/2^-$ . Предсказанный центр тяжести этого дублета должен находиться на высоте первого возбужденного уровня типа  $2^+$  в  $^{86}\text{Sr}$ , увеличенной на энергию уровня  $1/2^-$  в  $^{86}\text{Sr}$  т.е. на высоте  $1076\text{ кэВ} + 239\text{ кэВ} = 1315\text{ кэВ}$ . На самом деле центр тяжести дублета  $3/2^-$  и  $5/2^-$  в  $^{86}\text{Sr}$  находится на высоте 1280 кэВ, что находится в хорошем согласии с предсказанием модели Де Шалита.

Придем к рассмотрению структуры более высоких состояний.

В ряде работ<sup>/18,19/</sup> отмечалось, что компоненты  $\beta^+ - \epsilon$  - спектра, характеризующиеся самыми низкими значениями  $lg\ ft$  (в частности  $lg\ ft \leq 5,5$ ), чаще всего связывают уровни-члены спин-орбитального дублета с  $j_1 = \ell \pm 1/2$  и  $j_2 = \ell \mp 1/2$ . При  $\beta^+ - \epsilon$  распаде  $^{86}_{39}\text{Y}_{46}$  ( $T_{1/2} = 5\text{ ч}$ ;  $I^\pi = 9/2^+$  (g 9/2)) наименьшие значения  $lg\ ft \approx 5-5,5$  относятся к переходам на уровни  $^{86}_{38}\text{Sr}_{47}$  2123; 2173; 2584; 2745 и 3266 кэВ с  $I^\pi = 7/2^+, 9/2^+, 11/2^+$ . Эти  $\beta$ -переходы могут связывать уровни

$$p(p3/2)^4 p(g9/2)^1 n(p1/2)^0 \rightarrow p(p3/2)^{-1} p(g9/2)^1 n(p1/2)^1$$

$$\underbrace{\hspace{10em}}_{p(p3/2)} \quad \underbrace{\hspace{10em}}_{n(p1/2)}$$

Следовательно, указанные 5 уровней (возможно, и уровень 2786 кэВ) скорее всего являются трехчастичными уровнями-членами мультиплетной конфигурации  $p(p3/2)^{-1} n(p1/2)^{-1} p(g9/2)^1$ , состоящего из 8 - уровней с  $I^\pi = 5/2^+; 7/2^+; 7/2^+; 9/2^+; 9/2^+; 11/2^+; 11/2^+; 13/2^+$ .

В свете этих взглядов особый интерес представляет  $\gamma$ -переход 567 кэв, т.к. он связывает уровни 2745 и 2173 кэв - члены этого мультиплета. Как и следовало ожидать, он гораздо интенсивнее  $\gamma$ -перехода на основное состояние с  $I_{\gamma} = 2745$  кэв

$$\left( \frac{B(M1)_{567}}{B(M1)_{2745}} \approx 8 \cdot 10^2 ; \frac{B(E2)_{567}}{B(E2)_{2745}} \approx 2 \cdot 10^4 \right).$$

В заключение авторы благодарят К.Я. Громова и Ж.Т. Желева за постоянную поддержку и интерес к работе и В.Н. Покровского за ценные замечания.

#### Л и т е р а т у р а

1. A.A. Caretto, E.O. Wiig, J. Amer. Chem.Soc., 74, 5235 (1952).
2. D.J. Horen, W.H. Kelly. Bull.Am.Phys.Soc., 7, 341 (1962).
3. I. Dostrovsky, S. Katcoff, R.W. Stoenner. Phys.Rev., 132, 2600 (1963)
4. W.J. Nieckarz, A.A. Caretto. J. Inorg.Nucl.Chem., 27, 919 (1964).
5. A.P. Patro, B. Basu. Nucl.Phys., 37, 272 (1962).
6. Р. Арльт, Н.Г. Зайцева, Б. Крацк, М.Г. Лошилов, Г. Музиоль, Чан Тхань Минь. Препринт ОИЯИ Р6-4239, Дубна, 1968. Изв. АН СССР (сер. физ.) 33, 1594 (1969).
7. Н.Г. Зайцева, Б. Крацк, М.Г. Лошилов, Г. Музиоль, Чан Тхань Минь, Х. Штрусный. Препринт ОИЯИ Р6-4240, Дубна, 1969. Изв. АН СССР (сер. физ.) 33, 1283 (1969).
8. С.М. Lederer, J.M. Hollander, I. Perlman: Table of Isotopes. John Wiley & Sons, New-York-London-Sydney, 1968.
9. К.Я. Громов, А.С. Данагулян, А.Т. Стригачев, Чжоу Мо-лун, Препринт ОИЯИ Р-1510, Дубна, 1963.

10. I. Bergstrom. Arkiv for Fysik, 5, 191 (1952).
11. A.W. Sunyar, J.M. Mihelich, G. Scharff-Goldhaber, M. Goldhaber, N.S. Wall, M. Deutsch. Phys.Rev., 86, 1023 (1952).
12. Л.А. Слив, И.М. Банд. Таблицы коэффициентов внутренней конверсии, ч. 1, К-оболочка. Изд. АН СССР, М-Л (1958).
13. M. McDonnel, M.K. Ramaswamy. Bull.Am.Phys.Soc., 13, 1450(1968).
14. I. Talmi, I. Unna. Nucl.Phys., 19, 225 (1960).
15. U. Ikegami, M. Sano. Phys.Lett., 21, 323 (1966).
16. Н.Г. Зайцева, Б. Крацик, М.Г. Лошилов, Г. Музюль, Чан Тхань Минь. Программа и тезисы докладов 19-го совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Ереван, 1969 г. стр. 56.
17. A. de Shalit. Phys.Rev., 122, 1530 (1961).
18. К. Александер. Препринт ОИЯИ Р6-3785 (1968).
19. Л.К. Пекер. Материалы 4-й школы физики ФТИ - Ленинград (1969).

Рукопись поступила в издательский отдел

8 мая 1970 года.