

3(01)  
3-563



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

6 - 3036

МАТЕРИАЛЫ ДЕВЯТОГО СОВЕЩАНИЯ  
ПО ЯДЕРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ  
НЕЙТРОНОДЕФИЦИТНЫХ ИЗОТОПОВ И ТЕОРИИ  
ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР

Дубна, 28 июня - 2 июля 1966 г.

Дубна 1966

X X X

C3(04)  
C-563

6 - 3036

У 226/2 Вр.

МАТЕРИАЛЫ ДЕВЯТОГО СОВЕЩАНИЯ  
ПО ЯДЕРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ  
НЕЙТРОНОДЕФИЦИТНЫХ ИЗОТОПОВ И ТЕОРИИ  
ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР

Дубна, 28 июня - 2 июля 1966 г.

Девятое совещание по ядерной спектроскопии нейтрондефицитных изотопов и теории деформированных ядер проходило в Дубне с 28 июня по 2 июля 1966 г. На совещание было представлено 37 докладов. 23 из них печатаются в сокращенном варианте в данном сборнике.

Сборник подготовлен к печати Н.А.Бонч-Осмоловской и Т. И. Галановой.

Рукопись поступила в издательский отдел  
24 ноября 1966 г.

## СО Д Е Р Ж А Н И Е

I. В.В.Бабиков . Современное состояние мезонной теории ядерных сил.....	5
2. Э.Е.Берлович и Д.Н.Новиков . Квадрупольные моменты деформированных ядер.....	8
3. Э.Е.Берлович. Некоторые свойства нечетных ядер переходной области в районе осмия. I2	12
4. Р.Б. Бегжанов, Р.Л.Раковицкий. Возбужденные $0^{+I}$ уровни сферических четно-четных ядер.....	18
5. Ю.П.Гангрский, Б.Н.Марков, А.А.Плеше, С.М.Поликанов, Х.Дюгклауссен. О природе спонтанно делящихся изомеров.....	21
6. О.И.Сумбаев. О возможности существенного повышения светосилы и разрешающей способности фокусирующих дифракционных спектрометров в связи с задачей об исследовании гамма-спектров нейтрондефицитных изотопов.....	22
7. М.Мейлинг, Ф.Стари . Многомерный анализ при измерениях времен жизни в наносекундной области.....	28
8. П. Манфрасс, А.Андроев, Р.Кестнер. Схема низколежащих уровней $^{179}\text{Hf}$ .....	28
9. Н.А.Головков, К.Я.Громов, Н.А.Лебедев, Б.Махмудов, А.С.Руднев, В.Г. Чумин Об альфа-распаде изотопов $\text{Dy}, \text{Tb}, \text{Gd}, \text{Eu}$ .....	29
10. Б.С.Джелепов, П.А.Тихинин, И.А.Шимелов . Исследование совпадений конверсионных электронов при распаде $^{154}\text{Tb}$ .....	34
II. М.Суботович . Поиски добавки псевдоскалярного ( P ) взаимодействия и соотношения псевдовекторных ядерных матричных элементов в $0^- - 0^+$ бета-переходе в $^{144}\text{Pm}$ - $^{144}\text{Nd}$ .....	38

12. М.Суботович, Я.Куранц .  
Измерение угловых корреляций  $\beta^+$  ( $W_0 = 4,87 \text{ мс}^2$ ) -  $\gamma$  ( $E_\gamma = 635 \text{ кэВ}$ )  
в  $\beta^+$ -переходе  $^{146}\text{Eu} \rightarrow ^{146}\text{Sm}$ .....41
13. Я.Ваврышук, Т.Говорек, К.Крукоска, З.Скожински .  
Дальнейшие исследования угловых корреляций гамма-излучения  $^{147}\text{Sm}$  и  
 $^{140}\text{La}$ ..... 45
14. Б.С.Джелепов, О.Е.Крафт, Ю.В.Наумов .  
 $\beta^+$ - $\gamma$ -совпадения при распаде  $^{134}\text{La} \rightarrow ^{134}\text{Ba}$  (предварительное  
сообщение)..... 49
15. Т.Купарова, В.Звольска, В.Крачик, А.Машталка .  
Исследование распада  $^{128}\text{Ba} \rightarrow ^{128}\text{Cs} \rightarrow ^{128}\text{Xe}$  и  $^{133}\text{Ba} \rightarrow ^{133}\text{Cs}$  .....53
16. Е.Льдзевский, Я.Ковнацкий, М.Мошинский .  
Времена жизни возбужденных состояний в  $^{125}\text{J}$  и  $^{127}\text{J}$ .....59
17. В.Лук, Э.Крупа, Д.Мончка, Ю.Поморски .  
Одиочные спектры и спектры гамма-совпадений изотопов ксенона, разделенных  
электромагнитным сепаратором..... 67
18. Т.И.Крачикова .  
Исследование  $\gamma$ -излучения  $^{108m}\text{Ag}$  и  $^{110m}\text{Ag}$  ..... 72
19. Ю.А. Андреев, В.Р.Буримстров, Б.Г.Киселев, В.А.Дидоренко .  
Гамма-излучение долгоживущих изотопов  $^{104}\text{Ag}$  и  $^{106}\text{Ag}$ ..... 77
20. Я.Врзал, П.Галан, М.Кузнецова, Я.Липтак, Я.Урбанец, М.Фингер.  
Распад  $^{155}\text{Tb} \rightarrow ^{155}\text{Gd}$ . Бета - вибрационное состояние в ядре  $^{155}\text{Gd}$ .. 83
21. Я.Кормицкий, Г.Неводничанский, З.Стахура .  
Большой полукруговой бета-спектрограф с магнитным полем, заданным постоянными магнитами..... 89
22. Я.Кормицкий, Г.Неводничанский, З.Стахура, К.Зубер, А.Будзак .  
Новообнаруженные гамма-переходы в распадах  $^{157}\text{Tb}$  и  $^{152}\text{Tb}$ ..... 91
23. А.И.Лаврухина, Р.И.Кузнецова, Г.М.Колесов, В.В.Малышев .  
Радиохимическое изучение продуктов расщепления празеодима протонами  
с энергией 660 МэВ ..... 97
24. Список докладов, представленных на IX совещание по ядерной спектроскопии  
нейтрондефицитных изотопов и теории деформированных ядер..... 104

В.В.Бабилов

ЛФФ ОИАИ

В течение уже тридцати лет физики говорят о мезонной природе ядерных сил. Однако только в последние три года достигнут существенный прогресс в действительном понимании механизма нуклон-нуклонного взаимодействия. Этот прогресс связан в первую очередь с фактом экспериментального обнаружения ряда тяжелых ядерноактивных мезонов (пионных резонансов  $\eta, \rho, \omega, \dots$ ) и установлением их свойств: масс, спинов, четностей и других квантовых чисел. Второй причиной является развитие новых теоретических методов исследования двухнуклонной проблемы.

С открытием новых мезонов стало очевидным, что все попытки описать с помощью одних  $\pi$ -мезонов внутреннюю ( $\tau \lesssim 1,5 \text{ ф}$ ) область нуклон-нуклонного взаимодействия обречены на неудачу. Необходимо включить в рассмотрение тяжелые мезоны, обладающие другими свойствами, чем пионы. Формально это может быть сделано весьма просто: гамильтониан взаимодействия нуклонов с мезонами записывается в виде суммы по всем мезонам

$$(I) \quad H_{int} = \sum_i \sqrt{4\pi} g_i \bar{\Psi} \Gamma_i \Psi \varphi_i, \quad i = \pi, \eta, \rho, \dots$$

Здесь  $g_i$  - константа связи  $i^{ого}$  мезона с нуклоном;  $\Psi$  и  $\bar{\Psi}$  - соответственно нуклонный и мезонный операторы;  $\Gamma_i$  - матрица, вид которой зависит от спина и четности мезона; коэффициент  $\sqrt{4\pi}$  вводится для удобства. Вся сложность заключается в решении задачи с таким гамильтонианом. На языке диаграммной техники можно сказать, что задача описания упругого NN рассеяния состоит в суммировании всех следующих из (I) диаграмм с двумя входящими и двумя выходящими нуклонами. В настоящее время нет способа решить эту задачу точно. С другой стороны, ограничение конечным числом диаграмм приводит к неверным результатам ввиду неприменимости теории возмущений к сильным взаимодействиям. Поэтому необходимо использовать приближения, позволяющие выйти за рамки теории возмущений.

В современной теории ядерных сил получили развитие модели одномезонного обмена (ОМЕ). Приближение ОМЕ (*one-boson exchange*) заключается в существенном использовании информации, содержащейся в диаграммах простейшего вида, для суммирования бесконечной подсовкупности диаграмм, которая считается определяющей.

В зависимости от применяемого математического формализма различают следующие модели:  
 1) потенциальная модель однобозонного обмена (ОВЕР), 2) модели однобозонного вклада (ОВЕС),  
 3) метод дисперсионных соотношений. Исходным пунктом каждой из них является борновская амплитуда рассеяния, отвечающая первому порядку теории возмущений по взаимодействию (1)

$$(2) \quad B(\vec{q}, \vec{p}) = \sum_l \begin{array}{c} \vec{p} \\ \swarrow \quad \searrow \\ \quad \quad \varphi_l \\ \nwarrow \quad \nearrow \\ -\vec{p} \end{array} \begin{array}{c} \vec{p} + \vec{q} \\ \swarrow \quad \searrow \\ \quad \quad \varphi_l \\ \nwarrow \quad \nearrow \\ -\vec{p} - \vec{q} \end{array} .$$

Амплитуда (2) может быть разложена по парциальным волнам

$$(3) \quad B(\vec{q}, \vec{p}) = \sum_l (2l+1) b_l(E) P_l(\cos\theta)$$

в задачах нуклон-нуклонного рассеяния искомыми величинами являются обычно парциальные амплитуды или фазы рассеяния. Существенно, что  $B(\vec{q}, \vec{p})$  и  $b_l(E)$  являются чисто вещественными.

Модель ОВЕР основывается на предположении, что NN взаимодействие может быть описано с помощью нерелятивистского уравнения Шредингера с некоторым потенциалом, таким, что его борновское приближение приводит к амплитуде (2). Точное решение уравнения Шредингера с этим потенциалом будет отвечать тогда бесконечной итерации диаграмм однобозонного обмена, то есть лестничному приближению для амплитуды рассеяния. Потенциал определяется при этом как фурье-образ борновской амплитуды по передаче импульса

$$(4) \quad V(\vec{r}, \vec{p}) = \int e^{i\vec{q}\vec{r}} B(\vec{q}, \vec{p}) d^3q .$$

Амплитуда (2) является релятивистской, поэтому выражение (4) содержит релятивистские поправки, приводящие к зависимости потенциала от энергии <sup>1,2/</sup>. Получающийся потенциал ОВЕР, как оказывается, качественно объясняет все известные характерные черты феноменологических потенциалов, в том числе отталкивание на малых расстояниях, сильную короткодействующую

LS - связь и притяжение на больших расстояниях. Отталкивание обеспечивается обменом нейтральными векторными ( $\omega, \varphi$ ) мезонами и имеет вид потенциалов Юкавы, а не твердой сердцевины, что согласуется со структурой нуклона, следующей из опытов по рассеянию быстрых электронов. Имеющаяся зависимость от энергии компенсирует уменьшение статического отталкивания. Притяжение вызывается обменом гипотетическим нейтральным скалярным  $\sigma$  - мезоном с меньшей массой. Как может быть показано, эта гипотеза фактически соответствует учету не только лестничных диаграмм, но и диаграмм с пересекающимися  $\pi$  - мезонными линиями.

В моделях ОВЕС, называемых еще моделями явной унитаризации, искомая унитарная амплитуда  $f_l(E) = \frac{1}{k} e^{i\delta_l(E)} \sin \delta_l(E)$ , где  $k$  - волновой вектор и  $\delta_l(E)$  - фаза рассеяния, получается из вещественной  $b_l(E)$  непосредственно, без решения уравнений. Так, в "модели реальной части"

полагается  $b_c = \text{Re} h_c = \frac{1}{K} \cos \delta_c \sin \delta_c$ ; в "модель синуса"  $b_c = |h_c| = \frac{1}{K} \sin \delta_c$ ; в "модели тангенса"  $b_c = h_c (1 + ik h_c)^{-1} = \frac{1}{K} \tan \delta_c$ . Если первые два варианта ОБЕС представляются весьма искусственными, то модель тангенса отвечает хорошо известному в теории поля приближению  $K$ -матрицы, когда суммируются все лестничные диаграммы, в которых промежуточные нуклоны лежат на энергетической поверхности, то есть происходит перерассеяние физических нуклонов. Как показывает специальный анализ <sup>/3/</sup>, эта модель является более предпочтительной также при описании экспериментальных данных.

Дисперсионные соотношения представляют наиболее общий инструмент квантовой теории поля. В приложении к задаче NN взаимодействия они после использования условия унитарности  $\text{Im} h_c(E) = K |h_c(E)|^2$  в интеграле по физической области энергий и замены интеграла по нефизической области на борновскую амплитуду  $b_c(E)$  превращаются в интегральное уравнение для искомого амплитуды  $h_c(E)$ . Это уравнение решается численным образом <sup>/4/</sup>.

Рассмотренные выше модели применялись для анализа нуклон-нуклонного рассеяния в интервале  $0 < E_{\text{LAB}} < 300$  Мэв. Вирьруемыми параметрами являлись константы связи  $g_i$  и масса скалярного мезона  $\mu_\sigma$ . Все модели дают хорошее описание фаз рассеяния для  $\ell \geq 1$  при  $\mu_\sigma \approx 500$  Мэв. Константы связи в релятивистских моделях ОБЕС <sup>/3/</sup> и дисперсионных соотношениях <sup>/4/</sup> хорошо согласуются друг с другом. Используемая в работе <sup>/5/</sup> модель ОБЕР приводит к завышенной величине  $g_{\omega}^2$ , что объясняется неучетом релятивистского эффекта зависимости потенциала от энергии <sup>/1,2/</sup>. Релятивистский подход позволяет с теми же (четырьмя) параметрами описать также взаимодействие нуклонов с антинуклонами <sup>/4/</sup>.

Для перехода от двухнуклонной задачи к ядру наиболее удобен, естественно, потенциальный подход. В частности, на основе модели ОБЕР удается <sup>/6/</sup> хорошо описать взаимодействие в системе  $\text{He}^4 + \text{He}^4$ . Можно надеяться, что эта модель позволит также дать объяснение самосогласованному взаимодействию нуклонов в ядре.

### Л и т е р а т у р а

1. D.Y.Wong. Nucl.Phys., 52, 212 (1964) .
2. В.В.Бабиков. Ядерная физика, 2, 326 (1965).
3. Л.С.Ажгирей, В.И.Чижиков. Препринт ОИЯИ Р-2584, Дубна, 1966.
4. J.S.Ball, A.Scotti, D.Y.Wong. Phys. Rev., 142, 1000 (1966).
5. R.A.Bryan, B.L.Scott. Phys.Rev., 132, B434 (1964) .
6. T.W.Freist. Nuovo Cimento, 37, 166 (1965) .



Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе АН СССР

Несферичность ядра определяется взаимодействием с остовом внешних нуклонов, которое в свою очередь зависит от одночастичных характеристик последних. Поэтому представляет интерес анализ зависимости величины равновесной деформации от свойств орбит внешних нуклонов.

Наиболее достоверным источником сведений о внутренних квадрупольных моментах ( $Q_0$ ) являются вероятности электрических квадрупольных переходов ( $E2$ ) между уровнями ротационной полосы. Однако пользоваться соотношениями гидродинамической модели для определения значений  $Q_0$  из экспериментальных приведенных вероятностей переходов  $B(E2)$  можно только в случае чистых ротационных переходов. В нижнем ротационном переходе, идущем на основное состояние, примесь, обусловленная кориолисовым взаимодействием, составляет не более 1,5% (см. I), и ею можно пренебречь. При этом для определения  $B(E2)$  не требуется знания параметра разветвления  $\gamma$ -перехода на прямой и каскадный, вносящего большую неточность в расчеты. Величины  $B(E2)$  взвешивались по временным и кулоновским данным.

На рисунке проведено сравнение полученных экспериментальных значений  $Q_0$  для нечетных ядер с теоретическими, рассчитанными по методу минимизации суммы одночастичных энергий (зачерненные точки) <sup>/2/</sup> и значениями, вычисленными с учетом сил спаривания и кулоновского взаимодействия <sup>/2/</sup> (кружки). (Сравнение для четных ядер было проделано в работе <sup>/4/</sup>). Сплошными линиями соединены точки, соответствующие  $\beta$ -стабильным ядрам. Как видно из рисунка, трудно отдать явное предпочтение какой-либо теоретической кривой. Хотя экспериментальные точки и ложатся вокруг нижней кривой, они не повторяют её гладкого хода и лучше передают общую тенденцию зависимости  $Q_0$  от массового числа, присущую верхней кривой, не учитывающей спаривания. Это, по-видимому, отражает существенную роль орбитали неспаренного внешнего нуклона в поляризации остова.

С целью детального изучения этого эффекта в таблице проведено сравнение внутренних квадрупольных моментов нечетных и предшествующих четно-четных ядер; под индексом ядра записана соответствующая ему величина  $Q_0$ .

Из свойств одночастичной схемы следует, что если неспаренный нуклон заселяет восходящую орбиталь, то равновесная деформация нечетного ядра должна быть меньше, чем у предшествующего четно-четного, в предположении, что нечетный нуклон не меняет существенно по-

рядка заполнения уровней, находящихся под поверхность Ферми. Наоборот, нечетный нуклон, заселяющий нисходящую орбиталь, должен увеличивать равновесную деформацию нечетного ядра по сравнению с четным.

Данные таблицы подтверждают это заключение.

Таблица

Сравнение значений  $Q_c$  четных и нечетных ядер

Четное $Q_c$	Нечетное $\Omega(Nn_z\Lambda)$ $Q_c$	Четное $Q_c$	Нечетное $\Omega(Nn_z\Lambda)$ $Q_c$
$^{152}\text{Sm}$ 5.87 <sub>5</sub>	$^{153}\text{Eu}$ p 5/2 <sup>+</sup> /4I3/ 6.56 <sub>I3</sub>	$^{174}\text{Yb}$ 7.65 <sub>I0</sub>	$^{175}\text{Lu}$ p 7/2 <sup>+</sup> /404/ 7.20 <sub>I4</sub>
$^{154}\text{Gd}$ 6.3I <sub>7</sub>	$^{155}\text{Gd}$ n 3/2 <sup>-</sup> /52I/ 6.50 <sub>I5</sub>	$^{176}\text{Yb}$ 7.42 <sub>I0</sub>	$^{177}\text{Lu}$ p 7/2 <sup>+</sup> /404/ 6.50 <sub>23</sub>
$^{156}\text{Gd}$ 6.79 <sub>I0</sub>	$^{157}\text{Gd}$ n 3/2 <sup>-</sup> /52I/ 6.58 <sub>I5</sub>	$^{176}\text{Hf}$ 7.44 <sub>I6</sub>	$^{177}\text{Hf}$ n 7/2 <sup>-</sup> /5I4/ 6.82 <sub>I6</sub>
$^{158}\text{Gd}$ 7.20 <sub>II</sub>	$^{159}\text{Tb}$ p 3/2 <sup>+</sup> /4II/ 7.40 <sub>9</sub>	$^{178}\text{Hf}$ 6.88 <sub>8</sub>	$^{179}\text{Hf}$ n 9/2 <sup>+</sup> /624/ 6.85 <sub>I9</sub>
$^{160}\text{Dy}$ 6.65 <sub>9</sub>	$^{161}\text{Dy}$ n 5/2 <sup>+</sup> /642/ 7.24 <sub>30</sub>	$^{180}\text{Hf}$ 6.84 <sub>I0</sub>	$^{181}\text{Ta}$ p 7/2 <sup>+</sup> /404/ 6.20 <sub>I7</sub>
$^{162}\text{Dy}$ 7.19 <sub>8</sub>	$^{163}\text{Dy}$ p 5/2 <sup>-</sup> /523/ 7.12 <sub>I9</sub>	$^{186}\text{W}$ 6.02 <sub>I0</sub>	$^{187}\text{Re}$ p 5/2 <sup>+</sup> /402/ 5.30 <sub>45</sub>
$^{164}\text{Dy}$ 7.53 <sub>I6</sub>	$^{165}\text{Ho}$ n 7/2 <sup>-</sup> /523/ 7.56 <sub>II</sub>	$^{188}\text{Os}$ (5.08 <sub>9</sub> )	$^{189}\text{Os}$ n 3/2 <sup>-</sup> /5I2/ 4.85 <sub>40</sub>
$^{166}\text{Er}$ 7.65 <sub>I0</sub>	$^{167}\text{Er}$ n 7/2 <sup>+</sup> /633/ 7.80 <sub>I2</sub>	$^{190}\text{Os}$ (5.15) <sub>I5</sub>	$^{191}\text{Ir}$ p 3/2 <sup>+</sup> /402/ 3.87 <sub>I5</sub>
$^{172}\text{Yb}$ 7.85 <sub>II</sub>	$^{173}\text{Yb}$ n 5/2 <sup>-</sup> /5I2/ 7.77 <sub>20</sub>		

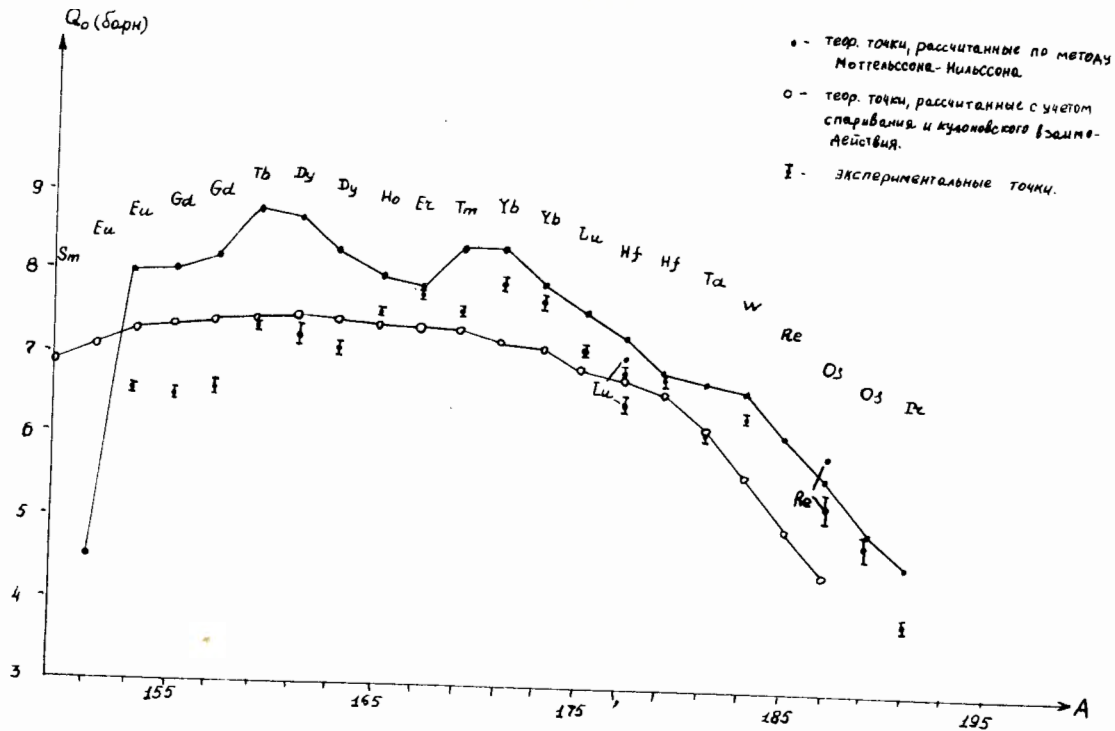
Протонные орбитали  $p\ 7/2^+/404/$ ,  $p\ 5/2^+/402/$  и  $p\ 3/2^+/402/$  - круто восходящие, и им соответствует уменьшение квадрупольного момента, наблюдающееся в ядрах  $^{175,177}\text{Lu}$ ,  $^{181}\text{Ta}$  и  $^{181}\text{Ir}$ . Нечетный нейтрон в ядре  $^{161}\text{Dy}$  "садится" на круто спадающую орбиталь  $n\ 5/2^+/642/$  (см.  $^{12/}$ ), и квадрупольный момент этого ядра больше, чем у предшествующего четного  $^{160}\text{Dy}$ . Параллельным оси деформации орбиталам  $p\ 3/2^+/411/$ ,  $p\ 7/2^-/523/$ ,  $n\ 9/2^+/624/$  и  $n\ 3/2^-/512/$  соответствуют совпадающие в пределах погрешностей значения равновесных деформаций нечетных  $^{159}\text{Tb}$ ,  $^{163}\text{Ho}$ ,  $^{179}\text{Er}$  и  $^{189}\text{Os}$  и предшествующих четных ядер. Нейтронные орбитали  $n\ 7/2^+/633/$ ,  $n\ 5/2^-/523/$ ,  $n\ 3/2^-/521/$  и  $n\ 5/2^-/512/$  имеют небольшой наклон в области положительных значений деформации и поэтому ненамного изменяют величину равновесной деформации ядра. При погрешностях значений квадрупольных моментов, достигающих нескольких процентов, это изменение не обнаруживается (ядра  $^{153,157}\text{Gd}$ ,  $^{163}\text{Dy}$ ,  $^{167}\text{Er}$  и  $^{173}\text{Yb}$ ). Исключение из общей проследенной закономерности составляет ядро  $^{153}\text{Eu}$ , в котором нечетный протон заселяет орбиталь  $p\ 5/2^+/413/$ , идущую параллельно оси деформации, а квадрупольный момент этого ядра больше значения  $Q_0$  в  $^{152}\text{Sm}$ . Эту аномалию можно объяснить тем, что ядро  $^{153}\text{Eu}$  находится на краю области деформации и примыкает к переходной области, где происходит изменение порядка заполнения уровней под поверхностью Ферми, связанное с включением спадающих орбиталей от оболочечного узла, имеющего противоположную четность  $^{5/}$ .

Проведенный анализ показывает, что квадрупольные моменты нечетных ядер часто существенно отличаются от величин  $Q_0$  в предшествующих четных, и эта разница, достигающая  $\approx 10\%$ , может быть отнесена к поляризующему эффекту от неспаренного нуклона, величина и знак этого вклада качественно хорошо объясняются свойствами орбиталей среднего поля.

#### Л и т е р а т у р а

1. Э.Е.Берлович, Ю.Н.Новиков. Письма в редакцию ЖЭТФ, 2, 281 (1965).
2. B.Mottelsson, S.G.Nilsson.Kgl. Danske Vid. Selsk., Mat.-Fys. Skrifter, 1, NB (1959).
3. M.Hassan, Z.Skatadanowski, Z.Szymanski. Preprint Inst.Nucl.Research Warsaw, 1965.
4. D.Bés, Z.Szymanski.Nucl.Phys., 28, 42 (1961).
5. Э.Е.Берлович. Изв. АН СССР, сер.физич., 29, 2177 (1965).

11



Сравнение экспериментальных и теоретических значений внутренних квадрупольных моментов нечетных ядер.

Э.Е. Берлович

Форма ядер переходных областей определяется конкуренцией многих факторов: свойствами самосогласованного поля, а также спаривательными и квадрупольными силами. Точный учет всех этих факторов представляет сложную задачу.

Некоторые особенности, однако, могут быть качественно поняты исходя из свойств уровней самосогласованного поля. Так, например, наблюдающийся скачкообразный переход формы ядра от сферической к вытянутой в области чисел нейтронов 88-90, по-видимому, отражает перестройку протонных уровней вблизи поверхности Ферми, связанную с включением спадающих нильссоновских орбиталей  $1/2 - /550\gamma$ ,  $3/2 - /54I/$  и  $5/2 - /532/$ , выходящих из узла  $h_{\pi/2}$ . Все нейтронные орбитали вблизи  $N = 90$  оказываются спадающими, и поэтому добавление любой пары нейтронов способствует смещению минимума полной энергии в сторону больших деформаций. Однако спаривательные силы (особенно у четно-четных ядер) могут скомпенсировать этот эффект, и ядро остается сферическим до тех пор, пока число нейтронов достигнет критического значения, соответствующего такому сдвигу минимума, при котором включаются указанные спадающие протонные орбитали. Так как при добавлении последней пары нейтронов число нуклонов на спадающих орбиталях возрастает одновременно на большое число (2 нейтрона и 6 протонов), результирующее смещение минимума энергии должно быть также значительным, что и соответствует скачкообразному возрастанию деформации.

В переходной области примыкающей к деформированным ядрам редкоземельной группы со стороны больших массовых чисел и протонные и нейтронные орбитали оказываются восходящими, поэтому добавление нуклонов обеих групп может способствовать только постепенному уменьшению деформации. Это согласуется с хорошо известным фактом плавного уменьшения деформации с ростом  $A$  у ядер этой области.

В переходных областях, где энергия деформации сравнима с энергией спаривания, существование в одном и том же ядре состояний с разной формой  $/I, 2/$  представляется особенно вероятным. Для выявления таких состояний большую помощь может оказать изучение вероятностей  $\beta$  и  $\gamma$ -переходов  $/I/$ .

В модели оболочек основные и первые возбужденные состояния  $^{193}\text{Ir}$ ,  $^{193}\text{Au}$ ,  $^{195}\text{Au}$ ,  $^{197}\text{Au}$  идентифицируются как состояния  $2d_{3/2}$  и  $3s_{1/2}$  соответственно; в изотопах  $^{201}\text{Tl}$ ,  $^{203}\text{Tl}$  и  $^{205}\text{Tl}$  последовательность этих состояний противоположная. Магнитные дипольные переходы типа  $2d_{3/2} \rightarrow 3s_{1/2}$  относятся к классу  $\ell$ -запрещенных.

На рисунке изображены квадраты экспериментальных матричных элементов  $m^2_{\text{эксп}}$  для MI-переходов во всех восьми ядрах, а в таблице I приведены и теоретические значения  $m^2_{\text{теор}}$ , вычисленные методом примешивания к состояниям модели оболочек, конфигураций с значениями сеньёрити  $S = 3$  для протонов и  $S = 2$  для нейтронов /3/.

В отличие от множества переходов, имеющих природу, близкую к одночастичной (для них всегда удается подобрать одну или несколько конфигураций модели оболочек, для которых значение  $m^2_{\text{теор}}$  согласуется с  $m^2_{\text{эксп}}$ ), для всех переходов рассматриваемой группы  $m^2_{\text{теор}}$  оказывается в среднем на порядок больше  $m^2_{\text{эксп}}$ . Отсюда следует, что все рассматриваемые MI-переходы не могут быть отнесены к одночастичным переходам в сферическом ядре. Кроме того, в изотопах иридия и золота значение  $m^2_{\text{эксп}}$  растет, а в изотопах таллия оно падает с ростом  $A$ , так что образуется отчетливый максимум на диаграмме рисунка.

Изотопы таллия непосредственно примыкают к дважды магическому ядру  $Pb^{202}$ , и сферичность их формы не вызывает сомнений. Однако возбужденные уровни, по-видимому, имеют фоновую природу. Это хорошо подтверждается тем обстоятельством, что E2 компоненты переходов  $3/2^+ \rightarrow 1/2^+$  (так же как и переходы  $5/2^+ \rightarrow 3/2^+$ ) имеют такие же ускорения относительно единицы Вайскопфа как и E2-переходы типа  $2^+ \rightarrow 0^+$  в соответствующих ядрах-оставах ( $^{200}Hg$ ,  $^{202}Hg$ ,  $^{204}Hg$ ) и отношения приведенных вероятностей E2-переходов в изотопах таллия и ртути ( $F = \frac{B(E2)_{3/2^+ \rightarrow 1/2^+}}{B(E2)_{2^+ \rightarrow 0^+}}$ ) близки к единице (таблица 2). Последнее обстоятельство, а также сильная заторможенность MI-переходов хорошо согласуются с феноменологической моделью "возбуждения остова" /4/.

Поскольку значения матричных элементов MI-переходов в изотопах золота образуют одну восходящую ветвь на диаграмме (см. рис.) вместе с значениями матричных элементов переходов в деформированных /5/ изотопах иридия, естественно предположить, что  $^{193}Au$ ,  $^{195}Au$ ,  $^{197}Au$  также деформированы, по крайней мере в основных состояниях. Об этом же говорит и качественное согласие значений вероятностей MI-переходов с расчетами по Нильссону. Деформации, приведенные во второй графе таблицы 2, для  $^{191}Ir$  и  $^{197}Au$  определены по приведенным вероятностям кулоновского возбуждения первых вращательных уровней  $5/2^+$  /6/, а для остальных ядер - по отношениям моментов инерции.

Небольшое ускорение MI-переходов относительно расчета по Нильссону нельзя объяснить присутствием в основном состоянии  $3/2^+$  /402/ примеси вращательных состояний со спином  $3/2$ , основанных на одночастичных уровнях  $I/2^+$  400, так как при увеличении массового числа деформации изотопов золота слегка уменьшаются, энергии вторых уровней  $3/2^+$  несколько растут, и примеси должно было становиться меньше.

Ускорения E2 - переходов  $1/2^+ \rightarrow 3/2^+$  также растут с массовым числом, что свидетельствует об увеличении их коллективизации. И в этом случае рост ускорений не согласуется с уменьшением примесей.

В связи с указанными затруднениями важную роль играют данные бета-распада. Бета-переходы первого запрещения с основных (по-видимому, сферических) состояний  $1/2^-$  изотопов  $^{199}\text{Hg}$ ,  $^{201}\text{Hg}$ ,  $^{199}\text{Hg}$  на основные состояния  $3/2^+$  соответствующих изотопов золота не обнаружены, хотя существуют конкурирующие бета-переходы на другие состояния. Это является сильным аргументом в пользу деформированности последних.

Бета-переходы типа  $1/2^- \rightarrow 1/2^+$  на уровни  $^{201}\text{Au}$  и  $^{203}\text{Au}$  имеют значения  $\log ft$ , равные соответственно 6,3 и 5,9. Малые значения  $\log ft$  заставляют предположить, что в состояниях  $1/2^+$  оба эти ядра, так же как и родительские, обладают сферической формой. В предположении, что и у  $^{201}\text{Au}$  в состоянии  $1/2^+$  форма сферическая, уменьшение задержек рассматриваемых  $\beta^-$ -переходов в трех изотопах золота с ростом  $A$  естественно объясняется уменьшением различия форм ядер в первых возбужденных (сферических) и в основных состояниях (деформация которых падает с ростом  $A$ ; табл. 2).

Де-Шалит описывает ядро  $^{201}\text{Au}$   $1/4^-$  в модели возбуждения остова и, в частности, объясняет экспериментальное значение магнитного момента состояния  $1/2^+$  ( $\mu_{\text{экс}} = 0,37 \pm 0,05 \text{ я.м.}$ ),

Можно думать, что уровни  $1/2^+$  в изотопах золота (как и вторые уровни  $3/2^+$ ) представляют компоненты фонового квадруплета, образованного из связи протона в состоянии  $3S_{1/2}$  с фоном  $2+$  четно-четного остова, в то время как основные состояния - нильссоновские состояния  $3/2^+$  /402/ с соответствующими вращательными уровнями. Резкое возрастание задержки М4-переходов в изотопах золота по сравнению с соответствующим переходом в  $^{203}\text{Tl}$  (табл. 3), по-видимому, говорит о том, что состояние  $1/2^+$  у  $^{203}\text{Tl}$  представляет нильссоновское состояние  $1/2^-$  /505/, тогда как у изотопов золота это состояние сферическое. Сферичность состояний  $1/2^-$  в изотопах золота согласуется с данными бета-распада. Сильное возрастание задержки E3 - переходов  $1/2^- \rightarrow 5/2^+$  в изотопах золота с ростом  $A$ , возможно, связано с эффектом парных корреляций, который в случае электрических переходов очень резко зависит от параметров уровней самосогласованного поля, в частности, от химического потенциала системы.

Таблица I

Матричные элементы протонных М1-переходов

Ядро	$i_1^n \rightarrow i_2^n$	$F$ Мошк. ( $M_1$ )	$m^2_{\text{экс}}$	$m^2_{\text{теор.}}$
$^{199}\text{Tl}$ $1/2^-$	$1/2^+ \rightarrow 3/2^+$	$3,3 \cdot 10^3$	0,0083	0,158 0,145
$^{193}\text{Tl}$ $1/2^-$	"	$1,7 \cdot 10^3$	0,016	0,152
$^{193}\text{Au}$ $1/2^-$	"	$2,5 \cdot 10^3$	0,012	0,193
$^{195}\text{Au}$ $1/2^-$	"	$8,4 \cdot 10^2$	0,033	0,201
$^{197}\text{Au}$ $1/2^-$	"	$4,2 \cdot 10^2$	0,066	0,194
$^{201}\text{Tl}$ $1/2^-$	$3/2^+ \rightarrow 1/2^+$	$3,9 \cdot 10^2$	0,072	0,484
$^{203}\text{Tl}$ $1/2^-$	"	$1,04 \cdot 10^3$	0,026	0,415
$^{205}\text{Tl}$ $1/2^-$	"	$2,4 \cdot 10^3$	0,012	0,357

Таблица 2

свойства M1- и E2- переходов в нечетных изотопах иридия,  
золота и таллия

Ядро	$\delta$	Задержки M1		Ускорения E2		
		Мошк.овск.	Нильсс.	Вайск.	Нильсс.	Фонн
<sup>191</sup> Ir	0,14	$3,3 \cdot 10^3$	2,4	10(76)	17	0,29
<sup>193</sup> Ir	0,12	$1,7 \cdot 10^3$	1,0	10(61)	12	0,33
<sup>193</sup> Au	0,10	$2,5 \cdot 10^3$	1,3	12(91)	19	0,39
<sup>195</sup> Au	0,09	$8,4 \cdot 10^2$	0,4	19(57)	32	0,67
<sup>197</sup> Au	0,08	$4,2 \cdot 10^2$	0,2	20(37)	36	1,1
<sup>201</sup> Tl	0	$3,9 \cdot 10^2$	-	17,5(17,5)	-	0,9
<sup>203</sup> Tl	0	$1,04 \cdot 10^3$	-	9,1(12)	-	0,8
<sup>205</sup> Tl	0	$2,4 \cdot 10^3$	-	7(7)	-	1,04

Таблица 3

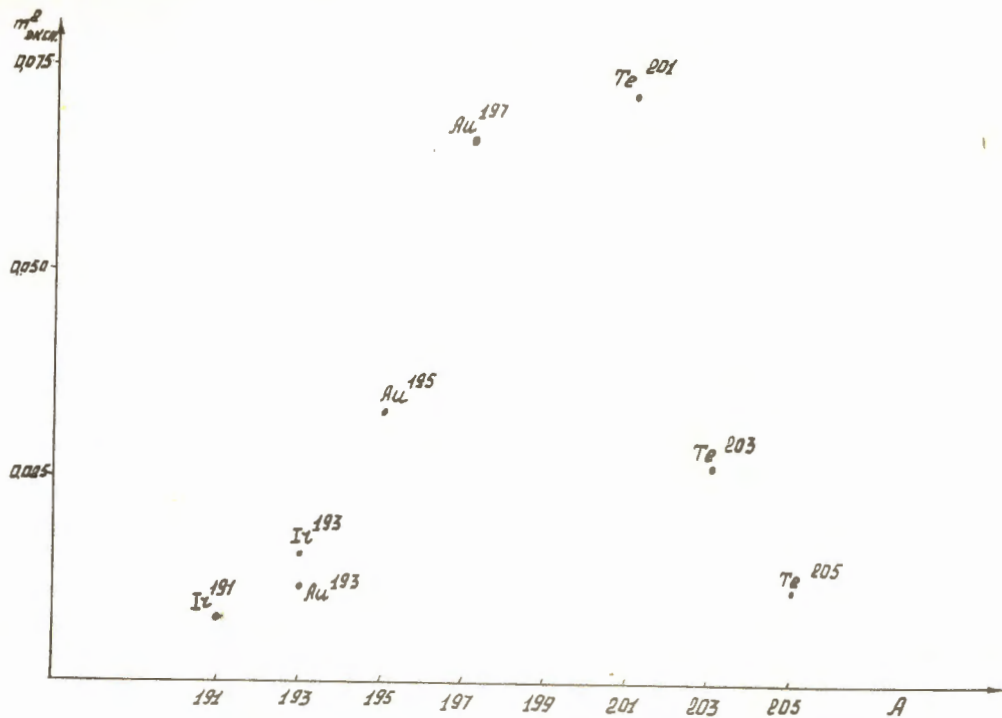
Свойства M4- и E3- переходов в нечетных изотопах  
иридия и золота

Ядро	Задержки M4		Задержки E3 Вайск.
	Мошк.	Нильсс.	
<sup>191</sup> Ir	-	-	15,4
<sup>193</sup> Ir	16	11	-
<sup>193</sup> Au	$4,2 \cdot 10^3$	$2,9 \cdot 10^3$	32
<sup>195</sup> Au	$5,7 \cdot 10^3$	$3,6 \cdot 10^3$	$8 \cdot 10^2$
<sup>197</sup> Au	$> 7 \cdot 10^2$	$> 4 \cdot 10^2$	$2,3 \cdot 10^3$



Л и т е р а т у р а

1. Берлович В.Е. Изв. АН СССР, сер. физ., 29, 2177 (1965) .
2. Hinds S., Bjerregaard J.H., Hansen O., Nathan O. Phys.Lett., 14, 48 (1965).
3. Arima A., Horie H., Sano M.. Progr.Theor.Phys. Japan, 17, 567 (1957) .
4. De-Shalit A. Phys.Rev., 122, 1530 (1960), Phys.Rev.Lett., 15, 170 (1965).
5. Blichert-Taft P.H., Funk E.G., Michelich, Nucl.Phys., 71, 513 (1966).
6. Lindskog J., Sundström T., Sparrman P. Table of Lifetime Measurements of Excited Nuclear States in Perturbed Angular Correlations , ed. by Karlsson, Mathias E. Siegbahn K., North-Holl. Publ.Comp., Amsterdam, 1964 .



Зависимость экспериментальных матричных элементов  $M1$  - переходов в изотопах иридия, золота и ртути от массового числа.

ВОЗБУЖДЕННЫЕ  $0^{+1}$  УРОВНИ СФЕРИЧЕСКИХ ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ЯДЕР

Р.Б.Бегжанов, С.Л.Раковицкий

Институт ядерной физики Академии наук Узб.ССР

В настоящее время имеется несколько моделей /1-6/ для описания свойств сферических ядер. Но, несмотря на их частичный успех, кажется, что до сих пор не достигнуто ясного понимания природы этих ядер. В связи с этим особое значение приобретает систематизация экспериментальных данных.

В настоящей работе собраны и систематизированы данные о  $0^{+1}$  возбужденных уровнях четно-четных ядер с  $A \leq 152$ , на необходимость чего указывалось в работах /5,6/. С экспериментальной точки зрения такого рода систематический анализ кажется очень своевременным в настоящий момент, так как множество  $0^{+1}$  уровней обнаружены недавно из экспериментов по неупругому рассеянию заряженных частиц и ядерных реакций.

Рассмотрение  $0^{+1}$  возбужденных уровней в зависимости от  $A$  ясно указывает на большую нерегулярность. Даже для изотопов одного элемента такая нерегулярность сохраняется, тогда как для уровня  $2_2^+$  и  $4^+$  наблюдается плавное изменение.

Отношение энергии  $0^{+1}$  возбужденного состояния к энергии первого  $2_1^+$  состояния указывает на различную природу уровней. Можно выделить три группы ядер, для которых

$$(1) \quad \frac{E(0^{+1})}{E_1(2^+)} = 1 \div 1,5 .$$

К этой группе ядер относятся в основном магические ядра, состояния которых в большинстве случаев вызваны возбуждением частиц в заполненных оболочках или подоболочках.

$$(2) \quad 1,5 < \frac{E(0^{+1})}{E_1(2^+)} < 2,5 .$$

Здесь относятся большинство ядер,  $0^{+1}$  состояния которых могут возникать как фоновые возбуждения.

$$(3) \quad \frac{E(0^{+1})}{E_1(2^+)} \geq 3 .$$

В эту группу ядер входят в основном деформированные ( $^{20}\text{Ne}$ ,  $^{24}\text{Mg}$ ,  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{54}\text{Cr}$ ,  $^{56}\text{Fe}$ ). Однако несколько удивительно, что к этой группе относятся

ядра  $^{102}\text{Ru}$  и  $^{104}\text{Pd}$ , для которых в области двухфонного триплета наблюдаются дублеты  $2^+$  и  $4^+$  уровней.

Отношение  $\frac{E(0^+)}{E_1(2^+)}$  в зависимости от  $\log N$  ( $N$  - число нейтронов) ясно обнаруживает оболочечные эффекты, что подтверждает точку зрения, что вибрационное движение принципиально включает частицы вне заполненной оболочки. В связи с этим можно предположить, что ненаблюдаемые еще в магических ядрах  $^{50}\text{Ti}$  и  $^{210}\text{Po}$  возбужденные  $0^+$  уровни ожидаются вблизи первого  $2^+$  уровня.

Для 90% из 50 случаев выполняется соотношение

$$0,57 e^{0,7R} > \frac{E(0^+)}{E_1(2^+)} > 0,38 e^{0,7R},$$

где  $R = \frac{E_2(2^+)}{E_1(2^+)}$ , которое может помочь в предсказании новых, еще ненаблюдаемых  $0^+$  уровней (см. рисунок).

### Л и т е р а т у р а

1. G. Sharff-Goldhaber, J. Weneser. *Phys. Rev.*, **98**, 212 (1955).
2. L. Wilets, M. Jean. *Phys. Rev.*, **102**, 788 (1956).
3. B. J. Ras. *Phys. Rev.*, **114**, 1116 (1959); 2622 (1963).
4. A. K. Kerman, C. M. Shakin. *Phys. Lett.*, **1**, 151 (1962).
5. А. С. Давыдов. Изв. АН СССР, серия физ., **23**, 792 (1959); **25**, 792 (1965); **28**, 1578 (1964);  
В. И. Овчаренко. Укр. физ. ж., **10**, 486 (1965).
6. Б. Моттельсон. В сб. "Строение ядра". М., 1962, стр. 215;  
Т. Tamura, T. Udagawa. *Pragr. Theor. Phys.*, **26**, 947 (1961);  
*Nucl. Phys.*, **53**, 33 (1964);  
С. Т. Беляев, В. Г. Зелевинский. Изв. АН СССР, серия физ., **28**, 127 (1964);  
L. S. Kisslinger, R. A. Sorensen. *Rev. Modern. Phys.*, **35**, 853 (1963).

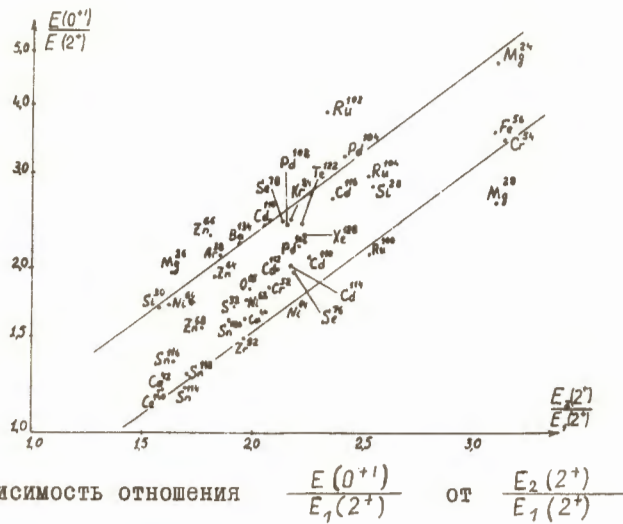
Ю.П.Гангрский, Б.Н.Марков, А.А.Плеве, С.М.Поликанов,  
Х.Дитгелдуссен

ЛЯР ОИЯИ

Явление спонтанного деления из изомерных состояний ядер трансурановых элементов было открыто в ЛЯР ОИЯИ в 1961 году. К настоящему времени известно 7 спонтанно делящихся изомеров с периодами полураспада от  $10^{-7}$  сек до 2,5 мин. Основная особенность этих состояний – аномально малое время жизни по отношению к спонтанному делению. Например, в случае изотопов  $Am$  спонтанное деление из изомерных состояний ускорено не менее чем в  $10^{20}$  раз. Такое большое увеличение вероятности спонтанного деления может быть связано либо с высокой энергией изомерного уровня (не менее 3 Мэв), либо с особой конфигурацией нуклонов, способствующей делению. Изомерные уровни с такой высокой энергией обычно связаны с разрывом нескольких пар нуклонов (такие состояния наблюдались в целом ряде ядер). Однако такие уровни характеризуются малым повышением вероятности спонтанного деления. Это было подтверждено на опыте в случае ядра  $^{244}Sm$ . В этом ядре изомерный уровень со спином  $6^+$  и энергией 1,04 Мэв имеет вероятность спонтанного деления, повышенную по сравнению с основным состоянием не более чем в  $10^5$  раз.

Для объяснения особенностей спонтанного деления из изомерных состояний необходимо в первую очередь получить сведения о характеристиках этих состояний (об энергии и спине уровней). Спонтанное деление не позволяет судить о таких свойствах уровней, а поиски других путей разрядки этих состояний ( $\alpha$  - или  $\gamma$  - переходы) оказались безуспешными. Поэтому единственным источником сведений о свойствах спонтанно делящихся изомеров являются ядерные реакции, приводящие к этим состояниям.

Спин изомерного состояния можно оценить из величины изомерного отношения (отношения сечений образования ядра в изомерном и основном состояниях). Изомерные отношения были измерены в реакциях с тепловыми и быстрыми нейтронами, протонами, дейтонами и ионами  $^{14}B$ . Оказалось, что изомерные отношения имеют очень малую величину. Такая малая величина изомерного отношения обычно соответствует большому значению спина изомерного уровня. Однако обращает на себя внимание и тот факт, что изомерные отношения остаются практически постоянными для всех исследованных реакций (кроме реакции с тепловыми нейтронами), хотя вносимые в ядра моменты существенно различны, а с ростом вносимого момента изомерное отношение должно расти. Для сравнения были измерены изомерные отношения в тех же реакциях в случае ядра



$^{196}\text{Au}$ , где имеется изомерное состояние со спином  $I2^-$ . При этом оказалось, что изомерные отношения растут с ростом вносимого в ядро момента.

На основании такого поведения изомерных отношений можно предположить, что спин спонтанно делящегося изомера мал. Малое значение изомерного отношения может быть связано с необычной природой изомерного состояния (возможно, с большой деформацией ядра в этом состоянии).

$\gamma$  - переходы на такое состояние могут быть замедлены по сравнению с переходами в основное состояние. Малая величина изомерного отношения может объясняться и высокой энергией изомерного уровня. По расчетам В.Зомера и А.Прокофьева при энергии уровня 2,8 Мэв в реакциях  $^{242}\text{Pu} (d, 2n) ^{242}\text{Am}$  получается измеренное на опыте изомерное отношение ( $4 \cdot 10^{-4}$ ).

Энергию изомерного состояния можно оценить из порога реакции, приводящей к этому состоянию. С.Бьёрхольмом и В.А.Карнауховым был измерен порог реакции  $^{241}\text{Pu} (p, 2n) ^{240}\text{Am}$ , который оказался равным  $3,2 \pm 0,4$  Мэв. Если считать спин изомерного состояния малым, то эта величина близка к энергии изомерного уровня.

Таким образом, совокупность экспериментальных данных по ядерным реакциям, приводящих к спонтанно делящимся изомерам, приводит к заключению о малом спине и высокой энергии этих состояний. Такие свойства изомерных состояний позволяют объяснить повышенную вероятность спонтанного деления. Но при этом остается открытым вопрос о большом запрете для  $\gamma$ -переходов с этого уровня.

О ВОЗМОЖНОСТИ СУЩЕСТВЕННОГО ПОВЫШЕНИЯ СВЕТОСИЛЫ И РАЗРЕШАЮЩЕЙ СПОСОБНОСТИ  
ФОКУСИРУЮЩИХ ДИФРАКЦИОННЫХ СПЕКТРОМЕТРОВ В СВЯЗИ С ЗАДАЧЕЙ ОБ ИССЛЕДОВАНИИ  
ГАММА-СПЕКТРОВ НЕЙТРОНОДЕФИЦИТНЫХ ИЗОТОПОВ

О.И.Сумбаев

Физико-технический институт им.А.Ф. Иоффе АН СССР.

Кристалл-дифракционные гамма-спектрометры обладают известными преимуществами высокого разрешения и прецизионности. Эти преимущества особенно ярко проявляются в области сравнительно мягкого гамма-излучения ( $50 < E < 500$  кэв), где в настоящее время дифракционные приборы (фокусирующие спектрометры по ДюМонду  $/I/$ ) с точки зрения названных параметров не имеют конкуренции. Поэтому представляется естественной мысль применить их для исследования сложных гамма-спектров нейтронодефицитных изотопов, получаемых в реакции глубокого расщепления с последующим химическим фракционированием.

Однако, если сравнить параметры типичного современного спектрометра типа ДюМонда с двухметровым фокусным расстоянием:

Энергия	100 кэв	1000 кэв
Разрешение	0,1%	1%
Светосила (максимальная активность источника на линию, необ- ходимая для её измерения)	1 $m^c$ /лин	100 $m^c$ /лин
Точность	0,001%	0,01%

с необходимыми для решения поставленной задачи, то видно, что при вполне достаточной точности и разрешении (последнее - в мягкой области рассматриваемого диапазона энергий) прибор обладает недостаточным разрешением в районе 1 Мэв и, главное, совершенно недостаточной светосилой. Светосила должна быть увеличена по крайней мере на порядок для того, чтобы исследования стали возможными при ныне достижимых активностях образцов.

Предметом данной работы является изложение теории и экспериментальная проверка некоторых особенностей процесса дифракции на упруго деформированных монокристаллах, открывающих возможность существенного одновременного повышения разрешающей способности и светосилы. Параметры фокусирующего двухметрового спектрометра по ДюМонду, которые могут быть достигнуты при использовании этих особенностей, следующие:

Энергия	100 кэв	1000 кэв
Разрешение	0,01%	0,1%
Светосила	0,1 $m^c$ /лин	10 $m^c$ /лин
Точность	0,001%	0,003%

Форма и ширина линии фокусирующего спектрометра типа ДюМонда определяется толщиной источника -  $\tau$ , апертурной aberrацией  $\Delta L_{ап}$  и особого рода aberrацией, связанной с искривлением нормальных поперечных сечений (отражающих плоскостей) при упругом изгибе анизотропной монокристаллической пластины, названной нами локальной -  $\Delta L_{лок}$ . /2,3/. При выполнении условия

$$(1) \quad \Delta L_{ап} \approx \tau < \Delta L_{лок},$$

достижимого при достаточной точности изготовления и изгиба кристалла и использовании тонких источников, решающей становится локальная aberrация, полностью определяющая в этом случае ширину линии. Выражение для локальной aberrации в угловых единицах может быть записано в виде /3/:

$$(2) \quad \Delta \vartheta_{лок} \approx \frac{\Delta L_{лок}}{g} = 2KL + W,$$

где  $K = a_{24} - \frac{a_{42}}{a_{55}} a_{35} / 2g$  ( $a_{33} - \frac{a_{33}^2}{a_{55}}$ ) - так называемый коэффициент изгиба отражающих плоскостей, выражаемый в общем случае анизотропии через компоненты  $a_{ij}$  тензора упругих постоянных изгибаемого кристалла,

$\rho$  - радиус цилиндра, по которому изогнут кристалл (фокусное расстояние спектрометра),

$L$  - толщина кристаллической пластинки,

$W$  - собственная ширина дифракционного максимума, при рассматриваемых толщинах ( $L = 1$  мм) и энергиях ( $100 < E < 1000$  кэВ) практически равная ширине распределения по углам блоков мозаики кристалла. Для пластины из естественного оптического кварца с нормальными сечениями, совпадающими с плоскостями I340, применительно к которым проведено дальнейшее рассмотрение,  $W$  обычно лежит в пределах  $0,5 - 1$ .

Выбрав материал кристалла, отражающие плоскости и их положение относительно граней пластины, мы тем самым задаем межплоскостное расстояние  $d$ , структурный фактор  $F$  и параметр  $w$ , т.е. все параметры, характеризующие процесс дифракции на плоском (не изогнутом) кристалле (см. например, /4/). Однако коэффициент  $K$  оказывается в этих условиях относительно свободным и, меняя его (при неизменных  $d, F, w$ ), экспериментатор получает возможность существенно влиять на процесс дифракции на упруго изогнутом кристалле /5/.

Рассмотрим (рис. I) прямоугольный блок, вырезанный из монокристалла кварца так, что с боковыми гранями совпадают плоскости I340, часто используемые в дифракционной спектроскопии. Коэффициент изгиба  $K$  зависит от ориентации вырезанных пластин по углу  $\varphi$ , хотя все остальные параметры ( $d, F, w$  и положение отражающих плоскостей относительно граней пластины) остаются при этом неизменными /5,3/:

$$(3) \quad K = \frac{1}{2\rho} \frac{(a_{34} a_{55} - a_{35} a_{45}) \cos \varphi + (a_{45} a_{34} - a_{44} a_{35}) \sin \varphi}{(a_{33} a_{44} - a_{34}^2) \sin \varphi + (a_{45} a_{33} - a_{34} a_{35}) \sin 2\varphi + (a_{33} a_{55} - a_{35}^2) \cos^2 \varphi}$$

Обычно используется простейший срез с  $\varphi = 0$ . Подставляя в соотношение (3) табличные значения упругих постоянных кварца (см. например, /6/), преобразованные в соответствии с переходом от исходных кристаллографических координат к координатам пластины, находим при  $\rho = 200$  см  $K = 1,83 \cdot 10^{-4}$  см<sup>-1</sup> и для ширины линии:

$$\Delta \theta = 2KL + W \approx [3,7 + (0,2 + 0,5)] \cdot 10^{-5} (\text{рад})$$

Подавляющая часть ширины обусловлена локальной аберрацией за счет искривления отражающих плоскостей. Вклад собственной мозаичности составляет лишь  $\frac{0,2+0,5}{3,7} = 6 - 14\%$  в зависимости от ширины мозаики выбранного экземпляра кристалла.

Если выбрать угол  $\varphi$  из условия  $K = 0$  (в данном случае этому условию удовлетворяет значение  $\varphi = 10^\circ 54,5'$ ), то при использовании такой пластины в дифракционном гамма-спектрометре ширина линии будет определяться только  $W$  и можно ожидать повышения разрешения в

$$\gamma \approx \frac{2K(0)L + W}{W} = 8,5 - 19,5 \text{ раз.}$$

Площадь линии (интегральный коэффициент отражения) в рассматриваемом диапазоне энергии не зависит от коэффициента изгиба /7,3/, поэтому сужение линии будет сопровождаться одновременным (пропорциональным) увеличением числа счетов на максимуме. Последнее утверждение



следует непосредственно из выражения для интенсивности на максимуме  $\Gamma$  (см. <sup>17/</sup> или <sup>13/</sup> (соотношение I,29), которое после учета естественной мозаичности принимает вид:

$$(4) \quad \Gamma = \beta \left[ \frac{\rho}{\cos \vartheta_0} \tau_0 \frac{F}{V} \lambda \right] \frac{L \cdot d}{2kL + W}$$

Таким образом, при использовании пластины с  $\varphi = 10^\circ 54'$  в 8,5 - 19,5 раз должны вырасти одновременно как разрешающая способность, так и светосила спектрометра.

Для того, чтобы проверить теорию дифракции, учитывающую искривление отражающих плоскостей, одновременно уточнив ожидаемый коэффициент выигрыша  $\gamma$ , отношение  $\frac{2K(0)L + W}{2K(10^\circ 50')L + W}$  мы измеряли экспериментально. Из монокристаллического кварцевого блока были вырезаны (см. рис. I) две одинаковые пластины  $50 \times 30 \times 1,0$  мм с  $\varphi = 0$  и  $\varphi = 10^\circ 50'$  соответственно. Пластины были плоскопараллельными с точностью  $\approx 1$  мк, большие ( $50 \times 30$ ) грани их были сошлифованы на плоскость с точностью 2-3 полосы интерференции. Кристаллы по очереди зажимались между выпуклыми и вогнутыми цилиндрическими стальными зеркалами дифракционного спектрометра по Коулу <sup>18/</sup>, упруго изгибаясь по двухметровому радиусу (фокусное расстояние прибора). Измерялось отношение площадей рентгеновских  $K_{\alpha 1}$ -линий олова ( $E = 23$  кэВ) от одного и того же источника, снятых при использовании сравниваемых пластинок (рис. 2). Оно получилось равным  $\frac{S(\varphi=0)}{S(\varphi=10^\circ 50')} = 11,4$ . В условиях данного опыта такое отношение может быть записано в виде:

$$(5) \quad \frac{S(\varphi=0)}{S(\varphi=10^\circ 50')} = \frac{2K(0)L + W}{2K(10^\circ 50')L + W} \cdot \frac{\Gamma(0)}{\Gamma(10^\circ 50')}$$

где  $\Gamma(0)$  и  $\Gamma(10^\circ 50')$  - числа счетов на максимумах для пластин с  $\varphi = 0$  и  $\varphi = 10^\circ 50'$ .

Энергия  $E = 23$  кэВ в данных условиях соответствует области толстого кристалла (см. <sup>13/</sup>, соотношение I,37), когда  $\Gamma(0) \approx \Gamma(10^\circ 50') \approx 1/2$  и экспериментальный результат непосредственно дает <sup>x)</sup>:

$$(6) \quad \gamma_{\text{эсп}} \equiv \frac{2K(0)L + W}{2K(10^\circ 50')L + W} \Big|_{\text{эсп}} = 11,4$$

т.е. значение коэффициента выигрыша, который получится, если поставить исследованную пластинку с  $K(10^\circ 50')$  в дифракционный спектрометр по ДюМонду, сконструированный и изготовленный так, чтобы выполнялось условие (I).

В заключение следует заметить, что выполнение условия (I) при использовании пластины с  $k \neq 0$ , которое теперь запишется в виде:

$$\Delta l_{\text{Дп}} \approx \tau \approx \rho W, \text{ т.е. } \Delta l_{\text{Дп}} \approx \tau \ll 4 + 10 \text{ мк.},$$

x) Возможное отклонение от условия  $\Gamma(0) - \Gamma(10^\circ 50') = 1/2$  (см. например, <sup>19/</sup>) может привести только к  $\Gamma(10^\circ 50') > \Gamma(0)$ , и соотношение (6) с учетом этого обстоятельства запишется в виде:

$$\gamma_{\text{эсп}} \equiv \frac{2K(0)L + W}{2K(10^\circ 50')L + W} \Big|_{\text{эсп}} > 11,4$$

потребуется (для уменьшения  $\Delta \ell_{\text{дп}}$ ) существенного повышения точности изготовления и изгиба кристалла (по сравнению с обычной  $x$ ) или уменьшения используемой апертуры. Десятикратное сужение линий повысит требования и к устройствам, обеспечивающим вращение кристалла, вызывая, например, необходимость располагать экспериментальные точки через  $0,1-0,2^\circ$  по углу дифракции.

Очевидно, таким образом, что изложенное выше открывает лишь принципиальную возможность существенного повышения разрешающей способности и светосилы. При практической реализации (создании соответствующего прибора) должны быть преодолены определенные технические трудности, которые, однако, не кажутся нам чрезмерными.

Обеспечение достаточной тонкости источника ( $4-10$  мк) в случае исследований, выделяемых без носителей нейтрондефицитных изотопов, достигается автоматически, в этом привлекательность применения такой дифракционной методики именно для данной задачи.

---

х) Наилучшие значения  $\Delta \ell_{\text{дп}}$ , которые достигались до сих пор в двухметровых приборах, составляли  $40-50$  мк.

#### Литература

1. J.W.M. Du Mond. Rev. Sci. Instrum, 18, 626, 1947.
2. О.И. Сумбаев, 'Приборы и техника эксперимента', № 3, 27, 1958.
3. О.И. Сумбаев, Кристалл-дифракционные гамма-спектрометры, Госатомиздат, 1963.
4. W. Zachariasen, Theory of x-Ray Diffraction in Crystals, N.Y. 1945.
5. О.И. Сумбаев, Изв. АН СССР, серия физ., 23, 880, 1959.
6. С.Г. Лехницкий, Теория упругости анизотропного тела, Гостехиздат, М., 1950.
7. О.И. Сумбаев, ЖЭТФ, 32, 1276, 1957.
8. О.И. Сумбаев, А.Ф. Мезенцев, ЖЭТФ, 49, 459, 1965.
9. D. Lind, W. West, J. Du Mond. Phys. Rev., 77, 475, 1950.

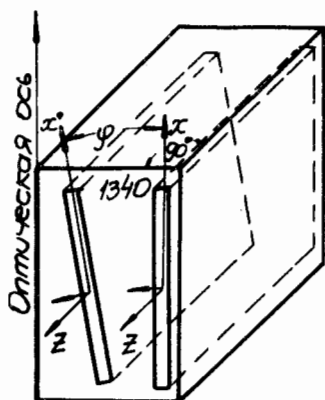


Рис.1. Положение сравниваемых пластин в монокристаллическом кварцевом блоке.

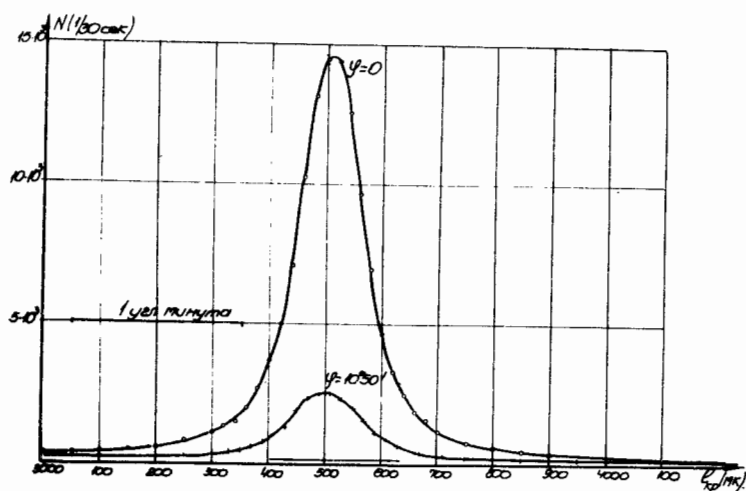


Рис.2. Рентгеновская  $K_{\alpha}$  линия Sn, снятая на спектрометре Кошуа /8/ при использовании пластин с  $\varphi = 0$  и  $10^{\circ}50'$ . (Отражающие плоскости 1340) .

## МНОГОМЕРНЫЙ АНАЛИЗ ПРИ ИЗМЕРЕНИЯХ ВРЕМЕН ЖИЗНИ В НАНОСЕКУНДНОЙ ОБЛАСТИ

М.Мейлинг, Ф. Стари

Центральный институт ядерных исследований, Россендорф, ГДР

Нами был построен временной анализатор для измерений в наносекундной области. Выбор по энергиям осуществляется с помощью двух 4 - канальных анализаторов. Возможно одновременно и в идентичных условиях измерять до 16 различных комбинаций по энергиям. Каждой выбранной комбинации энергий соответствует одна строчка двухмерного 2048-канального анализатора. Это осуществляется дополнительным блоком адресов.

В ядре  $^{183}\text{W}$  было найдено время жизни  $T_{1/2} = (18,0 \pm 0,5)$  нсек. На основе результатов измерений задержанных  $\beta$ - $\gamma$  совпадений приписывается найденное время жизни уровню  $7/2^-/503/$  с энергией 453 кэВ. С помощью измерений  $\gamma$ - $\gamma$  совпадений и  $\gamma$ - спектра установлено, что переход с энергией 142 кэВ происходит между уровнями  $9/2^-$  и  $7/2^-$  вращательной полосы уровня  $7/2^-/503/$ .

### СХЕМА НИЗКОЭЛЕЖАЩИХ УРОВНЕЙ $^{179}\text{Hf}$

П. Манфрасс, А. Андреев, Р. Кестнер

Центральный институт ядерных исследований, Россендорф, ГДР

Исследовался спектр низкоэнергетических  $\gamma$ -переходов между уровнями ядра  $^{179}\text{Hf}$ , возбуждающимися при нейтронном захвате, с помощью сцинтилляционного спектрометра совпадений и детектора  $\text{Ge}(\text{Li})$ . Установлено, что уровень в  $^{179}\text{Hf}$  с энергией возбуждения 522,5 кэВ соответствует нильссоновскому состоянию с характеристикой  $3/2^-/512/$ . Кроме того, уровни с энергиями возбуждения 587,2 ; 679,2 и 801,5 кэВ являются уровнями вращательной полосы  $5/2^-/512/$  со спинами  $5/2^-$ ,  $7/2^-$  и  $9/2^-$  соответственно.

## ОБ АЛЬФА-РАСПАДЕ ИЗОТОНОВ Dy, Tb, Gd, Eu

Н.А.Головков, К.Я.Громов, Н.А.Лебедев, Б.Махмудов,  
А.С.Руднев, В.Г.Чумин

ЛЯП ОИЯИ

На магнитном  $\alpha$ -спектрографе отдела ядерной спектроскопии и радиохимии ЛЯП ОИЯИ изучался  $\alpha$ -распад изотопов Dy, Tb, Gd, Eu. Основные параметры  $\alpha$ -спектрографа, при которых производились исследования, следующие: разрешение  $\sim 5$  кэВ, используемый телесный угол  $\sim 4 \times 10^{-4}$  от  $4\pi$ , площадь источника  $2,5 \times 35$  мм<sup>2</sup>.

Радиоактивные изотопы Dy, Tb, Gd, Eu получались при облучении танталовой мишени протонами с энергией 660 МэВ на синхротроне ЛЯП. Разделение редкоземельных элементов производилось хроматографическим методом. Длительность облучения мишени варьировалась от 2 до 10 часов.

Результаты наших исследований представлены в таблице. Для сравнения в ней приводятся данные, полученные другими авторами.

### I. Результаты измерений

#### A. Диспрозий.

Проведено исследование  $\alpha$ -спектров изотопов диспрозиевой фракции в области энергий от 3150 до 3500 кэВ. Определена энергия  $\alpha$ -частиц, возникающих при  $\alpha$ -распаде  $^{153}\text{Dy}$  в основное состояние  $^{149}\text{Gd}$ . Значение энергии удовлетворительно согласуется с данными работ /1,2/.

В указанной области не обнаружено  $\alpha$ -линии, интенсивность которой убывала бы с периодом полураспада  $\sim 13$  часов (на ее существование указывалось в работе /3/). Если такая линия существует, то ее интенсивность меньше интенсивности основной  $\alpha$ -группы  $^{153}\text{Dy}$  по крайней мере в  $10^4$  раз.

Обнаружена новая слабая  $\alpha$ -группа с энергией  $3303 \pm 5$  кэВ и периодом полураспада  $4,5 \pm 1,5$  часа. Разница энергий этой линии и основной линии  $^{153}\text{Dy}$  позволяет нам приписать новую  $\alpha$ -группу  $\alpha$ -распаду  $^{153}\text{Dy}$  на первый возбужденный уровень  $^{149}\text{Gd}$ . Парциальный период этого  $\alpha$ -распада и фактор запрета приведены в таблице.

#### B. Тербий.

Вычислены коэффициенты запрета для  $\alpha_1$   $^{149}\text{Tb}$ ,  $\alpha_1$   $^{151}\text{Tb}$  и  $\alpha_0$   $^{150}\text{Tb}$ . Оценен нижний предел  $T_\alpha$  для  $^{152}\text{Tb}$ . Если  $E_\alpha$   $^{152}\text{Tb}$  находится в пределах 2780-3070 кэВ, то  $T_\alpha \geq 6 \times 10^4$  лет, если в пределах 3070-3400 кэВ, то  $T_\alpha \geq 3,4 \times 10^5$  лет. В работе /4/ этот предел равен  $3,8 \times 10^4$  лет.

### С. Гадолиний и европий.

$^{148}\text{Gd}$ . Определена энергия основной группы. Ее значение хорошо согласуется с результатом работы /5/. В районе энергий от 3210 до 2630 кэв не обнаружено  $\alpha$ - групп, которые можно было бы приписать тонкой структуре  $\alpha$ - спектра  $^{148}\text{Gd}$ . Если такие группы существуют в области энергий 3210 - 2940 кэв, то их интенсивность не больше  $4 \times 10^{-4}$  интенсивности основной группы, если же в области 2940 - 2630 кэв, то меньше  $2 \times 10^{-5}$ .

$^{146}\text{Gd}$ . Определены энергия и парциальный период основной  $\alpha$ - группы. Результаты согласуются со значениями, полученными в работе /6,7/.

$^{150}\text{Gd}$ . В работах /5/ и /8/ приводятся значения энергии  $\alpha$ - частиц  $^{150}\text{Gd}$  - 2730 $\pm$ 10 и 2715 $\pm$ 18 кэв соответственно. В области энергий 3210-2630 кэв нами не обнаружено линии, которую можно было бы с достоверностью приписать  $^{150}\text{Gd}$ . Оценка парциального периода показывает, что  $T_{\alpha} \geq 1 \times 10^7$  лет.

$^{147}\text{Eu}$ . Во фракции гадолиния в результате  $\alpha$ - распада  $^{147}\text{Gd}$  образовался  $^{147}\text{Eu}$ . Были определены энергия и коэффициент запрета  $\alpha$ - распада  $^{147}\text{Eu}$  в  $^{143}\text{Pm}$ . Результаты хорошо согласуются с данными работы /5/.

### 2. Обсуждение результатов

Из таблицы видно, что коэффициенты запрета  $\alpha$ - распада  $^{153}\text{Dy} \xrightarrow{\alpha} ^{149}\text{Gd} \xrightarrow{\alpha} ^{145}\text{Sm}$  (см.рис.) имеют один и тот же порядок. Из этого можно заключить, что спины основных состояний  $^{153}\text{Dy}$ ,  $^{149}\text{Gd}$  и  $^{145}\text{Sm}$  одинаковы. Спину  $^{145}_{62}\text{Sm}_{83}$  на основании модели Майер и по аналогии с соседними ядрами приписывается значение  $7/2^{-}/9/$ . На этом основании мы предполагаем, что спины основных состояний  $^{149}_{64}\text{Gd}_{85}$  и  $^{153}_{66}\text{Dy}_{87}$  тоже равны  $7/2^{-}$ . Коэффициент запрета  $\alpha$ - распада  $^{153}\text{Dy}$  на первый возбужденный уровень  $^{149}\text{Gd}$  на 2 порядка больше коэффициента запрета основного перехода, поэтому мы считаем, что первый возбужденный уровень  $^{149}\text{Gd}$  соответствует уровню  $h \ 9/2$  схемы Майер.

В работах /10,9/ предполагается, что спин основного состояния  $^{147}\text{Eu}$  и  $^{145}\text{Eu}$  равен  $5/2^{+}$ , а спин первого возбужденного состояния  $^{147}\text{Eu}$   $7/2^{+}$ . Коэффициент запрета  $\alpha$ - распада  $^{147}\text{Eu}$  позволяет заключить, что спин основного состояния  $^{143}\text{Pm}$  тоже равен  $5/2^{+}$ .

Коэффициенты запрета  $\alpha$ - распада изотопов  $^{151}\text{Tb}$  и  $^{149}\text{Tb}$  в основные состояния соответствующих изотопов  $\text{Eu}$  недостаточно малы, чтобы переходы считать безусловно разрешенными, но и недостаточно велики, чтобы основные состояния изотопов  $\text{Tb}$  и  $\text{Eu}$  соответствовали разным уровням схемы Майер.

Мы предполагаем, что спины основных состояний  $^{151}\text{Tb}$  и  $^{149}\text{Tb}$  равны  $5/2^{+}$ . Такое предположение не противоречит предположениям, высказанным в работах /11,2/. Так как коэффициент запрета  $\alpha$ - распада  $^{149}\text{Tb}$  на первый возбужденный уровень  $^{145}\text{Eu}$  равен коэффициенту запрета

$\alpha$  - распада  $^{151}\text{Tb}$  на первый уровень  $^{147}\text{Eu}$ , то естественно предположить, что спин уровня  $^{147}\text{Eu}$  с энергией 331 кэв равен  $7/2^+$  аналогично спину уровня  $^{147}\text{Eu}$  с энергией 229 кэв.

В заключение мы считаем своим приятным долгом поблагодарить В.Г.Соловьева и В.В.Кузнецова за обсуждение результатов работы и полезные советы, Е.В.Лебедеву, М.Ненону за обработку фотопластинок.

#### Л и т е р а т у р а

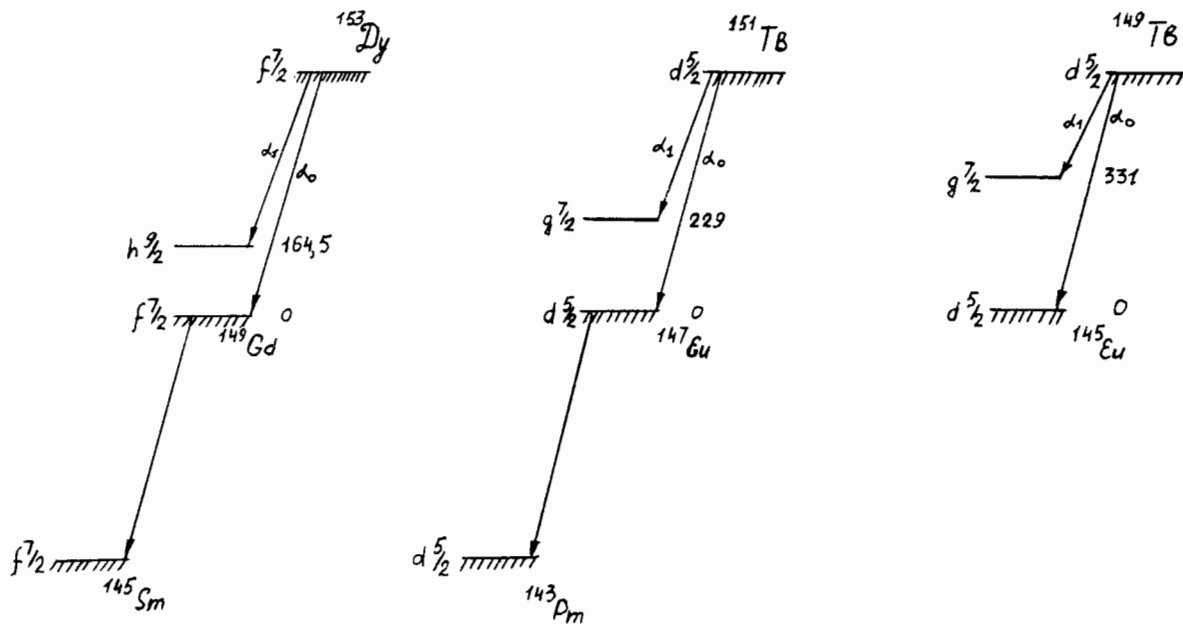
1. И. Махунка, Т.Фенеш. Изв.АН СССР, сер.физ. XXIX, II2I (1965).
2. R.D.Macfarlane, D.W.Seegmiller. Nucl.Phys., 23, 449 (1964).
3. K.S.Toth, I.O.Rasmussen. Phys.Rev., 109, 121 (1958).
4. К.Я.Громов, И.Махунка, М.Махунка, Т.Фенеш. Изв.АН СССР, сер.физ. XXIX № 2, I94 (1965).
5. A.Sivola. Ann.Acad.Sci. Fennical, Ser. A. VI, Physica M109, 1 (1962).
6. И.Махунка, М.Махунка, Т.Фенеш. Ядерная физика, 2, вып. 2, 201 (1965).
7. A.Sivola, G.Graffe. Nucl. Phys., 64, 161 (1965).
8. Iwao Ogawa, Tadayoshi Doke, Mutsihiro Miyajima. Nucl.Phys., 66, N 1, 119 (1965)
9. Ж.Желев. Диссертация. Дубна, ОИЯИ, 1964.
10. Н.М.Антоньева, А.А.Башилов, Б.С.Джелепов, Б.К.Преображенский. Изв.АН СССР, сер.физ., XXII № 8, 906 (1958).
11. В.В.Кузнецов, В.А.Халкин, К.Вильский, О.Б.Нильсен, О.Скилбрайт. Доклад настоящего совещания.
12. V.G.Chumin, K.Ya.Gromov, B.Makhmudov, Zh.T.Zheleg. Препринт ОИЯИ, Е-2721, Дубна, 1966.
13. I.O.Rasmussen, Phys. Rev., 115, 1675 (1956).
14. K.S.Toth, I.O.Rasmussen. Nucl.Phys., 16, 474 (1960).

Таблица

А		$E_{\alpha}$ (кэВ)	$E_{\alpha}$ (кэВ)	$T_{\alpha}^*$	$T_{\alpha}$	$F^*$	F	$I_{\alpha_1}/I_{\alpha_2}$
		Наши данные	Литер.дан.	Наши данные	Литер.данные	Наши дан.	Литер.дан.	
I53Dy	$\alpha_0$	$3464 \pm 5$	$3464 \pm 8/1/$ $3480 \pm 20/2/$	-	$25,8 \pm 1,3$ года/2/	4,9	-	$\sim 3 \times 10^{-4}$
	$\alpha_1$	$3303 \pm 5$	-	$(8,1 \pm 2,8) \times 10^4$ лет	-	$750 \pm 260$	-	
I49Tb	$\alpha_0$	$3967 \pm 5/12/$	$3974 \pm 6/4/$	-	$36 \pm 7$ час/14/	$12 \pm 2$	$7,44/13/$	$(2,5-4,0) \times 10^{-4}$
	$\alpha_1$	$3644 \pm 5/12/$	$3649 \pm 8/4/$	13,7 года	-	150-360	-	
I50Tb		$3492 \pm 5/12/$	-	$180 \pm 120$ лет	-	$230 \pm 390$ 70	-	$< 0,1$
I51Tb	$\alpha_0$	$3409 \pm 5/12/$	$3409 \pm 6/4/$	-	$64 \pm 22$ года/4/	$18 \pm 6$	$139/13/$ $4,1/4/$	$(0,9-1,2) \times 10^{-3}$
	$\alpha_1$	$3183 \pm 5/12/$	-	$(6,4 \pm 3,2) \times 10^4$ лет	-	120-330	-	
I52Tb		-	-	$> 6 \times 10^4$ лет $> 3,4 \times 10^5$ лет	$> 3,8 \times 10^4$ лет/4/	-	-	
I48Bd		$3185 \pm 5$	$3180 \pm 10/5/$	-	$89 \pm 5,5$ лет/5/			$< 4 \cdot 10^{-4}$ если $E=3210+2940$ $< 2 \cdot 10^{-5}$ если $E=2940+2630$
I49Bd		$3018 \pm 5$	$3016 \pm 10/6/$ $3010 \pm 20/7/$	$(9,6 \pm 2,4) \times 10^8$ лет	$(6 \pm 4) \times 10^8/6/$ $(5,5 \pm 1,7) \times 10^8$ лет/7/	$4,3 \pm 10$	$0,89/13/$	
I50Bd		-	$2730 \pm 10/5/$ $2715 \pm 18/8/$	$> 1 \cdot 10^7$ лет	$(2,1 \pm 0,3) \times 10^6$ лет/5/ $(1,4 \pm 0,4) \times 10^6$ лет/8/			
I47Eu		$2908 \pm 5$	$2910 \pm 10/5/$	$(5,7 \pm 2,3) \times 10^8$ лет	$(3,1 \pm 1,0) \times 10^8$ лет/5/	$\sim 1$		

\* При вычислениях  $T_{\alpha}$  и F использовались значения  $T_{\alpha}$  для групп  $^{153}\text{Dy}$ ,  $^{149}\text{Tb}$ ,  $^{151}\text{Tb}$  и  $^{148}\text{Bd}$ , полученные в работах /2, 14, 4, 5/.





Схемы  $\alpha$  - распада изотопов  $^{153}\text{Dy}$ ,  $^{149}\text{Tb}$ ,  $^{151}\text{Tb}$ ,  $^{149}\text{Gd}$ ,  $^{145}\text{Eu}$  и  $^{147}\text{Eu}$ .

# ИССЛЕДОВАНИЕ СОВПАДЕНИЙ КОНВЕРСИОННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ РАСПАДЕ $^{151}\text{Tb}$

Б.С.Джелепов, П.А.Тихкин, И.А.Шигелов

Научно-исследовательский физический институт ЛГУ

При помощи двоянного тороидального  $\beta$ -спектрометра <sup>1/1</sup> производилось изучение совпадений во времени между конверсионными электронами, образующимися при распаде  $^{151}\text{Tb} \xrightarrow{\epsilon} ^{151}\text{Gd}$ . Радиоактивный препарат - фракция тербия - был получен при 3- часовом облучении Та протонами с энергией 660 Мэв на синхротронном циклотроне ОИЯИ. Разрешающее время схемы совпадений составляло  $\tau = 8$  нсек.

Один из каналов  $\beta$ -спектрометра настраивался поочередно на конверсионные линии К25I,8; КI92,0; КI80,1; К287,2 и КI08,1  $^{151}\text{Tb}$ . "Подвижный" канал  $\beta$ -спектрометра перемещался по спектру конверсионных электронов в интервале энергий электронов 20-440 кэв.

Обнаружены совпадения:

(К25I,8) (К,L и MN I08,1; К L I92,0; К и L 287,2; К479,2); (KI92,0) (К и L 25I,8; К и L 287,2); (KI80,1) (К,L и MN I08,1; К и L 287,2; К и L 395,2); (KI08,1) (К4I6; К443,8; К479,2).

В небольшом количестве наблюдались также совпадения: (К25I,8) ( $E_e = 54,0 \pm 0,5$ ) и (KI92,0) ( $E_e = 2I4 \pm 2$  кэв).

Не было обнаружено совпадений (К25I,8) (К,L I80,1) и (KI80,1) (К,L I92,0).

Количественные результаты измерений совпадений даны в таблице. В 3 столбце таблицы приводятся интенсивности конверсионных линий  $^{151}\text{Tb}$  в спектрах совпадений с фиксированной конверсионной линией. В 4 столбце выписаны относительные интенсивности конверсионных электронов  $^{151}\text{Tb}$ , полученные на  $\beta$ -спектрографе <sup>2/</sup>.

В 5 столбце таблицы даны экспериментальные значения "коэффициента каскадности"  $\delta$ , полученные путем сравнения интенсивностей конверсионных линий в "одиночном" спектре и спектрах совпадений. Значения  $\delta$  для совпадений (К25I,8) (KI92,0); (KI80,1) (К287,2) и (KI08,1) (К479,2) приравнены к I,0.

Результаты наших измерений находятся в согласии со схемой распада  $^{151}\text{Tb}$ , изображенной на рис. I.

В работах Харматца и др. <sup>1/2/</sup> и Стригачева и др. <sup>1/3/</sup> расположение перехода с энергией 25I,8 кэв в схеме распада было разным, и нужно было выяснить, какое из них правильно. Мы наблюдали совпадения (К25I,8) (KI92,0; К479,2), и это означает, что переход 25I,8 кэв расположен выше уровня 587,3 кэв (рис. I). Следовательно, Стригачев и др. <sup>1/3/</sup> неправы. Отношение скоростей счета совпадений

$$(К25I,8) (KI92,0) / (К25I,8) (К479,2) = 6,2 \text{ (см. таблицу)}$$

приблизительно соответствует отношению интенсивностей электронов в конверсионном спектре

$$KI92,0 / K479,2 = 5,5/2/.$$

По схеме(стр.37)должны быть совпадения (K25I,8) (K287,2), и они действительно наблюдались(см.таблицу).Поэтому вывод Стригачева и др.<sup>/3/</sup>, что нет совпадений ( $\gamma$  25I,8) ( $\gamma$  287,2), неправилен .

Наблюдавшиеся совпадения (K25I,8) ( $E_e = 54,0 \pm 0,5$  кэв) и (KI92,0) ( $E_e = 2I4 \pm 2$  кэв), возможно, объясняются существованием переходов с энергией  $h\nu = I04,5$  кэв ( $E_k = 54$  кэв) и  $263,8$  кэв ( $E_k = 2I4$  кэв), обнаруженных в работе <sup>/4/</sup>.

В измерениях принимали участие В.Козыренко, Ю.Крала, А.Кудряшов и А.Попов.

Таблица

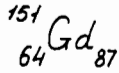
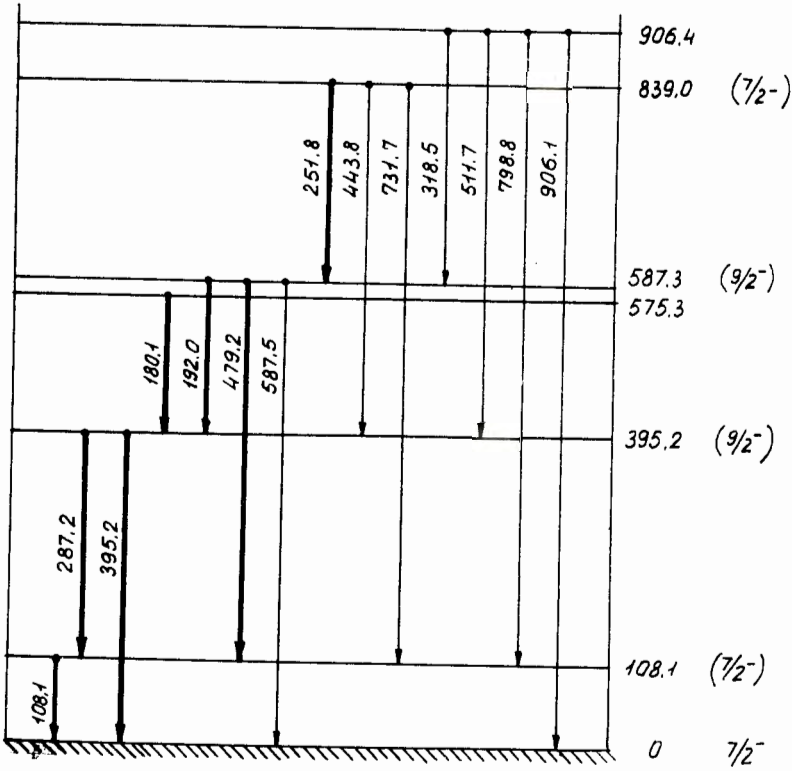
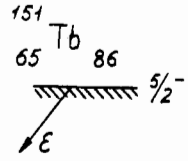
Результаты измерений совпадений между конверсионными электронами,образующимися при распаде <sup>151</sup>Tb

№ пп	Фиксирован. конверсионная линия	Конверсионная линия в канале "2"	Интенсивность конверсион. лин. "2" в спектре совпаден.	Интенсивность конверсионной линии "2" в "одиночном" спектре/2/.	Экспериментальное значение коэффициента каскадности $\delta$
1	2	3	4	5	6
I	K25I,8	KI08,I	~300	>I000	<0, I5
2	"	LI08,I	270±30	5I5	0, I7±0,02
3	"	KI80,I	<8	I60	<0,02
4	"	KI92,0	I00	44	I,0
5	"	LI92,0	I8±2	7	I, I3±0, I2
6	"	K287,2	33±3	II0	0, I3±0,02
7	"	K479,2	I6±2	8	0,88±0, I2
8	KI92,0	K25I,8	I00	I55	I,0
9	"	K287,2	82±8	II0	I, I5±0, I2
I0	"	L287,2	I0±2	I5	I,03±0,20
II	KI80,I	KI08,I	~280	>I000	<0,3I
I2	"	LI08,I	I42±I5	5I5	0,30±0,04
I3	"	KI92,0	≤I,7	44	≤0,04
I4	"	K25I,8	≤7	I55	≤0,05
I5	"	K287,2	I00	II0	I,0
I6	"	L287,2	I7±2	I5	I,24±0, I5

1	2	3	4	5	6
17		K395,2	10 <sub>±3</sub>	9	1,22 <sub>±0,35</sub>
18	K187,2	K108,1	~250	>1000	≤0,40
19	"	1108,1	136 <sub>±14</sub>	515	0,42 <sub>±0,05</sub>
20	"	K180,1	100	160	1,0
21	"	1180,1	8,5 <sub>±3,0</sub>	24	0,57 <sub>±0,20</sub>
22	"	K192,0	43 <sub>±6</sub>	44	1,96 <sub>±0,25</sub>
23	"	1192,0	8,2 <sub>±2,5</sub>	7	1,94 <sub>±0,45</sub>
24	"	K211,8	9 <sub>±4</sub>	155	0,09 <sub>±0,05</sub>
25	K108,1	K416	43 <sub>±10</sub>	2,8	1,2 <sub>±0,3</sub>
26	"	K443,8	91 <sub>±18</sub>	11	0,7 <sub>±0,2</sub>
27	"	K479,2	100	8	1,0

Л и т е р а т у р а .

1. Джелепов Б.С., Приходцева В.П., Тышкин П.А., Шиндлов И.А.  
Известия АН СССР. Сер. физ., 29, 2157 (1965).
2. Naimatz В., Handley T.H., Michelich I.W.. Phys.Rev., 128, 1186 (1962).
3. Стригачев А.Т., Сорокин А.А., Шинель В.С.. Известия АН СССР. Сер. физ. 26, 252 (1962).
4. В.В.Кузнецов, В.А.Халкин, К.Вильский, О.Б.Нильсен, О.Скилбрайт.  
Прогр. и тезисы докл. 16 совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, стр.37 (1966).



Часть схемы распада  $^{151}\text{Tb}$ , обсуждаемая в настоящей работе.

ПОИСКИ ДОБАВКИ ПСЕВДОСКАЛЯРНОГО ( P ) ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ И СООТНОШЕНИЯ ПСЕВДОВЕКТОРНЫХ  
ЯДЕРНЫХ МАТРИЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ В  $O^- - O^+$  БЕТА-ПЕРЕХОДЕ В  $^{144}Pc - ^{144}Nd$

Кафедра экспериментальной физики Университета Кюри-Склодовской, Люблин,  
Польша

Мечислав Суботович

Методом Меллера была измерена продольная поляризация  $P_A$  электронов из бета-распада  $^{144}Pc$  при переходе  $O^- - O^+$ . Экспериментальные подробности метода измерения были предложены на VIII совещании по ядерной спектроскопии в Дубне, 1965 г. и опубликованы в материалах этого совещания /I-II/. После введения всех нужных поправок получено значение  $P_A$  для бета-электронов с энергией  $w = 1,80$  Мэв:

$$-P_n / (v/c) = 1,089 \pm 0,053 .$$

В настоящей работе исследуется примесь псевдоскалярного взаимодействия в переходе  $O^- - O^+$ , которая наблюдается в бета-переходах в двух видах:

- а) как прямое сопряжение  $P_p$  между 4-фермионами,
- б) как индуцированное сопряжение  $P_{pi}$  связанное с сильным взаимодействием между нуклонным и лептонным токами через виртуальный мезон  $\pi$ . Постоянная этого сопряжения  $C_{pi}$  при сравнении с постоянной  $C_A$  псевдовекторного взаимодействия равна /2/:

$$C_{pi} = 0,04 C_A .$$

Небольшое число ядерных матричных элементов, участвующих в переходе  $O^- - O^+$  (нет векторных ядерных матричных элементов /3/), способствует исследованию добавки взаимодействия к данному переходу. Поэтому целесообразно исследовать энергетическую зависимость формфактора  $C = C(w)$  и коэффициента  $P_A = P_A(w)$ , где  $w$  - полная энергия электрона с его массой покоя включительно. Эти наблюдаемые величины можно выразить теоретически /3,4,5/ как функции  $\lambda$ ,  $\xi$ ,  $w$ , где

$$\lambda = i \int r_5 / \int \underline{\sigma} \cdot \underline{r} , \quad \xi = C_p / (M \cdot C_A) .$$

Здесь  $M$  - масса нуклона в единицах  $m_0 c^2$ , остальные обозначения - общеприняты в теории бета-распада. В теоретических формулах для  $C = C(w)$  и  $P_A = P_A(w)$  учтены поправки на эффект конечной длины волны де Бройля и на конечные размеры ядра.

Метод нахождения параметров  $\lambda$  и  $\xi$  основан на таком выражении их значений, чтобы из теоретических выражений получить экспериментальные значения этих величин и их энергетическую зависимость. Выражение этих значений проводится методом теста  $\chi^2$ . В этой работе были использованы в анализе следующие наблюдаемые величины: значения  $P_A = P_A(w)$  из настоящей работы и из работы /6/ и значения  $C = C(w)$  - из работы /7/. Вычисления производились на цифровой вычислительной машине. Используя метод теста  $\chi^2$ , мы разыскали такой набор парамет-

ров, которому соответствует самое наименьшее значение  $\chi^2$  (рис. I). Не входя в подробности этого расчета, мы сообщим результаты наших исследований:

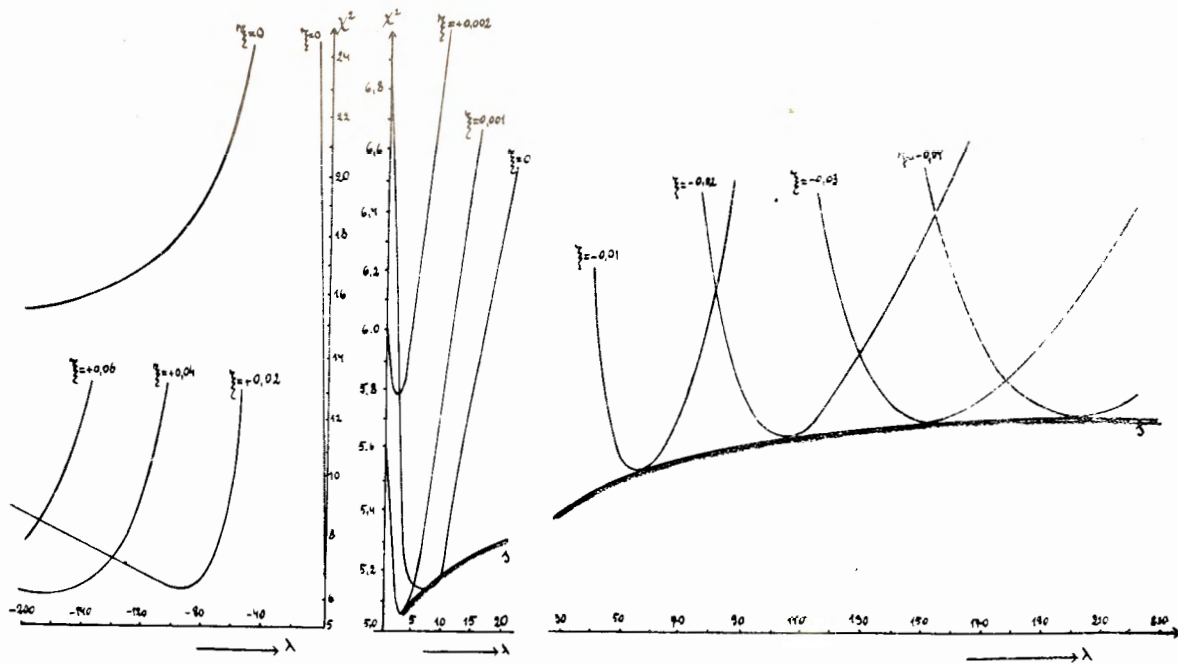
$$C_p/C_A = 1,47 \pm 0,03 \quad , \quad \lambda = 3,20 \pm 0,06 \quad .$$

Этот результат означает, что возможная примесь взаимодействия P в три раза меньше по сравнению с данными последней работы /6/ и в 50 раз меньше по сравнению с данными работы /3/. Этот результат надо считать верхним пределом возможной добавки прямого псевдоскалярного сопряжения Pp. Обнаружение добавки индуцированного взаимодействия  $P_n$ , которая должна равняться  $C_{P_n} = 0,04 CA$ , находится, кажется, вне современных экспериментальных возможностей.

Найденное нами значение  $\lambda = 3,20 \pm 0,06$  противоречит как последним результатам Данеля и др. /6/ ( $\lambda = -16,04 \pm 0,08$ ), так и теоретическим расчетам Ахренса и Финберга /8/ ( $\lambda = -12$ ). Полученный нами результат хорошо согласуется с результатами работы /7/ ( $\lambda = 5 \pm 2$ ) и с теоретическими значениями, полученными в работах Роуза и Осборна /9/ и Пирсона /10/. Приняв одночастичную модель и сопряжение  $j-j$ , Пирсон /10/ получил  $\lambda = 2,5$ . Приняв потенциал гармонического осциллятора, он получил  $\lambda = 8,0$ . В случае наших расчетов для  $\xi = 0$  (нет примеси P - взаимодействия) мы получили  $\lambda = 7,0$ , что хорошо согласуется с результатом Пирсона /10/.

#### Л и т е р а т у р а

- I. М. Суботович, Я. Куранц. Измерение продольной поляризации электронов методом Меллера в <sup>144</sup>Pr.  
Материалы Конференции по ядерной спектроскопии в Дубне, июль, 1965, препринт № 2412, 14-18, ОИЯИ, Дубна, 1965.
2. M.L.Goldberger, S.B.Treiman. Phys.Rev., 111, 354, 1958.
3. C.P.Bhalla, M.E.Rose. Phys.Rev., 120, 1415, 1960.
4. M.E.Rose, R.K.Osborne. Phys.Rev., 93, 1315, 1954.
5. W.Bühring. Nuclear Phys., 40, 472, 1963.  
W.Bühring, L.Schülke. Nuclear Phys., 65, 369, 1965.
6. H.Daniel, C.Engler, G.Th.Kaschl, S.A.A.Zaidi. Phys.Letters, 12, 337, 1964.
7. F.T.Porter, P.A.Day. Phys.Rev., 114, 1286, 1959.
8. T.Shrens, P.Feenberg. Phys.Rev., 86, 64, 1952.
9. M.E.Rose, R.K.Osborne. Phys.Rev., 93, 1315, 1954.  
Phys.Rev., 92, 1326, 1954.
10. J.M.Pearson. Can.J.Phys., 38, 148, 1960.
- II. M.Subotowicz. Badanie jądrowych elementów macierzowych w rozpadzie beta niektórych pierwiastków ziem rzadkich, rozprawa habilitacyjna, wyd. UMCS, Lublin, 1966, str. 60-88.



Графическое представление результатов вычислительного метода оптимального согласования параметров  $\xi$ ,  $\lambda$  и экспериментальным данным. Отдельные кривые представляют зависимость  $\chi^2$  от параметра  $\lambda$  для разных значений  $\xi$ . Минимальные значения  $\chi^2$  в каждой кривой создают кривую  $S$ . Минимум кривой  $S$  дает значения  $\xi$  и  $\lambda$ , оптимально согласованные с экспериментальными данными.



ИЗМЕРЕНИЕ УГЛОВЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ  $\beta^+$  ( $W_0 = 4,87\text{мэв}^2$ ) -  $\gamma$  ( $E_\gamma = 635\text{кэв}$ ) в  $\beta^+$ - ПЕРЕХОДЕ  
 $^{146}\text{Eu} - ^{146}\text{Sm}$

Мечислав Суботович и Ян Куранц

Кафедра экспериментальной физики университета Кюри - Складовской.  
Люблин, Польша

Ядро  $^{146}\text{Eu}$  /  $T_{1/2} = 4,7$  д / может перейти в ядро  $^{146}\text{Sm}$  как вследствие захвата электрона, так и вследствие  $\beta^+$ -распада. Исследуемый нами переход  $\beta^+ / W_0 = 4,87; 3,7\%; 7,95/$  идет на возбужденный уровень I,384 Мэв ядра  $^{146}\text{Sm}$ , рис. I. Измерения угловых корреляций  $\gamma - \gamma$  и коэффициентов внутренней конверсии /7,8/ показывают, что спин и четность этого уровня должны быть  $3^-$ . С другой стороны, значение  $\log ft = 7,95$  для разрешенного перехода  $4^- - 3^-$  необычно большое. Поэтому вместе с уровнем I,384 Мэв со спином  $3^-$  следует ожидать присутствия уровня  $4^+$  (см. также - работу /9/).

Предполагалось также /7,8/, что уровень I,384 Мэв в  $^{146}\text{Sm}$  двойной. Последние измерения Авотиной и др. /10/ подтвердили это предположение: уровень I,384 Мэв двойной, на расстоянии 0,70 кэв находятся два уровня со спинами  $3^-$  и  $4^+$ .

Цель настоящей работы, выполненной два года тому назад, была следующей: показать методом угловых корреляций  $\beta^+ - \gamma$ , что уровень I,384 Мэв в  $^{146}\text{Sm}$  должен иметь спин  $4^+$  в случае отличного от нуля коэффициента угловых корреляций  $\beta^+ - \gamma$  в рассматриваемом переходе. Это не исключает возможности существования расположенного поблизости уровня со спином  $3^-$ . В случае существования заметной анизотропии можно заключить, что  $\beta^+$ - переход по крайней мере однократно запрещен,  $4^-(\text{Eu}) - 4^+(\text{Sm})$ . Часть этого перехода могла бы происходить на уровень  $3^-$  в  $^{146}\text{Sm}$ , но тогда анизотропия угловых корреляций  $\beta^+ - \gamma$  должна равняться нулю, так как этот  $\beta^+$ -переход разрешенный.

Экспериментальная часть, результаты

В качестве источника мы употребляли гадолиниевую фракцию танталовой мишени, облученной на синхротроне ОИЯИ в Дубне протонами с энергией 600 Мэв. Химическую обработку мишени сделали тоже в ОИЯИ на хроматографической колонке. Радиоактивный источник измерялся через несколько десятков дней со времени облучения мишени после распада короткоживущих изотопов  $^{147}\text{Gd}$  и  $^{149}\text{Gd}$ . Тогда вся радиоактивность источника обязана  $^{146}\text{Gd}$  и его дочернему ядру  $^{146}\text{Eu}$  ( $T_{1/2} = 4,7$  д.), находящемуся в радиоактивном равновесии с  $^{146}\text{Gd}$  ( $T_{1/2} = 46$  д.). Диаметр источника - 3-4 мм, толщина - 300-400  $\mu$  г/см<sup>2</sup>, активность - около 400  $\mu$  кюри, толщи-

на подложки 50-100  $\mu\text{г}/\text{см}^2$ . Источник был заземлен тонким слоем аквадага. Позитроны мы регистрировали на пластиковом детекторе разрешением по энергии около 15%. Калибровка сцинтиллятора производилась магнитным спектрометром с тонкой линзой. Определенную энергию электронов мы выделяли с помощью анализатора амплитуды импульсов. Употребляемая электронная система быстро-медленных совпадений имела разрешение по времени около 30 нсек.

Угловые корреляции  $\beta^+-\gamma$  измерялись для энергии позитронов в пределах 880 - 1230 кэв и для  $\gamma$ -перехода с энергией 635 кэв, рис.2. Вводились поправки на присутствие случайных совпадений, конечный телесный угол детекторов, на рассеяние и абсорбцию позитронов в материале источника и рассеяние от подложки. Результаты приведены в таблице.

Таблица

Энергия позитронов (Мэв)	$A_2$
0,880	$-0,11 \pm 0,06$
1,050	$-0,07 \pm 0,02$
1,120	$-0,09 \pm 0,02$
1,180	$-0,12 \pm 0,03$
1,230	$-0,13 \pm 0,07$

Здесь  $A_2$  - значения коэффициентов угловых корреляций  $\beta^+-\gamma$  в зависимости от энергии позитронов в переходе  $^{146}\text{Eu} - ^{146}\text{Sm}$ . Вышеуказанные результаты означают, что  $\beta^+$ -переход в  $^{146}\text{Eu} - ^{146}\text{Sm}$  должен быть однократно запрещенным. Это означает также, что спин и четность уровня 1,384 Мэв в  $^{146}\text{Sm}$  есть  $4^+$ . Таким образом, объясняется большое значение  $\log ft = 7,95$ .

Из измерений угловых корреляций  $\gamma-\gamma$  и внутренней конверсии вытекает необходимость существования уровня  $3^- / 7,10/$ . В последней (1966 г.) работе группы Михелича /11/ подтверждается также результат Авотиной и др. /10/ о существовании двойного уровня 1,384 Мэв в  $^{146}\text{Sm}$  со спинами и четностями  $3^-$  и  $4^+$ .

В заключение мы выражаем нашу благодарность химической группе ОИЯИ в Дубне за разделение радиоактивных изотопов из облученной танталовой мишени и спектрометрической группе ОИЯИ К.Я.Громова и Ж.Железа за доброжелательную помощь при получении радиоактивных изотопов.

## Литература

- I. J.T.Jones, E.N.Jensen. Phys.Rev., 97 (1955), 1031 .
2. R.W.Heyward, D.D.Hoppes. Proc. of the Rutherford Jubilee Int. Conference, ed. London, 1961, p. 725 .
3. D.D.Hoppes, E.Ambler, R.W.Hayward, R.S.Kaeser. Phys.Rev.Lett., 6, 115(1961).
4. В.П.Рудаков. Изв. А.Н. СССР (сер.физ.), 24 (1960), II24 .
5. I.P.Deuth , L.Grencs, P.Lipnik. J.Phys. et Rad., 22 (1961), 662 .
6. M.Subotowicz. Badanie jądrowych elementów macierzowych w rozpadzie beta niektórych pierwiastków ziem rzadkich , ed. UMCS, Lublin, 1966 .
7. E.G.Funk, J.W.Mihelich, C.F.Schwerdtfeger. Nuclear Phys., 39 (1962), 147, 582 .
8. T.Goworek. Folia Soc.Sci.Lublinensis, 3/4, (1963/64) 51 Praca doctorska (dysser-tacja), ed. UNCS, Lublin, 1964 .
9. E.Takakoshi, Z.Matsumoto, M.Ishii, K.Sugiyama, S.Hayashibe, H.Sekiguchi, H.Natsume. J.Phys. Soc.Jap., 19 (1964), 587 .
10. M.P.Avotina, E.P.Grigoriev, V.O.Sergeyev, and A.V.Zolotavin. Phys.Lett., 19 (1965), 310.
- II. D.J.Buss, E.G.Funk, J.W.Mihelich. Phys.Rev., 141 (1966), 1193 .

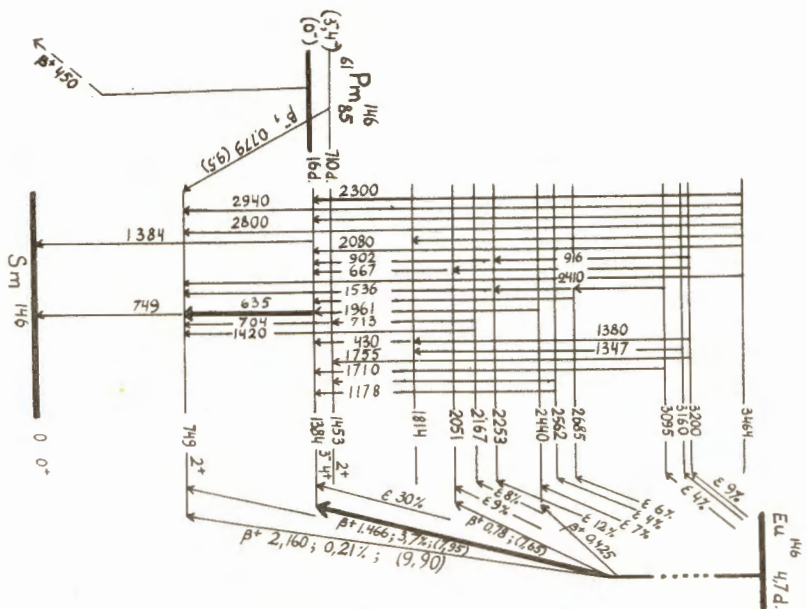


Рис.1. Схема уровней  $^{146}\text{Sm}$ .

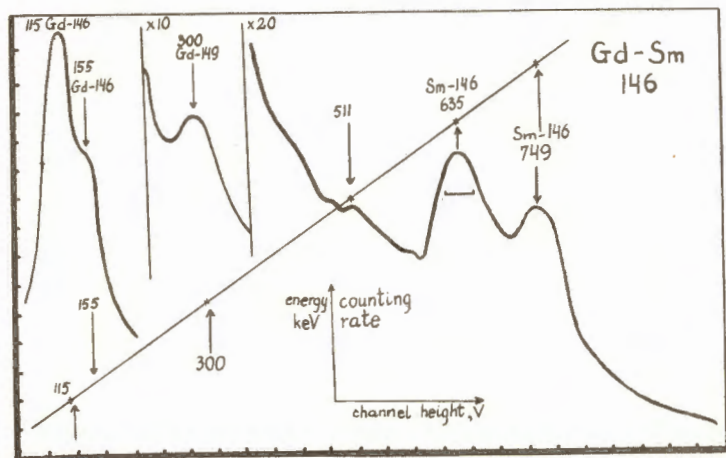


Рис.2.  $\gamma$  Спектр источника  $\text{Gd} - \text{Eu}$ , употребляемого для измерения угловых корреляций  $\beta^+ - \gamma$ .

Я.Ваврыщук, Т.Говорек, К.Круковска, З.Скожински

Кафедра экспериментальной физики Университета Кюри-Склодовской, Люблин, Польша

$^{147}\text{Sm}$ . Измерялись угловые корреляции нескольких каскадов гамма-спектра  $^{147}\text{Sm}$ .

Источником служил европий из гадолиниевой фракции, полученной из танталовой мишени, облученной на синхротронном ускорителе ЛЯП протонами с энергией 660 МэВ. Источники изготавливались группой химиков Лаборатории ядерных проблем. Измерения производились на стандартной быстро-медленной схеме совпадений с разрешающим временем  $\sim 25$  нсек.

Измеряя корреляции с линией I97 кэВ, мы регистрировали совпадения для углов  $90^\circ$ - $135^\circ$ - $180^\circ$ - $225^\circ$ . Во избежание обратного рассеяния перед счетчиком высоких энергий был помещен слоистый фильтр 0,5 мм Cd + 4,5 мм Pb + 0,5 мм Cd. Результаты настоящей работы и их сравнение с данными других работ представлены в табл. I.

Таблица I

$\gamma$ -Каскад	Данные из /1/	Данные из /2/	Настоящая работа
857-I97	$A_2 = 0,068 \pm 0,043$ $A_4 = -0,013 \pm 0,072$	$A_2 = 0,054 \pm 0,031$ $A_4 = 0 \pm 0,055$	$A_2 = 0,058 \pm 0,016$ $A_4 = 0,003 \pm 0,032$
I256-I97	-	$A_2 = -0,014 \pm 0,031$	$A_2 = -0,029 \pm 0,022$ $A_4 = -0,027 \pm 0,060$

В случае корреляции 857-I97 кэВ учтено присутствие посторонних совпадений: с квантами I256 кэВ - используя экспериментальную величину асимметрии, с квантами 880 кэВ - теоретически предполагая, что этот переход квадрупольный.

Особое внимание обращено на корреляцию 76-I21 кэВ. По величине коэффициента  $A_2$  для этого каскада можно определить знаки коэффициентов смеси обоих переходов и, следовательно, мультипольности переходов, совпадающих с линией I21 кэВ. Пользуясь значением  $\delta^2$ , взятым из работ по внутренней конверсии, находим 4 возможных значения  $A_2$  (табл. 2).

Таблица 2

Теоретические			$A_2$	Экспериментальные	
$\delta_{76}$	$\delta_{121}$				
+	+	-0,402	} $\pm 0,040$	$A_2 = -0,428 \pm 0,037$	$A_4 = -0,004 \pm 0,080$
+	-	+0,194			
-	+	+0,648			
-	-	-0,314			

Корреляция 76-121 кэв измерялась с помощью тонких счетчиков NaI(Tl) размером 3x10см как разность счета без фильтра перед кристаллом, регистрирующим кванты 76 кэв, и с фильтром 1 мм Cd. Обнаружено интенсивное обратное рассеяние; некоторая доля его заметна даже при угле между счетчиками 150°. Измерения проводились двумя способами: 1) в ограниченном пределе углов 90°-150° через каждые 10° (рис.1), 2) классически - для 90°-135°-180°. Применение поправки на абсорбцию и рассеяние в кадмиевом фильтре (не использовавшейся в наших прежних измерениях /2/) заметно увеличивает асимметрию. Интенсивный фон и множество поправок значительно ухудшают точность измерения. Результаты даны в табл. 2.

Получены предварительные сведения о корреляции 60I-76 кэв. Асимметрия оказывается отрицательной, как можно было ожидать для  $\delta_{76} > 0$ .

<sup>140</sup>La. Обнаружено, что в сцинтилляционном спектре гамма-лучей <sup>140</sup>La пик 438 кэв расположен немножко ниже, чем следовало бы ожидать для этой энергии. Гамма-спектр, полученный нами на германиевом детекторе в Институте ядерных исследований в Сверке (рис.2), показал, что в дублете 424 - 438 кэв основная интенсивность принадлежит пику 424 кэв, в то время как до сих пор предполагалось обратное. Относительные интенсивности  $\gamma$ -переходов даны в таблице 3.

Таблица 3

$\gamma$ -Переход	Данные из /3/	Данные из /4/	Настоящая работа
537	100	100	100
438	} 18	} 18	6,3
424			11,5
304	12	18	14

С помощью сурьмяного абсорбента оценено содержание рентгеновских квантов в пике 30 кэв на 13% общей интенсивности.

Асимметрия каскада (424+438) - 30 кэв получалась малой:  $A = -0,003 \pm 0,035$ . Это означает, что либо оба перехода 424 и 438 кэв чисто дипольные, либо имеет место случайная компенсация асимметрий двух каскадов, содержащих квадрупольные примеси. Первая из этих возможностей более вероятна. Измерены также асимметрия  $\gamma$ -каскада 537-30 кэв и корреляция  $\gamma$ -переходов 304-163 кэв (табл. 1).

Таблица 4

$\gamma$ -Каскад	A <sub>2</sub>	A <sub>4</sub>
537 - 30	0,044 ± 0,014	-
304 - 163	0,058 ± 0,009	-0,001 ± 0,017

Первый результат подтверждает последовательность спинов в этом каскаде 0-1-2-3, второй исключает возможность наличия больших примесей E2 у переходов 304 и I63 кэв.

#### Л и т е р а т у р а

1. J.F.McNulty, E.G.Funk, J.W.Michelich. Nucl.Phys., 55,667 (1964) ..
2. T.Goworek, J.Wawrzyszczuk. Acta Phys.Pol.,29,no. 5 (1966).
3. А.Силантьев ЖЭТФ 34, 569 (1958).
4. P.Voskna, H. de Waard. Nucl.Phys.,14,145 (1960) .

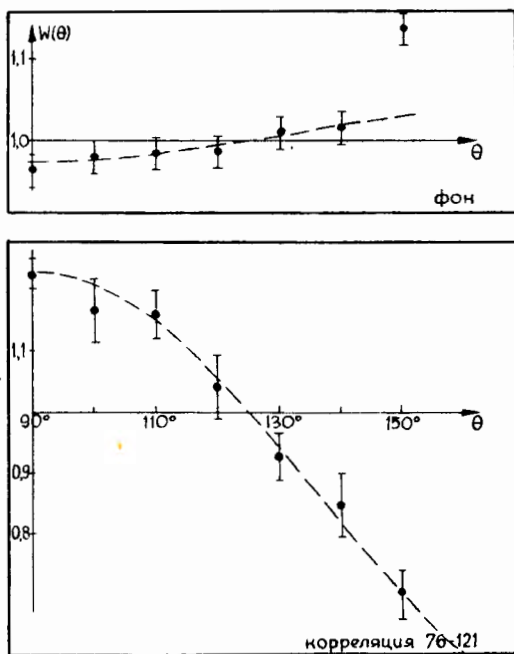


Рис.1. Зависимость коэффициента  $W(\theta)$  от угла  $\theta$  при измерении угловой корреляции  $\gamma$  - каскада 76-121 кэв.

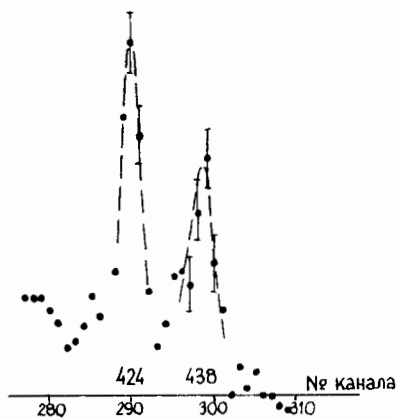


Рис.2.  $\gamma$ -спектр  $^{140}\text{La}$ , полученный на  $\text{Ge}(\text{Li})$  детекторе.



$\beta^+-\gamma$  - СОВПАДЕНИЯ ПРИ РАСПАДЕ  $^{134}\text{La} \rightarrow ^{134}\text{Ba}$

( Предварительное сообщение )

Б.С.Джелепов, О.Е.Крафт, Ю.В.Наумов

Ленинградский государственный университет

Ядро  $^{134}\text{La}$  распадается  $\beta^+$ - распадом и захватом орбитальных электронов на уровни ядра  $^{134}\text{Ba}$  (рис.1).

Позитронный спектр  $^{134}\text{La}$  изучался в работах /1,2,3,4/. Граничная энергия  $\beta^+$ - спектра составляет 2700 кэв. Спектр  $\gamma$ - лучей при распаде  $^{134}\text{La}$  изучался в работах /2,3,4,5/. Установлено, что наиболее сильной линией в  $\gamma$ - спектре (помимо аннигиляционного пика) является линия с энергией 605 кэв, интенсивность которой, по данным разных работ, составляет от 7 до 14% от интенсивности всего  $\beta^+$ - спектра. Для объяснения этой линии в работе /5/ был введен  $\beta^+$ - переход с энергией 2100 кэв, направленный на первый возбужденный уровень  $^{134}\text{Ba}$  с энергией 605 кэв. Измерив отношение интенсивностей  $\gamma$ - линии 605 кэв и аннигиляционного пика, авторы работы /5/ определили относительные интенсивности  $\beta$ - переходов на основной и первый возбужденный уровни  $^{134}\text{Ba}$ , считая, что распад  $^{134}\text{La}$  происходит только на эти уровни. Полученные ими значения приведены в столбце 3 таблицы. Величины  $\log ft$  для переходов на основное и первое возбужденное состояния  $^{134}\text{Ba}$  (2+) оказались равными 4,9 и 5,7 соответственно, что дало основание авторам работы приписать  $^{134}\text{La}$  характеристику I+. В работе /5/ на основании более тщательных измерений жесткой области  $\gamma$ - спектра  $^{134}\text{La}$  и данных по энергетическим и спиновым характеристикам уровней  $^{134}\text{Ba}$ , полученным при изучении распада  $^{134}\text{Cs}$ , приводится схема распада  $^{134}\text{La}$ . Данные об относительных интенсивностях  $\beta$ - переходов на основной и первый возбужденный уровни  $^{134}\text{Ba}$  согласно этой схеме приведены в столбце 4 таблицы.

Для более точного определения относительных интенсивностей  $\beta^+$ - переходов необходимы измерения  $\beta^+-\gamma$ - совпадений. В работе /2/ производились эти измерения с помощью сцинтилляционного спектрометра совпадений. Однако результаты их, по-видимому, нельзя считать надежными: в спектре  $\gamma$ - излучения, находящегося в совпадении с  $\beta$ - частицами, приведенном в работе /2/, аннигиляционный пик 511 кэв в 15-20 раз превышает по интенсивности  $\gamma$ - линию 605 кэв. Авторы работы /2/ из своих измерений делают вывод, что  $\gamma$ - излучение 605 кэв находится в совпадении с  $\beta$ - частицами с энергией ниже 1,2 Мэв.

Целью нашей работы было определение относительных вероятностей  $\beta$  - переходов  $^{134}\text{La}$  на основной и первый возбужденный уровни  $^{134}\text{Ba}$  методом  $\beta$ - $\gamma$ -совпадений. Измерения производились с помощью магнитного  $\beta$ - $\gamma$  спектрометра, построенного для изучения совпадений с  $\gamma$ -лучами малоинтенсивных компонент  $\beta$ -спектров. Источником  $^{134}\text{La}$  служил  $^{134}\text{Ce}$  ( $T_{1/2} = 72$  часа), полученный в реакции глубокого отщепления при бомбардировке танталовой мишени прото-нами с  $E_p = 660$  Мэв и распадающийся в  $^{134}\text{La}$  путем электронного захвата. Во фракции церия, помимо  $^{134}\text{Ce}$  и  $^{134}\text{La}$ , присутствовали 17-часовой  $^{135}\text{Ce}$  и его дочерний изотоп  $^{135}\text{La}$  ( $T_{1/2} = 19,8$  часа),  $^{137}\text{Ce}$  ( $T_{1/2} = 35$  час.) и  $^{139}\text{Ce}$  ( $T_{1/2} = 140$  дней). Из перечисленных изотопов только у  $^{134}\text{La}$  известен интенсивный позитронный спектр. Измерения производились спустя 30 часов после облучения.

С помощью  $\beta$ -спектрометра выделялись позитроны с энергией  $\sim 1230$  кэв и измерялись совпадения, производимые этими позитронами с  $\gamma$ -лучами в интервале энергий от 200 до 1000 кэв.

Результаты измерений представлены на стр. 52. По оси абсцисс отложен номер канала многоканального анализатора, по оси ординат - число  $\beta^+$ - $\gamma$ -совпадений. На рисунке видны два максимума при энергиях  $\gamma$ -лучей 511 и 605 кэв. Как показали опыты, аннигиляционный пик 511 кэв обусловлен случайными совпадениями. Зная соотношение интенсивностей линий 605 кэв и аннигиляционной в одиночном  $\gamma$ -спектре и в спектре совпадений, можно было оценить фон случайных совпадений для линий 605 кэв; он оказался равным  $\sim 5\%$  от общего счета совпадений для этой линии.

В области энергий выше 600 кэв мы не обнаружили  $\gamma$ -линий, находящихся в совпадении с позитронами выбранной энергии.

Зная величину скорости одиночного счета позитронов с энергией  $\sim 1230$  кэв, можно было определить относительные интенсивности  $\beta$ -распадов на основной и первый возбужденный уровни  $^{134}\text{Ba}$  по формулам, приведенным в работе /7/. Расчеты дали для отношения  $\frac{N_0}{N_2}$  следующую величину:

$$\frac{N_0}{N_2} = 50 \pm 10 \text{ (столб. 5 табл. I),}$$

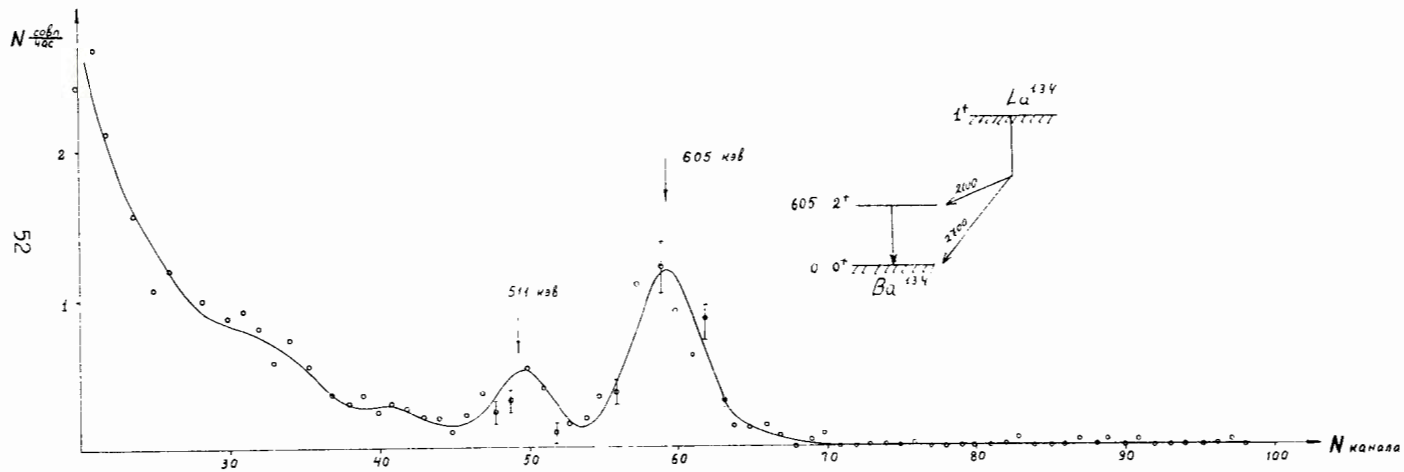
что соответствует отношению приведенных вероятностей  $\frac{B_0}{B_2} = \frac{(ft)_2}{(ft)_0} = 14 \pm 3$ .

Таблица

Граничная энергия $\beta_{сп}^+$ , кэВ	Энергия уровня $^{14}\text{Вa}$ , кэВ	Относительные интенсивности $\beta$ - переходов		
		Работа /1/	Работа /2/	Наши данные
1	2	3	4	5
2700	0	I	I	I
2100	605	0,05	$\leq 0,03$	$0,020 \pm 0,004$

Л и т е р а т у р а

1. В.Stover. Phys.Rev., 81, 8, 1951.
2. В.Р.Бурмистров, Ю.А.Андреев, А.Д.Вонгай, С.П.Карецкая, Г.Д.Латышев, О.Д.Ковригин. Изв.АН СССР, сер.физ., XXIX, № I, I44, 1965,
3. Е.И.Бирюков, В.Т.Новиков, Н.С.Шиманская. Изв. АН СССР, сер.физ., XXIX, № I, I5I, 1965,
4. R.A.Ricci, G.Comite and Speranza, G.Gershell, M.Pantrat, J.van Horenbeeck and J.Teillac. Nuovo Cimento, XXXVII. 1752, 1965.
5. R.K.Girgis and R. van Lieshout. Nucl.Phys., 12, 672, 1959.
6. Б.С.Джелепов, О.Е.Крафт, Ю.В.Наумов. Изв. АН СССР, сер.физ. XXIX, № I2, 2163, 1965 .
7. Б.С.Джелепов, В.Э.Науфман, О.Е.Крафт, Ю.В.Наумов. Изв. АН СССР, сер.физ., XXIX, № 7, 1079, 1965,



Спектр  $\beta^+$  -  $\gamma$  совпадений.

По оси абсцисс - номер канала многоканального анализатора, по оси ординат - число  $\beta^+$  -  $\gamma$  совпадений. Энергия  $\beta^+$ - частиц, выделенных  $\beta$  - спектрометром, составляет  $\sim 1230$  кэВ.

Т. Куцарова, В. Звольска, Б. Крадик, А. Машталка

Институт ядерных исследований, ЧСАН, Ржех

Фракция бария была получена хроматографическим выделением из смеси элементов, возникающих при облучении  $\text{Ce}$  протонами с энергией 660 Мэв на синхротронном ускорителе ОИЯИ в Дубне. Нами изучался распад  $^{128}\text{Ba}$  2,4 дн,  $^{128}\text{Cs}$  3,7 мин,  $^{128}\text{Xe}$  и распад  $^{133}\text{Ba}$  (7,5 лет). Распад  $^{133}\text{Ba}$  (II, 5 дн), который присутствует во фракции, нами изучался ранее /1/.

I. Распад  $^{128}\text{Ba} \rightarrow ^{128}\text{Cs} \rightarrow ^{128}\text{Xe}$

Нами изучался спектр  $\gamma$ -лучей и некоторые участки спектра конверсионных электронов, возникающих при распаде  $^{128}\text{Ba} \rightarrow ^{128}\text{Cs} \rightarrow ^{128}\text{Xe}$ .

Спектр  $\gamma$ -лучей был измерен при помощи германиевого детектора, дрейфованного литием, изготовленного доктором Трусилом в Пражском институте физики твердого тела. Активный объем детектора - 5,4 см<sup>3</sup> и разрешение - 6 кэв на аннигиляционном пике 511 кэв.

Детектор работал с зарядово-чувствительным предусилителем и 1024-канальным амплитудным анализатором. Калибровку прибора в области высоких энергий мы проводили при помощи  $\gamma$ -лучей из источников  $^{207}\text{Bi}$ ,  $\text{ThC}''$ ,  $^{24}\text{Na}$ ,  $^{60}\text{Co}$ . В области энергий до 1000 кэв мы использовали в качестве калибровочных линий наиболее интенсивные  $\gamma$ -лучи  $^{131}\text{Ba}$ , который присутствовал в измеряемом источнике. Энергии этих  $\gamma$ -лучей хорошо известны /1/. Измерения спектра проводились в нескольких сериях. Полученные нами данные об энергиях и относительных интенсивностях  $\gamma$ -лучей приведены в табл. I в сравнении с данными других работ. Кроме приведенных в таблице I  $\gamma$ -лучей, мы наблюдали также  $\gamma$ -линию с энергией 270 кэв, которая, по данным прежних работ, принадлежит переходу в  $^{128}\text{Cs}$ . Ее интенсивность мы не приводим, так как  $\gamma$ -линия 270 кэв не отделилась от  $\gamma$ -лучей с энергией 276 кэв  $^{135m}\text{Ba}$  ( $T_{1/2} = 28,7$ ) и 275 кэв  $^{133m}\text{Ba}$  ( $T_{1/2} = 38,9$  час).

Спектр конверсионных электронов изучался нами при помощи бета-спектрометра с двойной фокусировкой электронного пучка с приборным разрешением 0,12%. Из-за малой активности источника нам удалось исследовать лишь участки конверсионного спектра, где находятся линии К-44I кэв, L - 524 кэв, К - 965 кэв и К - II34 кэв. Полученные нами данные об относительных интенсивностях конверсионных электронов (табл. 2) вместе с данными об относительных интенсивностях  $\gamma$ -лучей для переходов с энергиями 44I, 524, 965 и II34 кэв были ис -

пользованы для определения КВК этих переходов. При этом для значения  $\alpha_K$  перехода с энергией 441 кэв ( $2^+ \rightarrow 0^+$ ) мы приняли теоретическое значение для мультипольности E2 ( $\alpha_K = 1,08 \cdot 10^{-3}$ ).

### Обсуждение результатов

Схема распада  $^{128}\text{Cs}$  была предложена в работе /2/ на основании результатов измерений спектра позитронов,  $\gamma$ -лучей и опытов по  $\beta^+$ - $\gamma$  и  $\gamma$ - $\gamma$  совпадениям. Авторам удалось поместить в эту схему 5  $\gamma$ -переходов. Наши данные о  $\gamma$ -спектре, полученные с германиевым детектором, позволили разместить в схеме распада  $^{128}\text{Cs}$ , предложенной в /2/, новые  $\gamma$ -переходы с энергиями 611, 1025, 1299, 1637 кэв и, кроме того, значительно уточнить энергии уровней.

С помощью данных об относительных интенсивностях  $\gamma$ -лучей и конверсионных электронов были найдены доли электронного захвата на уровни  $^{128}\text{Xe}$  и соответствующие значения  $\log ft$ . Они указаны на рис.1, представляющем схему распада  $^{128}\text{Cs}$ .

Значения  $\log ft$  для  $\beta$ -переходов в состояниях с энергиями 0, 441 и 965 кэв равны 4,9; 4,9 и 4,8 соответственно. Из этих значений  $\log ft$  можно заключить, что все эти переходы являются разрешенными, как можно ожидать для переходов из основного состояния  $^{128}\text{Cs}$  ( $1^+$ ) в основное ( $0^+$ ), на первое возбужденное ( $2^+$ ) и второе возбужденное ( $2^+$ ) состояния четно-четного ядра  $^{128}\text{Xe}$ . Значение  $\log ft$  для  $\beta$ -перехода на уровень 1576 кэв равно 5,3. Погрешность этого значения не позволяет сделать выбор между квантовыми характеристиками  $(0,1,2)^+$ . Мы можем однако исключить значение 3 - для квантовых характеристик уровня 1576 кэв, которое допускается в работе /5/, где для  $\log ft$   $\beta$ -перехода из  $^{128}\text{J}$  на уровень 1576 кэв было найдено значение 8. Действительно, в предлагаемой нами схеме уровней  $^{128}\text{Xe}$  интенсивность переходов, совершающихся с уровня 1576 кэв, составляет 2,8% на распад, совершающихся на этот уровень - 0,6%. Предположение об осуществлении квантовых характеристик 3- при энергии 1576 кэв привело бы к требованию опустить на уровень 1576 кэв переходы с интенсивностью 2% на распад. Интенсивность найденных нами переходов, не уложенных в схему распада, составляет, однако, только 1% на распад и самого интенсивного из них - 0,2% на распад.

Экспериментальное значение  $\alpha_K$  перехода с энергией 1135 кэв (табл.1) близко к теоретическим значениям для мультипольностей E1 или E2. Это обстоятельство вместе с тем фактом, что разрядка происходит на уровни с квантовыми характеристиками  $2^+$ , позволяет из вышеприведенных квантовых характеристик предпочесть значения  $(1,2)^-$ .  $\log ft$  для отрицательной четности слишком мал.

Согласно работе /6/ колебательные состояния октапольного типа четно-четных сферических ядер со средним A осуществляются при энергиях 2-3 Мэв. Они разряжаются в основное состояние  $2^+$  ускоренным E1 переходом, а в первое возбужденное состояние  $2^+$  замедленным E1 переходом

по отношению к одночастичной оценке Вайскопфа. Рассматривая энергии и способ разрядки уровней  $^{128}\text{Xe}$  (рис.1), мы видим, что уровень с вышеописанными свойствами мог бы осуществляться при энергии 2602 кэв. Действительно, если предположить, что этот уровень является колебательным оккупольным с квантовыми характеристиками  $3^-$ , то, по одночастичной оценке Вайскопфа для отношения интенсивностей перехода 2608 кэв ( $E3$ ) ( $3^- \rightarrow 0^+$ ) и 2155 кэв ( $E1$ ) ( $3^- \rightarrow 2^+$ ), мы получаем значение  $2 \cdot 10^{-8}$ , тогда как эксперимент приводит к значению  $6 \cdot 10^{-2}$ . Сумма интенсивностей переходов, разряжающих уровень 2602 кэв, составляет 0,7% на распад. Если спин и четность уровня 2602 кэв  $3^-$ , то на него должны бы совершаться переходы с приблизительно такой же интенсивностью. Возможно, что уровень 2602 кэв заселяется переходом с энергией 272 кэв, который разряжает уровень 2874 кэв. Переход такой энергии с интенсивностью 0,7% на распад (1,6 в единицах табл.1) мы не могли наблюдать из-за присутствия  $\gamma$ -линий с примерно такой же энергией  $^{128}\text{Ba}$ ,  $^{133m}\text{Ba}$ ,  $^{135m}\text{Ba}$ .

## 2. Распад $^{133}\text{Ba}$

Нами изучался гамма-спектр  $^{133}\text{Ba}$  при помощи германиевого детектора, дрейфованного литием, сечением  $1,7 \text{ см}^2$ , глубиной дрейфа 6 мм и разрешением на линии  $^{137}\text{Cs}$  5 кэв.

Значения энергий и относительных интенсивностей гамма-лучей указаны в табл.3. Они согласуются с данными прежних работ.

Существование гамма-перехода с энергией 222 кэв установлено достоверно в нашей работе впервые. Для мультипольности этого перехода допускались в прежних работах значения  $E0$ ,  $M1$ ,  $M1 + E0$  [7]. Используя наши данные об относительных интенсивностях гамма-линий и данные работы [13] об относительных интенсивностях конверсионных линий с энергиями 222 и 276 кэв, мы получили для  $\alpha_K$  перехода 222 кэв значение  $9,8 \cdot 10^{-2}$ , что согласуется со значением мультипольности  $M1$  или  $E2$  или  $M1 + E2$  (теоретические значения  $\alpha_K M1$  и  $\alpha_K E2$  равны 0,084 и 0,093 соответственно). Заметим, что мы, конечно, не можем исключить присутствие компоненты  $E0$  в мультипольности перехода 222 кэв.

Мы оценивали также значения  $\alpha_K$  других переходов. Эти оценки соответствуют у всех переходов значениям мультипольностей  $M1$ ,  $E2$  или  $M1 + E2$ , как и следовало ожидать по имеющимся данным о квантовых характеристиках схемы уровней  $^{133}\text{Cs}$ .

Основываясь на данных об относительных интенсивностях гамма-лучей и конверсионных электронов, мы определили долю электронного захвата на уровне  $^{133}\text{Cs}$  и соответствующие значения  $\log ft$ . Они показаны на рис. 2, представляющем схему распада  $^{133}\text{Ba}$ .

Таблица I

Энергии и относительные интенсивности  $\gamma$ -лучей  $^{128}\text{Cs}$ 

Энергия перехода по данным работы				Относительные интенсивности $\gamma$ -лучей по данным работы			
Наши данные	[2]	[3]	[4]	Наши данные	[2]	[3]	[4]
I35			I35	0,1			300
I68	I68			4	20 $\pm$ 4		
44I	440	460	455	100	100	100	100
5II	5II			320	400		
524				8,5			
588				0,6			
6II				1,25			
965	970	980	965	2,8	3 $\pm$ 0,6	2	
98I				0,20			
I025				0,92			
I077				0,30			
I135	II20			5,7	4,2 $\pm$ 0,4		
I299				0,55			
I507				0,27			
I622	} I660			0,54			
I637				0,025	0,8 $\pm$ 0,2		
I678				0,48			
I9I0				0,15			
I980				0,25			
2037				0,15			
2I55	} 2I80			0,85	0,72 $\pm$ 0,2		
2I9I				0,2I			
2277				0,09			
2320				0,06			
2365				0,29			
2405	} 2420			0,1	0,4 $\pm$ 0,1		
2430				0,16			
2608				0,05			
2663				0,05			



Таблица 2

Энергии и относительные интенсивности конверсионных электронов  $^{128}\text{Cs}$

Энергия перехода	Интенсивность конверсионных линий	$\alpha_k$ (эксп.)	$\alpha_k$ теор					Заключение о мультипольности	
			E1	E2	E3	M1	M2		M3
44I	100	$1,08 \cdot 10^{-2}$		$1,08 \cdot 10^{-2}$					E2
523,7 <sup>a</sup> )	I	$1,3 \cdot 10^{-3}$	$2,9 \cdot 10^{-4}$	$1,0 \cdot 10^{-3}$	$3,4 \cdot 10^{-3}$	$1,1 \cdot 10^{-3}$	$3,8 \cdot 10^{-5}$	$1,2 \cdot 10^{-2}$	E2 (+M1)
965,4	0,45	$1,7 \cdot 10^{-3}$	$6,3 \cdot 10^{-4}$	$1,5 \cdot 10^{-2}$	$3,1 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-3}$	$4,9 \cdot 10^{-3}$	$1,0 \cdot 10^{-2}$	E2
1134,8	0,34	$5,6 \cdot 10^{-4}$	$4,7 \cdot 10^{-4}$	$1,1 \cdot 10^{-3}$	$2,1 \cdot 10^{-3}$	$1,4 \cdot 10^{-3}$	$3,3 \cdot 10^{-3}$	$6,6 \cdot 10^{-3}$	E1

а) значение

б) принято

Таблица 3

Энергии и относительные интенсивности  $\gamma$ -лучей  $^{133}\text{Ba}$

$E_\gamma$	$J_\gamma$
54	3,3
79 + 81	59,0
160	0,48
222	0,70
276	12,1
302	30,3
356	100
384	14,2

Л и т е р а т у р а

1. Т.Куцарова, Б.Крацик, В.Эвольска, О.Драгоун. Программа и тезисы докладов XVI совещания по ядерной спектроскопии, Москва, 1966.
2. S.Iha, R.K.Gupta, H.A.Devare, Q.C.Pramila and K.P.Qupinathan. Nuovo Cim., 20 (1961), 76.
3. A.Wapstra, Verster, and Boelhauer. Physica, 19 (1953), 138.
4. R.Fink, E.O.Wiig. Phys. Rev., 91 (1953), 194.
5. L.I.Pilione, and W.W.Pratt. Phys. Rev., 138 (1965), B38.
6. A.M.Lane, and E.D.Pendlebury. Nucl.Phys., 15(1960), 39.
7. E.B.Nieschmidt, C.E.Mandeville, L.D.Ellisworth and P.D.Bornemeier. Phys. Rev., 136 (1964), B597.
8. R.K.Gupta, S.Iha, M.C.Jashi and B.K.Maolav. Nuovo Cim., 8 (1958), 48.

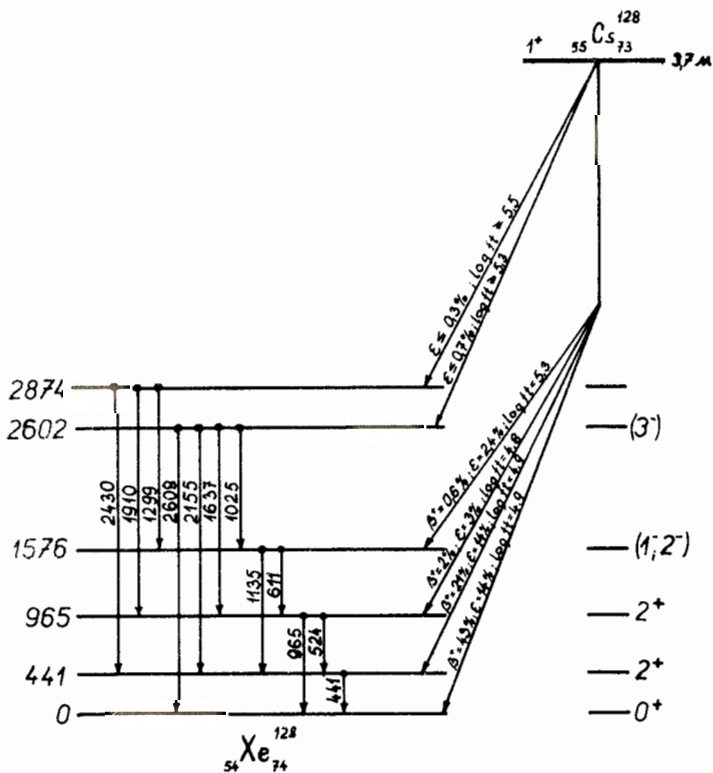


Рис.1. Схема распада  $^{128}\text{Cs}$ .

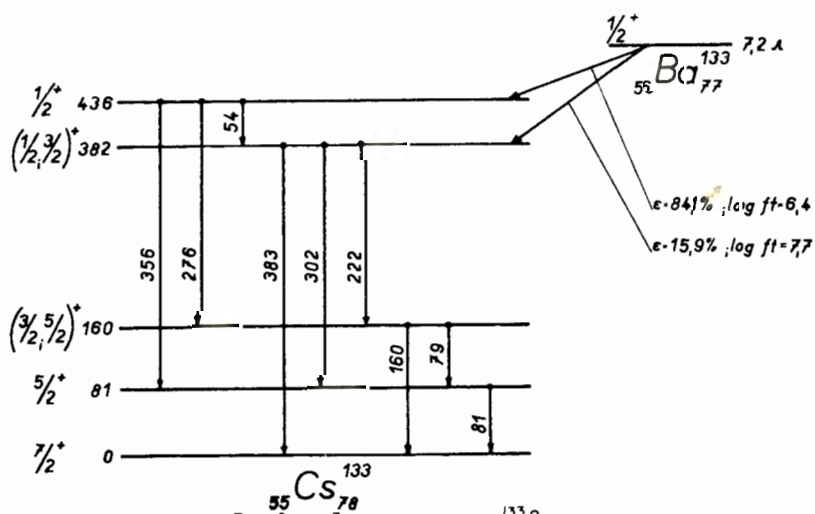


Рис.2. Схема распада  $^{133}\text{Ba}$ .

## ВРЕМЕНА ЖИЗНИ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ В $^{125}\text{I}$ И $^{127}\text{I}$

Е.Людзеевский, Я.Ковнацкий, М.Мошинский

Институт ядерных исследований.Сверк, Польша

Измерены времена полураспада уровней 243  $1/2^+$ , 188  $3/2^+$  и II3 кэв  $7/2^+$  в  $^{125}\text{I}$  и уровней 375  $1/2^+$  и 203 кэв  $3/2^+$  в  $^{127}\text{I}$  с помощью временно - амплитудного конвертора. Получены следующие величины времен полураспада:

$T_{1/2} = 0,250 \pm 0,010$ нс	для уровня $1/2^+$	243 кэв	в $^{125}\text{I}$	,
$T_{1/2} = 0,325 \pm 0,010$ нс	" "	$3/2^+$	188 " "	,
$T_{1/2} = 0,560 \pm 0,030$ нс	" "	$7/2^+$	II3 " "	,
$T_{1/2} \leq 0,135$ нс	" "	$1/2^+$	375 " "	в $^{127}\text{I}$ ,
$T_{1/2} = 0,400 \pm 0,010$ нс	" "	$3/2^+$	203 " "	.

Проанализированы приведенные вероятности переходов В  $E2$  с уровней  $\frac{1^+}{2} \rightarrow \frac{5^+}{2}$  и  $\frac{3^+}{2} \rightarrow \frac{5^+}{2}$ , и на этом основании этим уровням приписывается коллективный характер.

### I. Введение

Представляемые нами результаты являются частью более широкой программы исследования сферических ядер с нечетным массовым числом, получаемых в реакторе при облучении нейтронами благородных газов.

Во всех выполненных до настоящего времени экспериментах имеются неполные данные относительно схем распада ядер с нечетным числом протонов /  $Z = 53$  /  $^{125}\text{I}$ ,  $^{127}\text{I}$ .

В этой работе приводятся времена жизни уровней 243, 188 и II3 кэв в  $^{125}\text{I}$  и уровней 375 и 203 кэв в  $^{127}\text{I}$

На основании полученных нами результатов и результатов других работ /1,2,8/ можно получить некоторую информацию относительно природы этих уровней. В работах С.Гейгера и других приводятся коэффициенты смеси  $\delta^2$  гамма-переходов, спины II-го и III-го возбужденных состояний, полученные на основании измерений угловых корреляций, и отношения коэффициентов внутренней конверсии на подболочках  $L_I$   $L_{II}$   $L_{III}$ .

### II. Приготовление источников

Возбужденные состояния  $^{125}\text{I}$  и  $^{127}\text{I}$  получались из распада  $^{125}\text{Xe}$  ( $T_{1/2} = 17$  часов) и  $^{127}\text{Xe}$  ( $T_{1/2} = 36$  дней) путем К - захвата.

Естественная смесь изотопов ксенона облучалась в реакторе потоком нейтронов  $\sim 10^{13}$  н/см<sup>2</sup>сек в течение 54 часов для получения  $^{125}\text{Xe}$  и 4 недель для получения  $^{127}\text{Xe}$ .

Газ облучался в специальной камере, помещенной в активной зоне реактора, откуда после облучения перекачивался в другую камеру, находящуюся снаружи реактора. Схема этого устройства была описана раньше /3/. Активная смесь изотопов ксенона разделялась на электромагнитном сепараторе в Ляблине около 5 часов при токе  $\sim 10 \mu\text{A}$ . Подложкой источников была тонкая алюминиевая фольга.

### III. Измерения

Для измерения времен жизни возбужденных состояний ядер был применен временной - амплитудный конвертор, построенный по принципу Грэна Балда на ФЭУ типа 56AV P, описанному в работе /4/. Конвертор был снабжен специальным устройством, отбрасывающим наложенные импульсы в одной ветви ( *anti pile-up circuit* ),

Часть схемы распада  $^{125}\text{Xe} \rightarrow ^{125}\text{I}$  показана на рис.1. Для определения времени жизни уровня 243 кэв регистрировался спектр совпадений  $\gamma$ -излучения с  $E_{\gamma} \gg 600$  кэв и L - электронов внутренней конверсии линии 243 кэв.  $\gamma$ -кванты регистрировались пластмассовым сцинтиллятором типа NE 102 размерами  $\phi = 1''$ ,  $h = 1''$ , электроны внутренней конверсии - органическим сцинтиллятором типа "натон I36" толщиной 1 мм. На рис.1 представлены результаты измерений времени жизни уровня 243 кэв в  $^{125}\text{I}$ ,  $T_{1/2} = 0,250 \pm 0,010$  нс. Кривая мгновенных совпадений получена для  $6^{\circ}\text{Co}$ .

Результаты измерений времени жизни уровня 188 кэв в  $^{125}\text{I}$  представлены на рис.2.  $T_{1/2} = 0,325 \pm 0,010$  нс. Кривая была получена путем измерения спектра совпадений рентгеновского излучения и электронов конверсионной линии 188 кэв. Рентгеновское излучение регистрировалось сцинтиллятором типа "пилот Б" ( $\phi = 20$  мм,  $h = 5$  мм), активированного свинцом до 10%.

Отклонение линии в нижней части кривой происходит от наложения времени жизни уровня II3 кэв и аппаратурных эффектов.

Время жизни уровня II3 кэв в  $^{125}\text{I}$  определено путем измерения совпадений L - электронов линий 75 кэв и  $\gamma$ -линии II3 кэв, зарегистрированной "пилотом Б". Избрание такого метода измерения позволило уменьшить долю составляющей, происходящей от уровня 188 кэв, которая видна на рис.3 как мгновенная составляющая.  $T_{1/2}$  уровня II3 кэв определен разложением полученной кривой на две составляющие: 0,325 нс и 0,560 нс. Последняя величина и является временем полураспада уровня II3 кэв (рис.3).

Интересующая нас часть схемы распада  $^{127}\text{Xe} \rightarrow ^{127}\text{I}$  показана на рис.5. Время полураспада второго возбужденного уровня  $^{127}\text{I}$  (203 кэв) было определено из спектра совпадений

электронов внутренней конверсии линии I72 кэв (203 кэв) и  $\gamma$ -линии 203 кэв. (I72 кэв),  $T_{1/2} = 0,400 \pm 0,010$  нс. Для уровня 375 кэв в  $^{127}\text{I}$  определен предел времени полу-распада. Измерялся спектр совпадений рентгеновского излучения и  $\gamma$ -линии с энергией 375 кэв. Этот предел оказался равным  $T_{1/2} = 0,135$  нс. (рис.5).

#### IV. Обсуждение результатов

На основании наших результатов и данных работ /1,2/ составлена таблица, представляющая сравнение экспериментально полученных значений приведенных вероятностей переходов типа E2 с данными одночастичной модели и расчетами Кисслингера - Соренсена /6,7/. Из сопоставления этих данных следует, что экспериментальные данные для  $B(E2)_{\text{экр.}}$  больше одночастичных  $B(E2)_{\text{сп}}$  и превосходят величины  $B(E2)_{\text{КС}}$  по Кисслингеру-Соренсену.

Как из теоретических расчетов Кисслингера и Соренсена, так и из экспериментальных данных следует, что уровни со спинами  $1/2^+$  и  $3/2^+$  быстро изменяют свое положение до более высоких энергий с ростом массового числа A по сравнению с другими уровнями нечетных изотопов йода.

Согласно расчетам Кисслингера-Соренсена эти состояния в основном имеют фоновый характер, что указывает, что переходы типа  $E2 \ 1/2^+ \rightarrow 5/2^+$  и  $3/2^+ \rightarrow 5/2^+$  должны быть сильно ускорены.

На основании наших измерений получено:

$$\frac{B(E2; 1/2^+ \rightarrow 5/2^+)_{\text{экр.}}}{B(E2; 1/2^+ \rightarrow 5/2^+)_{\text{сп}}} \approx 10 \quad \text{и} \quad \frac{B(E2; 3/2^+ \rightarrow 5/2^+)_{\text{экр.}}}{B(E2; 3/2^+ \rightarrow 5/2^+)_{\text{сп}}} \approx 45,$$

что свидетельствует о коллективном характере этих уровней.

Следует отметить, что, по-видимому, время жизни уровня 375 кэв в  $^{127}\text{I}$  короче, чем данная нами граница, и поэтому коэффициент ускорения для перехода E2 выше данных в представленной таблице.

Уровни  $1/2^+$  и  $3/2^+$  в  $^{125}\text{I}$  и  $^{127}\text{I}$  можно считать членами вибрационного мультиплета, происходящего из сопряжения нечетного протона на орбите  $d_{5/2}$  с однофоновым состоянием  $^{124}\text{Te}$  / $\sim 600$  кэв/ и  $^{126}\text{Te}$  / $\sim 670$  кэв/ для  $^{125}\text{I}$  и  $^{127}\text{I}$  соответственно.

На основании экспериментальных данных по кулоновскому возбуждению найдено, что для таких мультиплетов существует соотношение:

$$\sum_i \frac{B(E2, I_i \rightarrow I_f)}{B(E2, 0 \rightarrow 2^+)} \approx 0,6 - 0,9.$$

В нашем случае это отношение равно 0,7 и  $> 0,5$  для  $^{125}\text{I}$  и  $^{127}\text{I}$  соответственно. Приведенная вероятность  $B(E2)_{\text{экр.}}$  для  $^{124}\text{Te}$  и  $^{126}\text{Te}$  была взята из работы /6/.

Для определения  $B(E2)_{\text{экр.}}$  были использованы следующие соотношения:

$$B(E2)_{\text{экр.}} = \frac{\lambda_{\gamma} E2}{1,23 \cdot 10^{+64} E_{\gamma}^5 (\text{мэВ})},$$

где  $\lambda_{\beta} E^2 = [1,44 T_{1/2} (1 + \alpha_T) (1 + \frac{1}{\delta^2}) \cdot \frac{1}{R}]^{-1}$

и  $\alpha_T = \alpha_K + 1,264 \sum \alpha_L$ ,

$\delta^2$  - отношение смеси мультипольностей в данном переходе  $/E_2:MI/$ ,  $0 < R < 1$  - доля интересующего нас перехода.

Для определения  $\alpha_T$  были использованы таблицы Л.А.Слива и И.М.Банд.

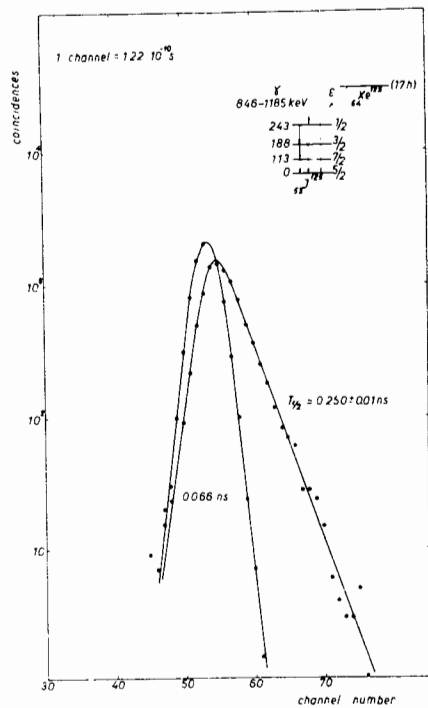
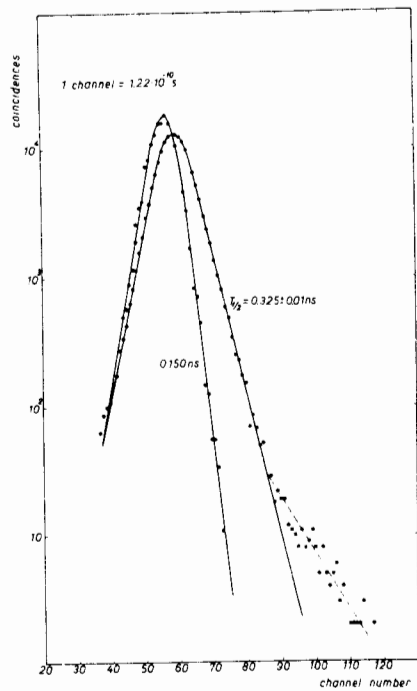
$T_{1/2}$  обозначенные в таблице,\* взяты из /1,8/.

### Л и т е р а т у р а

1. J.S.Geiger and E.Brown. Proceedings of International Conference. Warsaw, 24-26 Sept. 1963. Vol. II, p. 128.
2. J.S.Geiger, R.L.Graham, I.Bergström and F.Brown. Nucl.Phys. 62 (1963), 352.
3. A. Ambrozcy Faundrowicz, A.Jasiński, J.Kownacki, H.Lancman, J.Ludziejewski. Acta.Phys. Pol., 20 (1961), 537.
4. J.Jastrzebski, M.Moszyński, A.Zgliński, Nukleonika (в печати)
5. M.Moszyński, J.Jastrzebski, B.Bengtson. Nucl.Instr. (в печати)
6. L.S.Kisslinger and R.A.Sorensen. Rev.Mod.Phys., 35, 853 (1963).
7. R.A.Sorensen. Phys.Rev., 133, B281 (1964).
8. J.S.Seiger and R.L.Graham. Bull Amer.Phys.Soc. 1966 Ann.Meet. at New York 26-29 Jan., p. 120 HAB.

Таблица

$A_{XZ}$	$E$ [кэв]	$I_i \rightarrow I_f$	$T_{1/2}$  нс	% E2	$\alpha_T$	R	$\lambda_{T}^{E_2}$	$\frac{B/E2/_{sp}}{2I_f+1}$ / $10^{-50}e^2cm^4$ /	$\frac{B/E2/_{\kappa s}}{B/E2/_{sp}}$	$\frac{B/E2/_{exp}}{2I_f+1}$ / $10^{-50}e^2cm^4$ /	$\frac{B/E2/_{exp}}{B/E2/_{sp}}$
$^{125}I_{53}$	243	I/2-5/2	$0.250 \pm 0.010$	I00	0.078	0.458	$1.18 \times 10^9$	0.185	5.2	1.87	I0.1
$^{127}I_{53}$	375	I/2-5/2	$\leq 0.135$ ( $\leq 0.450$ )*	I00	0.0192	0,378	$> 1.9 \times 10^9$	0.188	5.8	$> 0.245$	$\approx 1.3$
$^{125}I_{53}$	I88	3/2-5/2	$0.325 \pm 0.010$ ( $0.353 \pm 0.010$ )*	$II.3 \pm 0.4$	0.14	0.988	$2.09 \times 10^8$	0.026		$I.19 \pm 0.05$	46
$^{127}I_{53}$	203	3/2-5/2	$0.400 \pm 0.010$ ( $0.381 \pm 0.010$ )*	$2I \pm 3$	0.19	0.925	$3 \pm 0.6$ $0.5$ $\times 10^8$	0.027		$I.18 \pm 0.24$ $-0.20$	44
$^{125}I_{53}$	II3	7/2-5/2	$0.560 \pm 0.030$ ( $0.602 \pm 0.030$ )*	I.4	0.524	I	$1.31 \times 10^7$	0.009	I5	0.810	90
$^{127}I_{53}$	57	7/2-5/2	( $I.86 \pm 0.11$ )*	$0.64 \pm 0.1$	3.7	I	$0.5 \pm 0.09$ $-0.07$ $\times 10^6$	0.009	I7.3	$I.07 \pm 0.19$ $-0.15$	I20
$^{125}I_{53}$	55	I/2-3/2		$0.045 \pm 0.020$	4.75	0.542	$I.17 \pm 0.52$ $-0.42$ $\times 10^5$	0.185		$0.470 \pm 0.021$ $-0.017$	2.5
$^{127}I_{53}$	I72	I/2-3/2		I	0.173	0.622	$2.7 \times 10^7$	0.188		0.366	2
$^{125}I_{53}$	75	3/2-7/2		I00	5.07	0.012	$4.22 \times 10^6$	0.19		1.81	I5.2
	I45	3/2-7/2		I00	0.46	0.074	$0.88 \times 10^8$	0.127		1.4	I1.7

Lifetime of the 243 keV level in  $^{125}\text{J}$ Рис.1. Время жизни уровня 243 кэВ  $^{125}\text{J}$ .Lifetime of the 188 keV level in  $^{125}\text{J}$ Рис.2. Время жизни уровня 188 кэВ  $^{125}\text{J}$ .



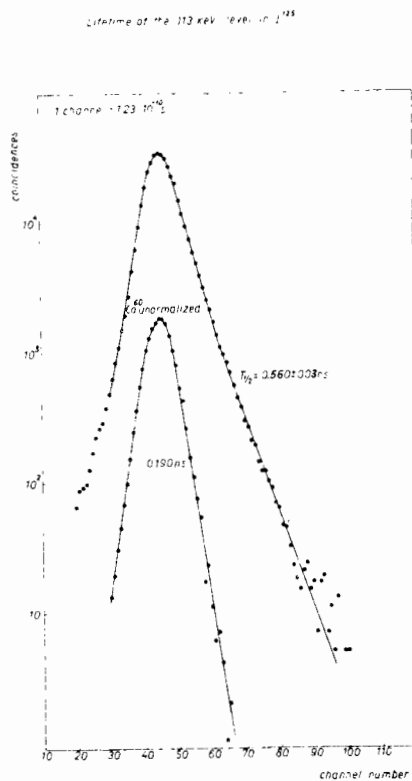


Рис.3. Время жизни уровня 113 кэв  $^{125}\text{J}$ .

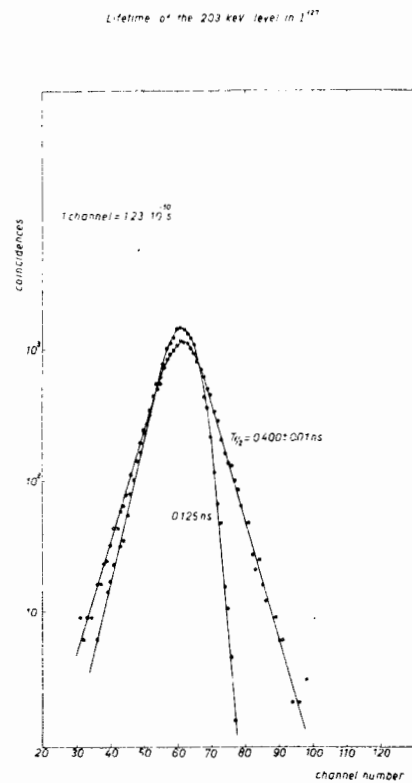


Рис.4. Время жизни уровня 203 кэв  $^{127}\text{J}$ .

Timesorter spectrum giving a limit on the lifetime of the 375 keV level in  $^{127}\text{I}$

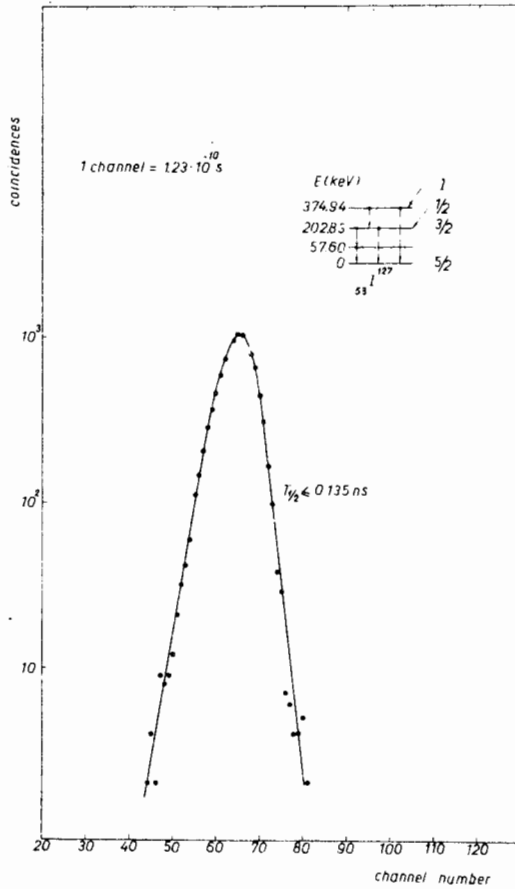


Рис.5. Предел времени жизни уровня 375 кэв.  $^{127}\text{I}$

ОДИНОЧНЫЕ СПЕКТРЫ И СПЕКТРЫ ГАММА-СОВПАДЕНИЙ ИЗОТОПОВ КСЕНОНА,  
РАЗДЕЛЕННЫЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМ СЕПАРАТОРОМ

Е. Луж, Э. Крупа, Д. Монча, Ю. Поморски

Кафедра экспериментальной физики университета им. Кюри-Склодовской,  
Люблин, Польша

У природного ксенона имеется 9 стабильных изотопов /1/. Его облучение на реакторе ведет в результате реакции ( $n\gamma$ ) к возникновению 7 известных радиоактивных изотопов с периодами полураспада от нескольких минут до периодов, больших чем месяц /2/.

В проведенных нами экспериментах природный ксенон облучался в течение 20-40 ч. пучком нейтронов  $5 \times 10^{12}$   $n/cm^2$  сек, и после выдержки около одного дня производилась электромагнитная масссепарация /3/. Ионы ксенона с энергиями 35 кэв собирались прямо на алюминиевых фольгах. Ион такой энергии вбивается в мишень на глубину около  $8 \text{ мкг}/\text{см}^2$ , что достаточно для прочного удержания его в мишени /4,5/.

Спектр масс собранных радиоактивных изотопов получался путем измерения активности вдоль фольги. В спектре обнаружены относительно сильные активности для пяти массовых чисел: I25, I29, I31, I33, I35. Слабо проявлялись массы I27, I37 (рис. I).

Таблица I

Стабильные и радиоактивные изотопы ксенона, возникшие в реакции ( $n\gamma$ )

Стабильные изотопы Xe		Радиоактивные изотопы, возникшие в реакции ( $n\gamma$ )		
Массовое число	Содержание в природном ксеноне(%)	Массовое число	Тип распада	Период полураспада
I24	0,096	I25	$\beta^+$ , $\xi$	18 ч
I26	0,090	I27	$\beta^+$ , $\xi$	36 д
I28	1,919	I29 <sup>M</sup>	$\gamma$	8,5 д
I29	26,44	I29	стабильный	$\infty$
I30	4,08	I30	стабильный	$\infty$
I31	21,18	I31 <sup>M</sup>	$\gamma$	12 д
I32	26,89	I31	стабильный	$\infty$
I32	26,89	I32	стабильный	$\infty$
I34	10,44	I33	$\beta^-$	2,4+ 5,6 д
I36	8,87	I35	$\beta^-$	9,13 ч
		I37	$\beta^-$	3,8 м

Разделенные изотопы были систематически изучены с помощью сцинтилляционных гамма-спектрометров. В гамма-спектре  $^{125}\text{Xe}$ , полученном с помощью кристалла  $\text{NaJ(Tl)}$   $1,5'' \times 1''$ , четко видны следующие линии: X - 29,55, 114, 188, 243, 454 + 512, 650, 860 + 915, 1170 кэВ (рис. 2). Схема возбужденных уровней ядра  $^{125}\text{J}$ , возникающего в распаде  $^{125}\text{Xe}$ , была исследована несколькими авторами. На рис. 2 представлена наиболее актуальная из работы Гейгера и Броуна /6/. Полученные нами спектры гамма-лучей (одиночные и совпадений) подтверждают приведенную систему ядерных уровней в предположении, что переходы очень малой интенсивности не были замечены (рис. 3).

Таблица 2  
 $\gamma$ -переходы обнаруженные нами в распаде  $^{125}\text{Xe}$

Энергия перехода в кэВ	29	55	114	188	210	243	454	512	650	860	915	1170
Совпадения с 55 кэВ	x			x	x							
Совпадения с 188 кэВ	x	x						x	x	x	x	
Совпадения с 243 кэВ	x							x	x	x		x

Так как существуют совпадения линий 650 и 243 кэВ, согласно схеме на рис. 2 должны существовать также совпадения 650 кэВ с 210 кэВ и 210 - 243 кэВ.

В спектре гамма-лучей  $^{127}\text{Xe}$  четко видны пики 29,58, 204 и 377, менее выразительно отмечены пики 146 и 174 кэВ. Спектр совпадений с линией 58 кэВ содержит пик 173 кэВ и менее четко - 146 кэВ. Это согласуется со схемой распада, представленной в таблицах Джелопова /7/. Для измерения спектра совпадений с линией 173 кэВ  $^{127}\text{Xe}$  в течение 10 часов собрано около 1300 совпадений в пике 29 кэВ и 100 совпадений в пике 58 кэВ. Не замечено ожидаемых совпадений с линией 146 кэВ. Спектры изомера  $^{129}\text{Xe}$  подтверждают существование метастабильного уровня 236 кэВ и каскадного перехода 196 и 40 кэВ. Одиночный спектр  $^{131}\text{Xe}$  указывает, согласно данным /7/, на существование двух линий, 160 и 80 кэВ, между которыми совпадений не обнаружено. В спектре гамма-лучей  $^{133}\text{Xe}$  рядом с рентгеновской линией 29 кэВ виден сильный пик вблизи 81 кэВ, а также значительно более слабые пики для 160 и 233 кэВ. Последний является следствием гамма-перехода в  $^{133}\text{Xe}$ , а не в  $^{133}\text{Cs}$ . Измерения совпадений с линией 81 кэВ не дали позитивных результатов, потому что переходы  $\beta^-$  на высшие уровни в  $^{133}\text{Cs}$  имеют малую интенсивность. Результаты измерений согласуются со схемой уровней, данной в таблицах Джелопова /7/. Активность, соответствующая массе 135, очень мала (рис. 1), так что измерен только одиночный спектр, в котором видны, согласно с известной схемой уровней, линии 250 кэВ и слабые линии 360 и 604 кэВ (рис. 4).

Л и т е р а т у р а

1. F.W.Aston. Mass Spectra and Isotopes, London, 1948.
2. I.Bergström. Ark. Fys., 2,191 (1952).
3. W.Zuk,D.Маска,J.Pomorski. Nucl.Instr.Meth., 37,249 (1965).
4. W.Zuk. Postapy fizyki XVI, 681-699 (1965).
5. B.Domaj, I.Bergström,J.A.Davies, J.Uhler. Ark.Fys., 24,399 (1965).
6. J.S.Geiger,F.Brown. Proceedings of International Conference "Role of Atomic Electrons in Nuclear Transformations". Vol.II, 128, Warszawa,1963.
7. Б.С.Джелепов, Л.К.Пекер, В.О.Сергеев. Схема распада радиоактивных ядер.Москва,1963.

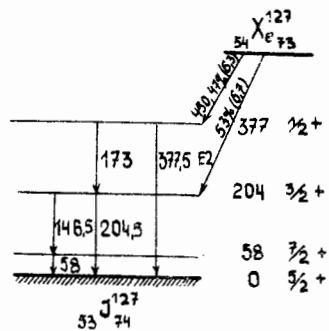


Рис.3 Схема распада  $^{127}\text{Xe}$ .

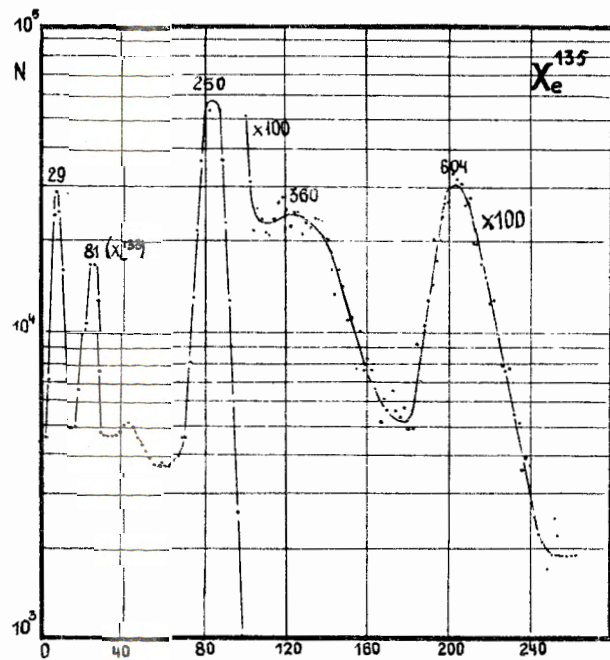


Рис.4 . Одиночный  $\gamma$ -спектр  $^{135}\text{Xe}$  (1500 сек).

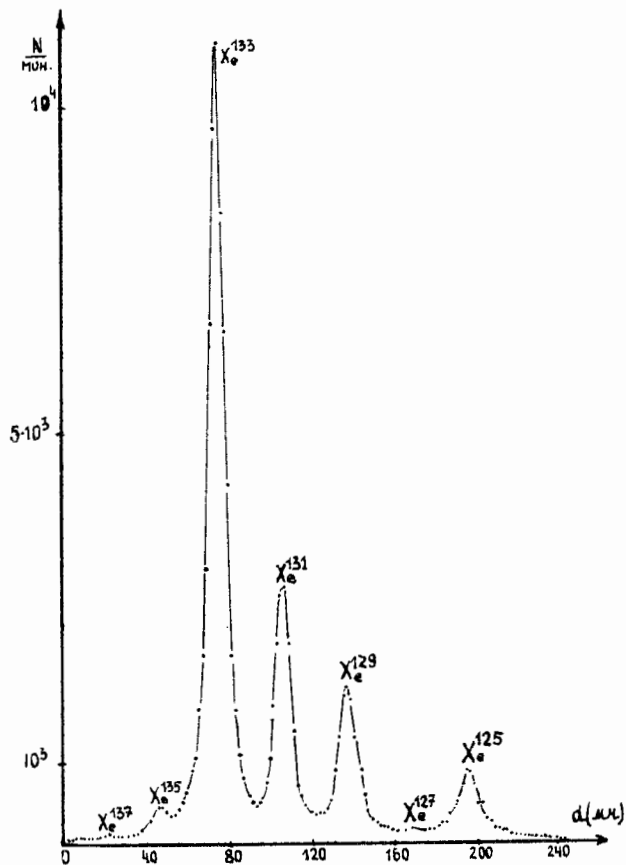


Рис. I. Выходы изотопов ксенона. Время облучения в реакторе 20ч. Измерение активности производилось спустя 30 ч после окончания облучения. Время сепарации 5 ч, ионный ток 10 мка.

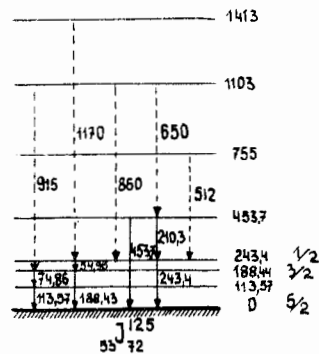


Рис. 2. Схема уровней  $Xe^{125}$ .

Т.И.Крацикова  
Кафедра ядерной физики ФТЯФ ЧВУТ, Прага

Б.Крацик  
ОЯС, Институт ядерных исследований ЧАН, Ржеж

$\gamma$ -излучение  $^{108m+110m}\text{Ag}$  до энергии 1600 кэВ было изучено с помощью двух детекторов  $\text{Ge}(\text{Li})$ , изготовленных в отделении ядерной спектроскопии Института ядерных исследований в Ржеже.

Разрешение одного из детекторов с площадью поверхности  $1,7 \text{ см}^2$  и глубиной дрейфа  $6 \text{ мм}$  было  $5 \text{ кэВ}$  на пике  $66\text{I}$  кэВ  $^{137}\text{Cs}$ . Другой детектор - коаксиального типа с активным объемом  $6,1 \text{ см}^3$  - имел разрешение  $6 \text{ кэВ}$  на пике  $66\text{I}$  кэВ  $^{137}\text{Cs}$ .

Сигналы от детектора подавались через предусилитель на 200-канальный амплитудный анализатор "Интертехника" и в более поздних измерениях - на 2048-канальный амплитудный анализатор, изготовленный в Институте ядерных исследований в Ржеже.

В качестве источников были использованы 2 образца серебра (естественная смесь серебра:  $^{107}\text{Ag}$  -  $51,35\%$  и  $^{108}\text{Ag}$  -  $48,65\%$ , и обогащенная  $^{107}\text{Ag}$  до  $97,8\%$ ), активированные нейтронами на реакторе ИЯИ в Ржеже. Измерения были начаты через  $2,5$  года после конца облучения и проводились в течение примерно  $1$  года. Примеси других изотопов не были замечены в наших источниках.

В спектре  $\gamma$ -излучения  $^{108m+110m}\text{Ag}$  нами было найдено  $27$   $\gamma$ -переходов.

$^{108m}\text{Ag}$  В таблице I представлены энергии и относительные интенсивности  $\gamma$ -переходов, которые приписаны нами спектру излучения  $^{108m}\text{Ag}$ . Переход с энергией  $405,7 \text{ кэВ}$  обнаружен нами впервые. Используя относительные интенсивности  $\gamma$ -линий, измеренные в настоящей работе, данные об интенсивностях конверсионных линий (I,2) и известную мультипольность типа E2 перехода с энергией  $433,7 \text{ кэВ}$  ( $2^+ \rightarrow 0^+$ ), мы определили коэффициенты внутренней конверсии переходов с энергией  $613,5$  и  $722,6 \text{ кэВ}$ .

Полученные таким образом коэффициенты конверсии  $\alpha_k$  вместе с теоретическими значениями  $\alpha_k$  для разных мультипольностей /6/ приведены также в таблице I.

Полный коэффициент конверсии перехода с энергией  $79,5 \text{ кэВ}$  определен нами по отношению интенсивности  $\gamma$ -излучения  $79,5 \text{ кэВ}$  к полному числу  $\beta$ -превращений  $^{13,4/}$   $2,4$ -мин. дочернего ядра  $^{108}\text{Ag}$ . Полученное значение  $(0,31 \pm 0,15)$  находится в согласии с теоретическим значением  $0,32^{6/}$  для перехода типа E1.



Конверсионные линии остальных  $\gamma$ -переходов измерены не были.

На основе полученных нами данных и результатов предыдущих работ построена более точная схема распада  $^{108m}\text{Ag}$ ; приведенная на рис.1. Установлено положение уровней с энергиями 1048 кэв,  $4^+$  и 1049 кэв,  $0^+$  и подтверждено существование уровней с энергиями 1454 и 1469 кэв в схемах уровней  $^{108}\text{Pd}$  и  $^{108}\text{Cd}$ . Энергии большинства уровней определены более точно. На основании мультипольности перехода 79,5 кэв получено значение  $2^-$  для квантовых характеристик уровня 80 кэв в схеме уровней  $^{108}\text{Ag}$ .

$^{110m}\text{Ag}$ . В таблице 2 представлены энергии и относительные интенсивности  $\gamma$ -переходов  $^{110m}\text{Ag}$ , четыре  $\gamma$ -перехода с энергиями 566,0; 667,2; 753,0 и 785,0 кэв другими авторами не наблюдались. Используя полученные нами относительные интенсивности  $\gamma$ -линий, относительные интенсивности конверсионных линий /2,5/ и известную мультипольность типа E2 для  $\gamma$ -перехода с энергией 657,5 кэв ( $2^+ \rightarrow 0^+$ ), мы определили коэффициенты внутренней конверсии  $\gamma$ -переходов  $^{110m}\text{Ag}$ . Полученные таким образом  $\alpha_k$  вместе с теоретическими значениями  $\alpha_k$  для переходов разных типов /6/ также представлены в таблице 2.

Сравнивая теоретические и экспериментальные значения  $\alpha_k$ , можно сделать вывод, что все наблюдаемые переходы являются переходами типа E2, M1 или их смесями.

Следует отметить, что изучение жесткой части  $\gamma$ -спектра  $^{110m}\text{Ag}$  нами пока не закончено.

Работа с подробным обсуждением полученных нами результатов и схемы распада  $^{108m}\text{Ag}$  будет опубликована в Чехословацком физическом журнале.

Работа была выполнена в отделении ядерной спектроскопии ИЯИ в Ржеже.

#### Л и т е р а т у р а

1. M.A.Wahlgreen, W.W.Meinke. Phys.Rev., 118,181 (1960).
2. W.B.Newboldt, J.H.Hamilton. Nucl.Phys., 53,353 (1964).
3. L.Frevert, Z.Physik. 169, 456 (1962).
4. L.Frevert, R.Schoeneberg, A.Flammersfeld, Z.Physik. 182, 439 (1965).
5. T.Kotoh, Y.Yoshirawa. Nucl.Phys., 32, 5 (1962).
6. Л.А.Слив,И.М.Банд. Таблицы КВК  $\gamma$ -излучения. Изд. АН СССР, Москва-Ленинград, 1958.

Таблица I

Настоящая работа		Относит. интенсив. K-конв. линий /1,2/	Экспер. значение $\alpha_k \cdot 10^3$	Теорет. значение $\alpha_k \cdot 10^8$ /5/		
Е <sub>г</sub> . кэВ	Относит. интенс. $\gamma$ - линий			E1	M1	E2
79,5 ± 0,5	0,083±0,09	I 0,43 <sup>а)</sup>  0,28 <sup>б)</sup>	3,15±0,30	1,05	3,05	7,7 2,94  1,90
405,7 ± 1,0	0,008±0,004					
433,7 ± 0,5	I					
613,5 ± 0,5	1,05±0,1					
633,0 ± 1,0	0,002±0,012					
722,6 ± 0,5	1,02±0,1					
836,5 ± 1,0	0,001±0,001					
1020,0 ± 3,0	0,010±0,005					

а) Взято из работы /2/ .

б) Взято из работы /1/ .

Таблица 2

Настоящая работа		Интенсивн. К - конв. линий /2,5/	Эксперимент. коэфф. конв. $\alpha_k \cdot 10^3$	Теоретический коэффициент конверсии $\alpha_k \cdot 10^3 / 5/$				
Е <sub>γ</sub> , кэв	Относит. интенс. γ- линий			Е1	Е2	Е3	М1	М2
364,2±0,9	0,0027±0,013 <sup>а)</sup>							
446,8±0,6	0,030±0,003	0,092±0,01	8,13±1,0	2,48	7,95	22,2	7,85	26,4
566,0±0,9	0,007±0,003							
620,2±0,6	0,027±0,003	0,032±0,006	3,14±0,6	1,12	3,18	8,40	3,58	10,60
657,5±0,5	I	I			2,65			
667,2±1,0	0,010±0,005							
677,5±0,6	0,139±0,015	0,11±0,02	2,10±0,40	0,91	2,45	6,30	2,80	8,30
686,3±0,6	0,075±0,010	0,06±0,01	2,12±0,35	0,88	2,35	6,00	2,70	7,90
706,5±0,6	0,166±0,015	0,16±0,02	2,55±0,40	0,83	2,18	5,35	2,50	7,28
743,5±0,8	0,041±0,006	0,040±0,004	2,58±0,40	0,75	1,93	4,65	2,26	6,23
753,0±1,0	0,007±0,003							
763,5±0,8	0,226±0,020	0,165±0,005	1,93±0,17	0,72	1,88	4,31	2,16	5,70
785,0±1,0	0,003±0,002							
818,0±0,6	0,076±0,007	0,043±0,004	1,50±0,14	0,63	1,62	3,38	1,88	4,75
884,5±0,6	0,811±0,080	0,370±0,008	1,21±0,12	0,54	1,32	2,78	1,58	3,82
937,5±0,6	0,365±0,030	0,149±0,005	1,08±0,09	0,48	1,15	2,40	1,38	3,25
1384,5±0,8	0,298±0,020	0,049±0,003	0,44±0,08	0,24	0,50	0,94	0,58	1,25
1476,2±1,0	0,052±0,005	0,007±0,002 <sup>в)</sup>	0,36±0,10	0,21	0,44	0,81	0,52	1,12
1506,0±0,9	0,162±0,020	0,021±0,002 <sup>в)</sup>	0,34±0,10	0,20	0,42	0,77	0,48	1,04
1561,4±1,0	0,014±0,001			0,198	0,398	0,71	0,45	0,92

а)  $\gamma = (1384,5 - 1020)$  кэв .

в) Взято из работы /5/.

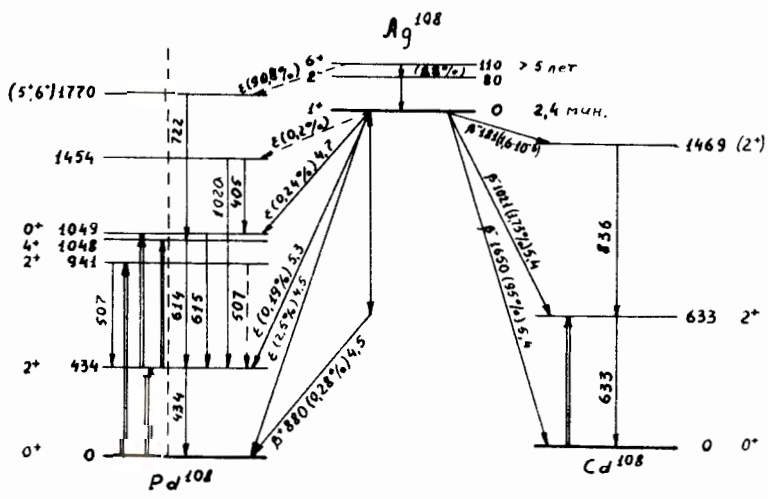


Схема распада  $^{108m}\text{Ag}$ .

Ю.А. Андреев, В.Р. Бурмистров, Б.Г. Киселев,  
В.А. Дидоренко

Институт ядерной физики АН Казахской ССР

В в е д е н и е

Исследуемые изотопы серебра  $^{104}\text{Ag}$  и серебра  $^{106}\text{Ag}$  получались по реакции  $(p,n)$  при облучении соответствующих изотопов палладия протонами с энергией 10 Мэв на циклотроне ИЯФ АН КазССР. Мишень палладия была обогащена  $^{104}\text{Pd}$ . Изотопный состав мишени приводится в таблице I.

Таблица I,

$^{102}\text{Pd}$	$^{104}\text{Pd}$	$^{105}\text{Pd}$	$^{106}\text{Pd}$	$^{108}\text{Pd}$	$^{110}\text{Pd}$
0,1%	64%	22%	7%	2,3%	1,6%

Толщина мишеней  $0,5 + 6 \text{ мг/см}^2$ . Ток протонов  $\sim 10 \text{ мкА}$ , время облучения  $60 + 90 \text{ минут}$ .

Проведено исследование 5 облученных протонами мишеней. Измерения начинались спустя 20 минут после окончания облучения.

В палладиевой мишени в результате облучения протонами получают три активности по реакциям  $^{104}\text{Pd}(p,n) \ ^{104}\text{Ag}$ ,  $^{105}\text{Pd}(p,n) \ ^{105}\text{Ag}$ ,  $^{106}\text{Pd}(p,n) \ ^{106}\text{Ag}$ . Все три активности хорошо разделяются друг от друга как по энергиям гамма-переходов, так и по периодам полураспада. В настоящей работе сообщаются результаты исследования распада лишь  $^{104}\text{Ag}$  и  $^{106}\text{Ag}$ , результаты по  $^{105}\text{Ag}$  будут сообщены позже.

Кроме того, два источника  $^{106}\text{Ag}$  были получены по реакции  $^{107}\text{Ag}(n,2n) \ ^{106}\text{Ag}$  при облучении естественного серебра с чистотой 99,99% быстрыми нейтронами, интенсивный пучок которых получался при облучении углеродной мишени дейтонами с энергией 20 Мэв.

Исследование гамма-излучения изотопов  $^{104}\text{Ag}$  и  $^{106}\text{Ag}$  проводилось на полупроводниковом  $\text{Ge(Li)}$  гамма-спектрометре с кристаллом диаметром 2 см, с толщиной чувствительного слоя 5 мм и с разрешением  $8 + 10 \text{ кэВ}$ . Кристалл был изготовлен в лаборатории нейтронной физики ОИЯИ /1/.

Градуировка спектрометра по энергии проводилась как с помощью источников  $^{114}\text{Zn}$ ,  $^{203}\text{Hg}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{22}\text{Na}$ ,  $^{144}\text{Pz}$ , так и по известным гамма-линиям  $^{104}\text{Ag}$  и  $^{106}\text{Ag}$ .

При градуировке относительной эффективности спектрометра использовались, кроме вышеуказанных источников, также и  $^{144}\text{Ce}$ ,  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{124}\text{Sb}$ . Анализ импульсов производился на амплитудном анализаторе АИ-256.

#### Изотоп $^{104}\text{Ag}$

Сводка всех ранее выполненных работ по исследованию спектров излучений, испускаемых при распаде  $^{104}\text{Ag}$ , приводится в работе <sup>/2/</sup>. Результаты этих работ по исследованию энергий и интенсивностей  $\gamma$ -лучей вместе с нашими данными приведены в таблице 2.

В таблицу сведены средние по всем измерениям значения энергий и относительных интенсивностей со среднеквадратическими ошибками. При градуировке по энергии  $\gamma$ -переходам 511, 854 и 1623 кэВ нами использовались как реперные <sup>/5/</sup>. Спектр гамма-лучей исследован от 80 до 3000 кэВ. Принадлежность  $\gamma$ -линий изотопу  $^{104}\text{Ag}$  идентифицировалась нами по периоду полураспада, равному 66 минут согласно работе <sup>/2/</sup>. В области энергий от 80 до 511 кэВ  $\gamma$ -линий, распадающихся с периодом 66 минут, не обнаружено. По мере распада  $^{104}\text{Ag}$  в этой области энергий проявляются пики с энергиями  $283 \pm 2$ ,  $346 \pm 6$ ,  $447 \pm 3$  кэВ, близкие к энергиям, сообщенным о которых было в <sup>/5/</sup>. Эти  $\gamma$ -линии по периоду полураспада мы отнесли к изотопу  $^{105}\text{Ag}$ . Отдельные участки спектров в области энергий, представляющих интерес с точки зрения обнаружения новых  $\gamma$ -линий или уточнения идентификации энергий (как в случае гамма-линии 780 кэВ согласно работе <sup>/3/</sup>) приведены на рис. I. Спектры сняты через 3 часа после конца облучения. Гамма-линия 1026 кэВ, замеченную в конверсионном спектре  $^{104}\text{Ag}$  <sup>/5/</sup>, мы не обнаруживаем (рис. Ia). Переходы 747 и 478 кэВ <sup>/5/</sup> мы идентифицируем недостаточно четко. Переходы  $2905 \pm 6$  (рис. Ib), 920, 901 и 833 кэВ (рис. Ia) обнаружены нами впервые. Мы также считаем, что впервые обнаружили  $\gamma$ -линию 780 кэВ (рис. Ia), хотя эта линия по энергии совпадает с  $\gamma$ -линией, указанной в работе <sup>/3/</sup>. Однако, исходя из интенсивности, указанной в работе <sup>/3/</sup>, линию 780 кэВ, приведенную в этой работе, мы отождествляем с  $\gamma$ -линией 760 кэВ согласно нашим данным.

Усредненный период полураспада по всем идентифицированным  $\gamma$ -линиям равен  $(70 \pm 1)$  минут.

С целью оценки мультипольности наиболее сильной  $\gamma$ -линии на магнитном спектрометре ПУЭ измерен спектр конверсионных электронов  $\gamma$ -перехода 556 кэВ. По отношению  $\frac{K}{L} = 8 \pm 3$  можно предположить, что переход 556 кэВ имеет мультипольность E2.

#### Изотоп $^{106}\text{Ag}$

Исследованию спектра конверсионных электронов  $^{106}\text{Ag}$  посвящено большое количество работ <sup>/2,6,7/</sup>. Измерение же  $\gamma$ -спектра проводилось лишь на сцинтилляционном  $\gamma$ -спектрометре <sup>/8,9/</sup>, причем относительные интенсивности определялись лишь в работе <sup>/9/</sup>.

В таблице 3 приводятся результаты наших измерений энергий и относительных интенсивностей  $\gamma$  - лучей вместе с результатами других авторов. Как и в случае  $^{104}\text{Ag}$ , в таблице приведены среднеарифметические величины энергий и относительных интенсивностей  $\gamma$  - лучей  $^{106}\text{Ag}$ , определенные по всем сериям измерений.

При градуировке по энергии в каждом спектре за реперные энергии принимались 22I, 5I2 и I046 кэв, взятые нами из работы /7/. Принадлежность отдельных  $\gamma$  - линий изотопу  $^{106}\text{Ag}$  идентифицировалась по периоду полураспада, равному 8,3 дня согласно работе /2/.

Исследование спектра  $\gamma$  - излучения проводилось в области от 200 до 1900 кэв. На рис.2 приведены отдельные области  $\gamma$  - спектра с целью иллюстрации линий, впервые наблюдаемых в  $\gamma$  - спектре (рис. 2а,б,в,г), и уточнения вопроса об интенсивностях в случае гамма-линий I224 и I200 кэв (рис.2в). Приведенные спектры сняты примерно через 8 часов после окончания облучения.

Интенсивность  $\gamma$  - линии 228 кэв, обнаруженной по конверсионному спектру /7/, по нашей оценке, составляет не более 0,1 от интенсивного перехода 22I,5 кэв. Возможность существования  $\gamma$  - перехода 328 кэв /9,7/ нами не отрицается. Гамма-линия 60I кэв /7/ в наших измерениях не проявляется, а её интенсивность мы оцениваем не более 0,1 от интенсивного перехода 616 кэв. Переход 680 кэв /7/ нами не обнаружен.

Усредненный период полураспада, определенный по всем  $\gamma$  - линиям, равен  $(9,0 \pm 0,5)$  дня.

#### Л и т е р а т у р а

1. Дидоренко В.А., Мареев Ю.Д., Рындина Э.З., Савицка Б., Язвицкий Ю.С. Препринт 2575, Дубна, 1966.
2. Джелепов Б.С., Пекер Л.К., Сергеев В.О.. Схемы распада радиоактивных ядер М-Л., 1963.
3. K.Girgis, R. van Lieshout. Nucl.Phys., 13, 439 (1959).
4. O.Ames, A.M.Bernstein, M.H.Brennan, R.A.Haberstron, D.K.Hamilton. Nucl.Phys., 118, 1959 (1960).
5. H.Nutley, J.B.Gerhart. Phys.Rev., 120, 1815 (1960).
6. W.G.Smith. Phys.Rev., 131, 351 (1963).
7. W.Scheuer, T.Suter, P.Reyes-Suter, E.Aasa. Nucl.Phys., 54, 221 (1964).
8. D.J.Horen, H.E.Bosch. Bull.Amer.Phys.Soc., 4, 373 (1959).
9. R.L.Robinson, F.K.McGowan, W.G.Smith. Phys.Rev., 119, 1962 (1960).

Таблица 2

$E_{\gamma}$ (кэв)				$J_{\gamma}$	
Гиргис /3/	Эмис /4/	Натлей /5/	Наши данные	Гиргис /3/	Наши данные
		116 $\pm$ 3 167 $\pm$ 4 262 $\pm$ 2 355 $\pm$ 3 443 $\pm$ 3 478 $\pm$ 8			
555 $\pm$ 5	555	556 $\pm$ 3	511(анниг) 556 $\pm$ 2	100	32 $\pm$ 3 100
745 $\pm$ 10	755	621 $\pm$ 4 747 $\pm$ 7	622 $\pm$ 1	20 $\pm$ 6	4,5 $\pm$ 0,5
780 $\pm$ 10	780 795	767 $\pm$ 4	761 $\pm$ 2 780 $\pm$ 1	57 $\pm$ 8	54 $\pm$ 8 6,1 $\pm$ 0,6
860 $\pm$ 10	860	854 $\pm$ 5	833 $\pm$ 1 854	15 $\pm$ 2	2,2 $\pm$ 0,5 14 $\pm$ 1
935 $\pm$ 5	920	938 $\pm$ 5 1026 $\pm$ 7 1074 $\pm$ 7	901 $\pm$ 1 920 $\pm$ 1 936 $\pm$ 2	35 $\pm$ 5	3,0 $\pm$ 1,5 15,0 $\pm$ 2 23 $\pm$ 4
1260 $\pm$ 10		1074 $\pm$ 7 1263 $\pm$ 7	1072 $\pm$ 3 1263 $\pm$ 1	40 $\pm$ 1	1,8 $\pm$ 0,2 4,1 $\pm$ 0,8
1340 $\pm$ 10		1343 $\pm$ 8	1343 $\pm$ 1	10,0 $\pm$ 1,5	5,5 $\pm$ 0,9
1540 $\pm$ 10		1529 $\pm$ 8	1525 $\pm$ 1	8,3 $\pm$ 1,0	6,3 $\pm$ 0,8
1640 $\pm$ 15		1623 $\pm$ 8	1623	9,0 $\pm$ 1,5	5,1 $\pm$ 0,7
1810 $\pm$ 15		1806 $\pm$ 10	1776 $\pm$ 2 2905 $\pm$ 6	8 $\pm$ 1	4,4 $\pm$ 0,7 0,28 $\pm$ 0,06



Таблица 3

ЕГ КЭВ				ЖГ	
Смит /6/	Шоэр и др./7/	Робинсон и др./9/	Наши данные	Наши данные	Робинсон и др./9/
-	I95	-	-	-	-
-	22I,5	2I5±6	22I,5	8,2±0,9	II±3
-	228,5	-	-	-	-
-	328,3	3I0±2	-	-	-
-	390,9	-	392±I	4,6±0,6	-
-	406,0	4I0±5	407,6±0,8	I3±3	} 6I±5
-	429,5	-	429,9±0,8	I3,5±I,5	
-	450,8	456±7	45I,2±0,5	30±2	
-	474,2	-	476,4±I,5	±4	-
-	5II,8	5I3±5	5II,8	I00	I00±5
-	600,9	-	-	-	-
-	6I6,I	6I8±6	6I6,2±0,7	I8±2	27±I
-	680,3	-	-	-	-
-	703,3	700±I0	700±4	~6	-
-	7I6,2	725±7	7I7,0±0,8	32±I	} 70±7
-	7I7,1	739±I2	-	-	
-	748,3	75I±I2	746,8±0,2	2I±I	
-	792,8	785±I2	788,5±2,3	7±2	-
-	803,9	-	804±2	39±6	-
-	824,5	8I0±I0	825, I±0,5	28±I0	37±5
-	847,5	847±I2	843±3	±6	I4±3
I046,I	I045,7	I050±I0	I046	29±2	34±2
II29,8	II27,8	II30±I2	II24±2	I5±4	I3±I
I20I,0	II99,I	I202±I2	I200±I	I3,5±2	} 2I±I
I223,7	I222,8	I227±I2	I223±2	I0±3	
-	-	I380±20	-	-	-
-	-	-	I425±2	±3	-
I528,5	-	-	I528±I	I4±3	-
-	-	I537±I5	-	-	27±I
-	-	I560±20	I572±2	·8±2	-
-	-	I580±20	-	-	-
-	-	I730±20	I7I9 ± 2	I,9±0,7	I,9±0,5
-	-	I830±20	I835 ± 2	2,2±0,4	3,3±0,3

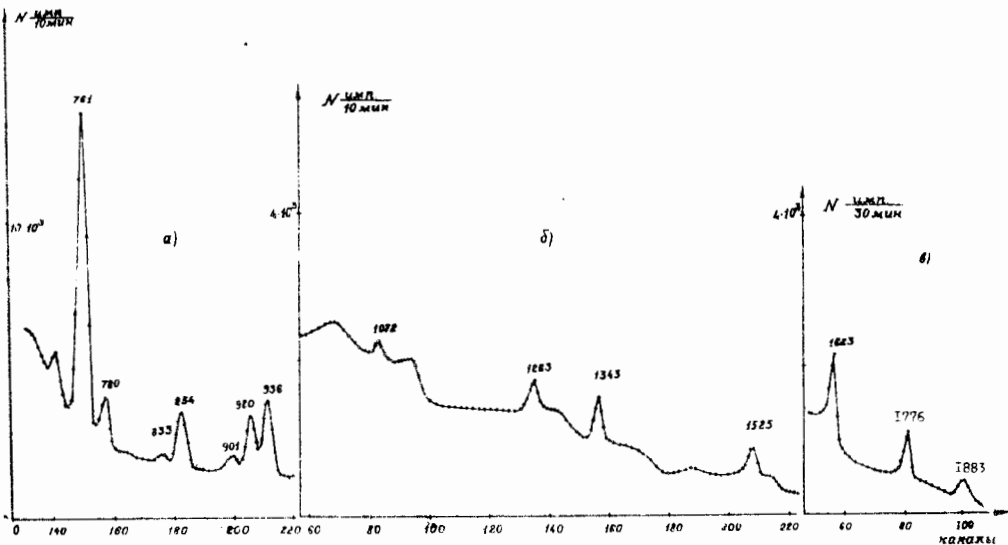


Рис.1. Отдельные области гамма-спектра  $^{104}\text{Ag}$ .  
 Пик 1883 кэВ (в) - парный от гамма-линии 2905 кэВ.

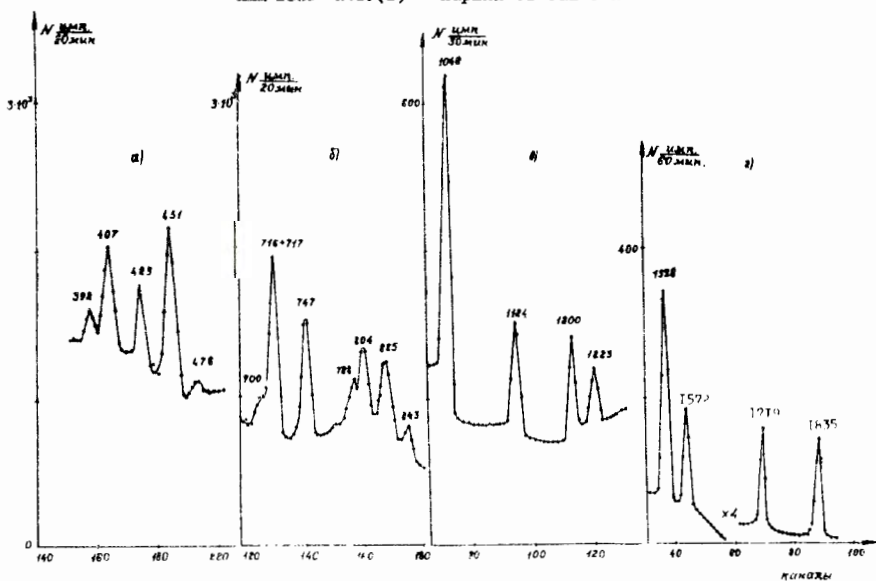


Рис.2. Отдельные области гамма-спектра  $^{106}\text{Ag}$ .

РАСПАД  $^{155}\text{Tb} \rightarrow ^{155}\text{Gd}$  .  
 БЕТА - ВИБРАЦИОННОЕ СОСТОЯНИЕ В ЯДРЕ  $^{155}\text{Gd}$

Я.Врзал, П.Галан, М.Кузнецова, Я.Липтак,  
 Я.Урбанец, Ш.Фингер  
 ЛЯН и ЯФФ ОИЯИ

Исследование распада  $^{155}\text{Tb} \rightarrow ^{155}\text{Gd}$  посвящен ряд работ. Наиболее полные данные о схеме уровней  $^{155}\text{Gd}$ , полученные на основании измерения спектра электронов внутренней конверсии, приводятся в работе Харматца и др. /1/. Новые данные об уровнях в  $^{155}\text{Gd}$  получены в работе Вильского и др. /2/, в которой впервые исследован спектр  $\gamma$ -лучей  $^{155}\text{Tb}$  в области энергий  $E_\gamma > 380$  кэВ с помощью Ge(Li) детектора.

Нами исследовался спектр электронов внутренней конверсии  $^{155}\text{Tb}$  на магнитном  $\beta$ -спектрометре с двойной двухкратной\*) фокусировкой /3/. Спектр  $\gamma$ -лучей получен с помощью Ge(Li) коаксиального полупроводникового детектора с чувствительным объемом  $\sim 5 \text{ см}^3$ .

Для измерений  $\gamma$ -спектра препарат тербия выделялся из фракции диспрозия, полученной химическим выделением из мишени тантала, облученной протонами с энергией 660 МэВ на синхротроне в Дубне. Измерения начинались через 30-40 дней после выделения тербия из диспрозия. В первой серии измерений, кроме активности  $^{155}\text{Tb}$ , наблюдалась незначительная примесь от излучения  $^{153}\text{Gd}$ , накопившегося вследствие распада  $^{153}\text{Tb}$ . Поэтому для последующих измерений препарат тербия переочищался, и полученный источник содержал только изотоп  $^{155}\text{Tb}$ . Наблюдаемый спектр  $\gamma$ -лучей приведен на рис.1.

Получены данные об энергиях и относительных интенсивностях 59  $\gamma$ -переходов в ядре  $^{155}\text{Gd}$ . 44 перехода наблюдались в  $\gamma$ -спектре впервые; причем 21 переход ранее не наблюдался вообще. Из них 8 переходов наблюдались нами также в спектре конверсионных электронов.

На основе полученных данных, а также данных работы /1/ определены экспериментальные значения коэффициентов внутренней конверсии (при этом предполагалось, что переход с энергией 262,45 кэВ чистый И1 - переход /1/) и сделан вывод о мультипольностях большинства переходов. На основании баланса энергий, баланса интенсивностей и выводов о мультипольностях переходов предлагается схема распада  $^{155}\text{Tb} \rightarrow ^{155}\text{Gd}$ , которая приводится на рис.2. В схеме указаны энергии и мультипольности размещенных в ней переходов. По сравнению со схемой распада, предложенной авторами работ /1,2/, нами вводятся дополнительно уровни с энергиями: 489,8 ; 592,6 ; 647,8 ; 706 и 881 кэВ, возможно также существование уровня с энергией 138,8 кэВ. Определены четности всех приведенных уровней в схеме распада  $^{155}\text{Tb} \rightarrow ^{155}\text{Gd}$ . Приводятся также возможные значения спинов уровней. В работах по кулоновскому возбуждению было доказано, что уровни с энергиями 60,0 и 146,0 кэВ образуют ротационную подгруппу на основном состоянии  $^{155}\text{Gd}$ . Как и в предыдущих работах, основному состоянию  $^{155}\text{Gd}$  и его возбужденным уровням с энергиями 86,5 ; 105,3 ; 286,8 кэВ приписаны квантовые характеристики  $3/2^- [52\text{I}]$ ,  $3/2^+ [65\text{I}]$ ,  $5/2^+ [642]$ ,

\*) Спектрометр работал в режиме однократной двойной фокусировки.

$5/2^-$  [523] соответственно, а основному состоянию  $^{155}\text{Tb} - 3/2^+$  [411]. Уровень с энергией 326,0 кэв в работе /1/ приписаны характеристики  $3/2^-$  [532]. Однако из наших данных следует, что этот уровень имеет положительную четность, на что указывается и в работе Вильского и др. /2/. Наблюдение перехода с энергией 428 кэв подтверждает сделанный ранее вывод о существовании уровня с энергией 427,4 кэв с положительной четностью.

Обращает на себя особое внимание характер уровней с энергиями 592,6; 647,8 и 706 кэв с отрицательной четностью. Экспериментально полученные большие значения коэффициентов внутренней конверсии для переходов 592,8 кэв и 588,2 кэв (см. табл.), идущих с уровней 592,6 и 647,8 кэв на основное состояние и на уровень 60,0 кэв соответственно, указывают на то, что эти переходы или высокой мультипольности, или же в них проявляется примесь мультипольности  $E0$ . Предположение о высокой мультипольности этих переходов приводит к высоким значениям спинов соответствующих уровней. Однако анализ экспериментальных данных показывает, что возбуждение уровней с такими спинами практически исключено. Поэтому этим переходам мы приписываем мультипольность  $E0 + E2$ . На основе этого мы считаем, что уровень с энергией 592,6 кэв имеет квантовые характеристики  $3/2^-$  и представляет  $\beta^-$  - вибрационный уровень основного состояния. Подобным образом мы приходим к заключению, что уровень с энергией 647,8 кэв имеет квантовые характеристики  $5/2^-$  и представляет первое ротационное состояние на  $\beta^-$  - вибрационном уровне 592,6 кэв. Отрицательная четность уровня с энергией 706 кэв и возможные значения спина ( $5/2, 7/2$ ) указывает на то, что этот уровень может представлять второе ротационное состояние этой полосы. Однако большое значение параметра  $B = -0,227$  кэв в формуле для энергий уровней ротационной полосы, которое получается при такой интерпретации, не исключает возможность и того, что этот уровень имеет другую природу.

Наши выводы о  $\beta^-$  - вибрационном характере уровня с энергией 592,6 кэв хорошо согласуются с данными работы /4/ по кулоновскому возбуждению ядра  $^{155}\text{Gd}$ . В этой работе указывается на существование уровня коллективного характера с энергией  $\sim 0,6$  Мэв и с возможными квантовыми характеристиками ( $1/2^-; 3/2^-; 5/2^-; 7/2^-$ ).

Более подробное изложение данных о распаде  $^{155}\text{Tb}$ , полученных на основе наших измерений, будет опубликовано.

Авторы выражают благодарность К.Я. Грому, Ж.Хелеву за интерес к работе, С.Бернхольму, В.Гнатовичу, В.В. Кузнецову, П.Фогелю и Н.Пятову за полезные обсуждения.

## Л и т е р а т у р а

1. V.Nagatz, T.H.Handley, J.W.Michelich. Phys.Rev., 128, 1186 (1962).
2. К.Вильский, В.В. Кузнецов, Н.А. Лебедев, О.Б. Нильссен, О.Скильбрайт.  
Материалы восьмого совещания по ядерной спектроскопии нейтронодефицитных изотопов  
изомерии ядер и теории ядра, Дубна, 1965.
3. И.Адам, Д.Н. Денисов, К.Я. Громов, М.Я. Кузнецов, Лу Син-тин, Ш.Фингер,  
В.Г. Чумин. Препринт ОИЯИ, Е-2494, Дубна, 1966.
4. К.И.Ерохина, И.Х. Лемберг, В.А.Набичришвили.  
Известия АН СССР, сер.физ., 29, № 7, 1103 (1965).

Т а б л и ц а

$E_r$ (кэВ)	$\alpha$ )экспер.		$\alpha$ теорет.						Мульти- польн.	$\delta^2 = \frac{J(E_0)}{J_r(E_2)}$
			E1	E2	E3	M1	M2	M3		
262,45	K	I, I7(-I)	I,9I(-2)	6,75(-2)	2, I4(-I)	I, I7(-I)	5,02(-I)	I,9I(0)	M1	-
588,2	K	$9,6(-2)$ $\pm 4,4(-2)$	2,82(-3)	7,42(-3)	I,82(-2)	I,4I(-2)	4, I7(-2)	I,05(-I)	E0+E2	0,09 $\pm$ 0,04
592,8	K	$I,4(-I)$ $\pm 0,6(-I)$	2,75(-3)	7,76(-3)	I,78(-2)	I,38(-2)	4,67(-2)	I,0(-I)	E0+E2	0, I5 $\pm$ 0,07
	L	$2,3(-2)$ $\pm I,0(-2)$	3,3I(-4)	4,32(-4)	2,40(-3)	I,82(-3)	5,98(-3)	I,5I(-2)		

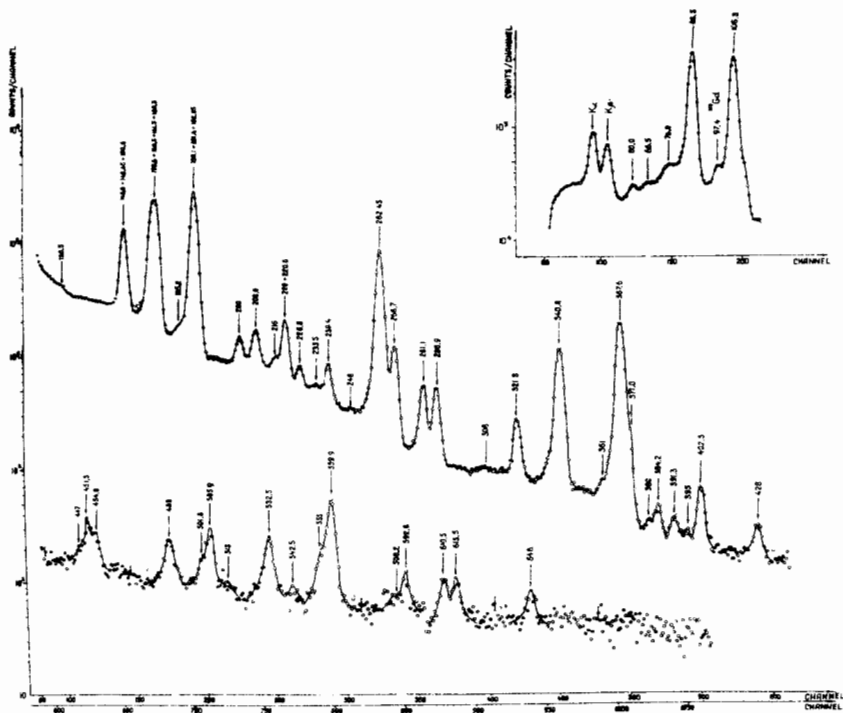


Рис.1. Спектр  $\gamma$  - лучей  $^{155}\text{Tb}$  , измеренный на коаксиальном  $\text{Ge(Li)}$  детекторе.





БОЛЬШОЙ ПОЛУКРУГОВОЙ БЕТА-СПЕКТРОГРАФ С МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ,  
ЗАДАНЫМ ПОСТОЯННЫМИ МАГНИТАМИ

Я.Кормицкий, Г.Неводничанский и З.Стахура  
Институт ядерной физики, Краков

В Институте ядерной физики в Кракове построен большой бета-спектрограф с однородным магнитным полем, заданным постоянными магнитами. Размеры полюсных наконечников  $1000 \times 630 \text{ мм}^2$ . Энергетическая разрешающая способность прибора 0,04%. Электроны регистрируются фотопластинками размером  $700 \times 29 \text{ мм}^2$  либо счетчиками Гейгера-Мюллера. Магнитное поле в зазоре высотой в 60 мм задано постоянными магнитами. Постоянные магниты сделаны из магнитной стали "Ансо 4", имеют размер  $120 \times 29 \times 29 \text{ мм}^3$ . Постоянная температура прибора поддерживается с точностью до  $0,1^\circ\text{C}$ . Максимальный радиус траектории электронов составляет 420 мм. Размеры источника электронов: высота-28 мм, диаметр- $0,05 \text{ мм} \div 0,5 \text{ мм}$ .

Системой диафрагм обеспечивается возможность трех отдельных экспозиций на одной фотопластинке. Почернение фотопластинки измеряется с помощью специального автоматизированного микрофотометра типа МФ-2, работающего совместно с системой, печатающей также усредненные цифровые результаты из шести отдельных измерений на шести разных высотах фотопластинки. Сравнение результатов однократного и шестикратного определения почернения для слабых конверсионных линий показано на рис.1.

Разработанная методика обработки спектров разрешает делать временной анализ конверсионных линий и точно определять их контуры. Благодаря этому и большой разрешающей способности прибора, во многих случаях является возможным определение принадлежности конверсионных линий к отдельным изотопам и измерение отношений интенсивностей линий, входящих в состав L- и M- мультиплетов, даже в более сложных спектрах.

На рис.2 показан участок спектра конверсионных электронов тербиевой фракции, полученный с помощью спектрографа, и временной анализ одной из конверсионных линий.

Более детальное описание прибора и методики, а также соответствующая литература находятся в работе /1/.

Л и т е р а т у р а

1. Я.Кормицкий, Г.Неводничанский и З.Стахура. Большой полукруговой бета-спектрограф с магнитным полем, заданным постоянными магнитами. Доклад Института ядерной физики в Кракове, № 476/ПЛ, Краков, 1966; также в печати в "Нуклеонике".

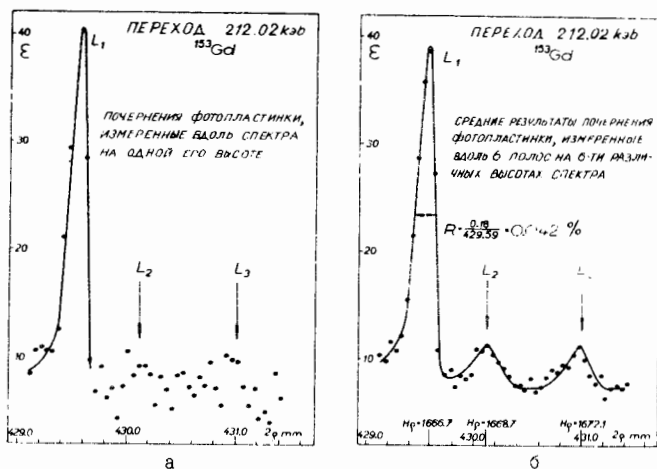


Рис.1. Сравнение результатов однократного (рис.1а) и шестикратного определения почернения фотопластинок для слабых конверсионных линий. Точки на рис.1б изображают усредненные результаты измерений вдоль 6 полос на различных высотах спектра.

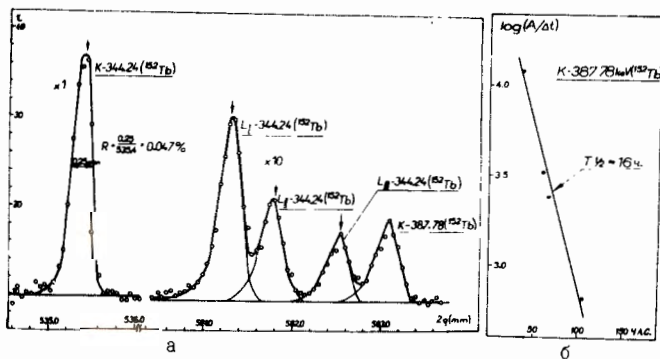


Рис.2. Участок спектра электронов внутренней конверсии тербиевой фракции.  
а) К - конверсионная линия новообнаруженного перехода 387,78 кэв в  $^{152}\text{Gd}$ .  
б) Временной анализ линий К-387,78 кэв,  $T_{1/2} = 16$  ч.

НОВООБНАРУЖЕННЫЕ ГАММА-ПЕРЕХОДЫ В РАСПАДАХ  $^{151}\text{Tb}$  И  $^{152}\text{Tb}$

Я.Кормицкий, Г.Неводничанский, З.Стахура,  
К.Зубер и А.Будзак

Институт ядерной физики, Краков  
Институт физики Ягеллонского университета, Краков

В работе исследовался спектр конверсионных электронов тербиевой фракции, выделенной из танталовой мишени, облученной протонами с энергией 660 Мэв, в области энергий электронов 30–620 кэв. При этом был обнаружен ряд новых переходов, принадлежащих  $^{151}\text{Tb}$  и  $^{152}\text{Tb}$ .

Исследованию схем распада  $^{151}\text{Tb}$  ( $T_{1/2} = 18,2$  ч.) и  $^{152}\text{Tb}$  ( $T_{1/2} = 17,4$  ч.) посвящено много работ. В работах Кузнецова и других /1/, Громова и других /2/ приведены уточненные схемы распада  $^{151}\text{Tb}$  и  $^{152}\text{Tb}$ . В настоящей работе изучался спектр конверсионных электронов тербиевой фракции при помощи магнитного  $\beta$ -спектрографа с полукруговой фокусировкой и магнитным полем, заданным постоянными магнитами /3/. Регистрация электронов проводилась на фотопластинках "Ilford Industrial G". Измерялись энергии и относительные интенсивности конверсионных линий. Для некоторых переходов определялись также их мультипольности.

Изотопы тербия хроматографически выделялись из редких земель, образующихся при облучении тантала протонами с энергией 660 Мэв на синхротроне ОИЯИ в Дубне. Хроматографическое выделение проводилось в радиохимической лаборатории в Дубне. Изотопы тербия выходили через 5–7 часов после конца облучения. Активное вещество наносилось электролитическим методом на проволочку из платины диаметром в 0,1 мм /3/. Использовались источники от трех отдельных облучений на синхротроне. Для каждого источника экспонировалось несколько фотопластинок и проводился временной анализ соответствующих конверсионных линий. Из временного анализа и анализа чистоты источника следует, что обнаруженные нами новые линии с временем полураспада  $T_{1/2} = 18$  ч принадлежат  $^{151}\text{Tb}$  и  $^{152}\text{Tb}$  /4/. Полученные результаты приведены в таблицах 1–4.

В таблицах 1–3 приводятся экспериментальные значения относительных интенсивностей конверсионных линий и мультипольности некоторых гамма-переходов, возникающих при распадах  $^{151}\text{Tb}$ ,  $^{152}\text{Tb}$  и  $^{154}\text{Tb}$ .

В таблице 4 приводятся все обнаруженные нами новые гамма-переходы. Некоторые из них помещаются в схемы распада  $^{151}\text{Tb}$  и  $^{152}\text{Tb}$ , приведенные в работах /1, 2/.

Детальный анализ результатов и анализ чистоты источника приводятся в работе /4/.

#### Л и т е р а т у р а

1. В.В.Кузнецов, В.А.Халкин, К.Вильский, О.Б.Нильсен, О.Скильбрят.  
Доклад на XVI всесоюзном совещании по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Москва, 1966.
2. К.Я.Громов, В.В.Кузнецов, М.Я.Кузнецова, М.Фингер, И.Урбанец, О.Б.Нильсен, К.Вильский, О.Скильбрят, М.Йоргенсен.  
Доклад на XVI всесоюзном совещании по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Москва, 1966.
3. Я.Кормицкий, Г.Неводничанский и З.Стахура.  
Репорт Института ядерной физики в Кракове, № 476, Краков, 1966.
4. Я.Кормицкий, Г.Неводничанский, З.Стахура, К.Зубер и А.Будзак.  
Репорт Института ядерной физики в Кракове № 481, Краков, 1966.
5. V. Harnatz, T.N.Handley, J.W.Michelich. Phys.Rev., 128, 1186 (1962).
6. V.Harnatz, T.N.Handley, J.W.Michelich. Phys.Rev., 123, 1758 (1961).

Таблица I

Данные о конверсионных электронах, возникающих при распаде  $^{151}\text{Tb}$  /18,2 ч./  $\rightarrow$   $^{151}\text{Gd}$

Энергия перехода, кэВ	K	L <sub>I</sub>	L <sub>II</sub>	L <sub>III</sub>	M <sub>I</sub>	M <sub>II</sub>	M <sub>III</sub>	N	O	Мульт. перехода	Энергия перехода /раб.5/	Интенс. K-линии /раб.5/	Интенс. K-линии /раб.1/
-											104.5 в/ 108.1	1660	216 + 36 2780 ± 270
108.10	2870	370	357	380	70	71	72	49	9.5	M1/E2= I	-	-	-
138.27а/	8.7										-	-	-
148.94	9.3										-	-	-
149.51	17.0	4.8									-	-	-
160.71а/	21.5										-	-	-
180.12	304	36	4.74	1.2	11.0				3.1	0.26 M1/E2=2I	180.1	266	333 ± 22
181.71	7.0	1.36									-	-	-
-											183.2	~ 2.5	-
191.98	66	11.0	1.0	0.21						M1/E2=35	192.0	73	98 ± 2.9
206.60а/	≈ 3	2.7	1.17								-	-	-
251.88	224	31.3	3.06	0.78	7.3				2.4	0.47 M1/E2=19	251.8	258	256 ± 4.6
252.52	6.3										-	-	-
263.67	2.2										263.8 в/	-	1.84 ± 0.1
287.43	183	20.4	1.75	0.69	6.2				1.1	M1/E2= 9	287.2	183	183
318.7	1.3										318.5	1.7	1.83 ± 0.37
380.41	2.1										380.1	2.8	2.62 ± 0.64
385.23	2.8										384.6	4.2	3.6 ± 0.31
395.18	14.6	1.3	0.74	0.44						E2	395.2	15	22 ± 1.6
416.13	3.33										416.0	4.7	5.21 ± 0.7
426.39	7.7	1.1									426.4	10.0	12.4 ± 0.85
443.52	17.8	1.7									443.8	18.3	29.5 ± 6.0
478.97	11.0										479.2	13.3	17.6 ± 1.8
-											499.8	0.58	0.6 ± 0.13
-											511.7	0.58	0.97 ± 0.22
587.19	8.0										587.5	7.0	10.0 ± 0.55
-											604.8	0.67	0.68 ± 0.09
-											615.7 в/	-	3.46 ± 0.11

а/ Переходы, принадлежащие распаду  $^{151}\text{Tb}$ , либо  $^{152}\text{Tb}$ .

б/ Интенсивности конверсионных K-линий, взятые из работ /5/ и /1/, нормированы так, что интенсивность линии K - 287,43 кэВ соответствует 183 единицам.

в/ Энергия перехода, взятая из работы /1/.

Таблица 2

Данные о конверсионных электронах, возникающих при распаде <sup>152</sup>Tb /17,4 ч./ - <sup>152</sup>Gd

Энергия перехода, кэВ	К	І	ІІ	ІІІ	Мульти. перехода	Энергия перехода /раб.б/	Интен. перехода К-линии /раб.б/	Интен. К-линии /раб.б/	Интен. К-линии /раб.б/	
117.22	4.83					117.3	3	3.66 ± 1.0		
138.27 а/	8.7					-				
160.71 а/	21.5					-				
206.60 а/	3	2.7	1.17			-				
209.18	2.7					-				
233.09	1.2					-				
270.55	2.35					-				
271.17	51.6	6.5	5.1	3.9	2.7	Е2	271.0	69	60 ± 6	
-							315 в/		~4.5	
344.24	166	17.4	10.2	8.8	6.2	1.3	Е2	344.3	197	204 ± 8
351.69	0.93							351.4	~0.4	~0.7
-								368 в/		~0.4
387.78	8.2	1.0	≤ 0.22	≤ 0.47		Е2	-			
410.9	5.6	5.6					410.9	8.5	6.72 ± 0.43	
432.10	32.1	4.2			0.88		432.1	46	43.8 ± 0.43	
-							496.5	0.7	1.03 ± 0.0	
-							526.6	1.8	1.98 ± 0.1	
-							545.5 в/		0.61 ± 0.1	
-							557 в/		~0.12	
586.01	17.4						586.3	20	16.8 ± 0.8	
615.3	100	13.6					615.3	100	100	

а/ Переходы, принадлежащие распаду <sup>151</sup>Tb либо <sup>152</sup>Tb.

б/ Интенсивности конверсионных К-линий, взятые из работ /6/ и /2/, нормированы так, что интенсивность линии К-615,3 кэВ соответствует 100 единицам.

в/ Энергия перехода, взятая из работы /2/.

Таблица 3

Данные о конверсионных электронах, возникающих при распаде  $^{154}\text{Tb} / 2\text{I ч} / \rightarrow ^{154}\text{Gd}$

Энергия перехода/кэв	K	L I	L II	L III	M	N	Мульти. перехода	Энергия перехода /раб.б/	Интен. перехода /раб.б/ а/
123.06	15.9	22.3	42.8	41.7	24	6.1	E2	123.1	15.2
-								124.4	2.3
141.35	6.3							141.4	3.8
-								226.0	0.6
247.93	6.5	1.66	2.22	~0.8	1.0		E2	248.1	11.4
265.82	0.53							265.9	0.24
364.74	2.0							346.9	2.0
-								426.9	0.27
-								443.3	0.21
-								557.3	0.50
-								602.6	0.1

Интенсивности конверсионных K-линий, взятые из работы /6/, нормированы так, что интенсивность линии K-346,74 кэв равна 2,0 единицам.

Таблица 4

Данные о электронах внутренней конверсии, принадлежащих к новообнаруженным гамма-переходам, возникающим при распадах  $^{151}\text{Tb} \rightarrow ^{151}\text{Gd}$  и  $^{152}\text{Tb} \rightarrow ^{152}\text{Gd}$  а/

Энергия перехода, кэВ	K	I	II	III	Изотоп	Переходы помещены между уровнями
138.27	8.7				$^{151}\text{Tb}$ либо $^{152}\text{Tb}$	
148.94	9.3				$^{151}\text{Tb}$	
149.51	17.0	4.8			$^{151}\text{Tb}$	
160.71	21.5				$^{151}\text{Tb}$ либо $^{151}\text{Tb}$	
181.71	7.0	1.36			$^{151}\text{Tb}$	$^{1191.0}$ кэВ $\rightarrow$ $^{1009.5}$ кэВ в $^{151}\text{Gd}$
206.60	$\approx 3$	2.7	1.17		$^{151}\text{Tb}$ либо $^{152}\text{Tb}$	
209.18	2.7				$^{152}\text{Tb}$	$^{1318}$ кэВ $/2^+$ $\rightarrow$ $^{1109.8}$ кэВ $/2^+$ в $^{152}\text{Gd}$
233.09	1.2				$^{152}\text{Tb}$	$^{1930.2}$ кэВ $\rightarrow$ $^{1697.1}$ кэВ в $^{152}\text{Gd}$
252.52	6.3				$^{151}\text{Tb}$	
263.67	2.2				$^{151}\text{Tb}$	$^{1103.1}$ кэВ $\rightarrow$ $^{839.3}$ кэВ в $^{151}\text{Gd}$
270.55	2.35				$^{152}\text{Tb}$	$^{1318.6}$ кэВ $/2^+$ $\rightarrow$ $^{1047.9}$ кэВ $/0^+$ в $^{152}\text{Gd}$
387.78	8.2	1.0	$\leq 0.22$	$\leq 0.47$	$^{152}\text{Tb}$	$^{1318.6}$ $/2^+$ $\rightarrow$ $^{931.1}$ кэВ $/2^+$ в $^{152}\text{Gd}$

а/ Интенсивности конверсионных линий нормированы так, что интенсивность линии K-615,3 кэВ из распада  $^{152}\text{Tb}$  равна 100 единицам.



РАДИОХИМИЧЕСКОЕ ИЗУЧЕНИЕ ПРОДУКТОВ РАСЩЕПЛЕНИЯ ПРАВЕДИМА ПРОТОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ

660 Мэв

А.К.Лаврухина, Р.И.Кузнецова, Г.М.Колесов, В.В.Малышев

ГЕОХИ

Радиохимическим методом изучены радиоактивные продукты расщепления ядер праведима в области  $Z$  от 60 до 44 и  $A$  от 95 до 141; идентифицировано 85 изотопов с периодами полураспада от 10 мин до 470 дней (см.таблицу). Около 80 определенных сечений образования изотопов являются независимыми.

Получен куполообразный ход зависимости  $\sigma(A) = f(A)$  при  $Z = \text{Const}$  с максимумами, приходящими на изотопы I33, I34 Ce, I31, I32 La, I28, I29 Ba, I25-I27 Cs, I21 J, I18 Te, I16 Sb, I13 Sn, I11 J или I06 Ag (рис.1).

Максимум кривых распределения приходится для большинства элементов на изотопы с большим недостатком нейтронов.

Наблюдаемые распределения  $\sigma(A, Z) = f(A)$  при  $Z = \text{Const}$  падают на "крыльях" более медленно, чем это следует из уравнения парабол. Они не описываются простой формулой Рудстама.

Получены распределения  $\sigma(A, Z) = f(Z)$  для  $A = 105, 111, 129, 131$  и  $132$  (рис.2). Максимумы распределения этой функции описываются уравнением

$$Z_p = SA - TA^2, \text{ где } S = 0,486 \text{ и } T = 0,00038.$$

Данные о независимых  $\sigma(A, Z)$  используются для оценки областей применения уравнения

$$\sigma(Z, A) \approx F(A) \cdot f(E) \cdot \frac{Pe^{-P(A_0 - A)}}{1 - \frac{0,3}{PA_0}} \cdot e^{-R/Z - SA + IA^2/3/2}$$

с коэффициентами  $p = 0,135$ ;  $F(A_0) = 2000 \text{ мб}$ ;  $f(E) = I$ ;  $R = f(A_{\text{прод}})$ .

Таблица

Сведения об идентифицированных радионуклидах, образующихся при распределении ядер протонного пучка с энергией 660 Мэв

Ядро	Период полураспада	Тип распада	Число опытов	Сечения образования, мбарк
95 Ru x)	1,7 час	17% $\beta^+$ ; 83% э.э.	2	0,20
97 Ru	2,8 дн.	100% э.э.	2	0,8
103 Ru	40 дн.	100% $\beta^-$	2	0,1
97 Rh x)	31 мин	100% $\beta^+$	2	0,2
99 Rh	16 дн.	3% $\beta^+$ ; 97% э.э.	2	0,6
99 <sup>m</sup> Rh	4,7 часа	11%; 89% э.э.	2	0,35
100 Rh	21 час	5% $\beta^+$ ; 95% э.э.	2	1,3
101 <sup>m</sup> Rh	4,5 дн.	100% э.э.	2	1,6
99 Pd x)	22 мин	100% $\beta^+$	2	0,18
100 Pd x)	4 дн.	100% э.э.	2	0,5
101 Pd x)	8,5 час.	4% $\beta^+$ ; 96% э.э.	2	1,0
103 Pd	17 дн.	100% э.э.	2	2,1
103 Ag x)	65 мин	30% $\beta^+$ ; 75% э.э.	3	1,0
104 Ag	1,2 час	15% $\beta^+$ ; 85% э.э.	3	1,7
105 Ag	40 дн.	100% э.э.	3	2,9
106 <sup>m</sup> Ag	24 мин.	60% $\beta^+$ ; 39% э.э. 1%	3	1,1
106 Ag	8,3 дн.	100% э.э.	3	2,5
110 Ag	250 дн.	95% $\beta^-$ ; 5% и.п.	3	0,3
111 Ag	7,6 дн.	100% $\beta^-$	3	0,21
104 Cd x)	57 мин.	100% э.э.	4	0,35
105 Cd x)	54 мин.	$\beta^-$ ; э.э.	4	0,85
107 Cd x)	6,7 час.	99,7% э.э.; 0,3% $\beta^-$	4	3,3

	1	2	3	4	5
I09	Cd	470 дн.	100% $\beta_{-3}$ .	4	4,3
II5 <sup>m</sup>	Cd	43 дн.	97% $\beta$ ; 3% $\beta_{-3}$ .	4	0,023
II5	Cd	53 час	61,5% $\beta$ ; 38,5% $\beta_{-3}$ .	4	0,006
I09	$\gamma_n$ x)	4,3 час	6% $\beta^+$ ; 94% $\beta_{-3}$ .	3	4,0
III	$\gamma_n$	2,8 дн.	100% $\beta_{-3}$ .	3	6,3
II4	$\gamma_n$	50 дн.	100% $\beta_{-3}$ .	3	1,9
II0	$S_n$ x)	4 час	100% И.П.	3	1,8
III	$S_n$ x)	35 мин.	29% $\beta^+$ ; 71% $\beta_{-3}$ .	3	4,0
II3	$S_n$ x x)	120 дн.	100% $\beta_{-3}$ .	3	8,5
II7 <sup>m</sup>	$S_n$	14 дн.	100% И.П.	3	1,6
II5	$S_b$ x)	30 мин	100% $\beta^+$	4	11,0
II6	$S_b$	60 мин	31% $\beta^+$ ; 69% $\beta_{-3}$ .	4	13,2
II7	$S_b$	2,8 час.	2,6% $\beta^+$ ; 97,4% $\beta_{-3}$ .	4	10,0
II8	$S_b$	5,1 час	100% $\beta_{-3}$ .	4	5,5
II9	$S_b$	38 час	100% $\beta_{-3}$ .	2	4,0
I20	$S_b$	5,8 дн.	100% $\beta_{-3}$ .	2	1,4
I22	$S_b$	2,8 дн.	97% $\beta^+$ ; 3% $\beta_{-3}$ .	2	0,58
I24	$S_b$	6,1 дн.	100% $\beta^-$	2	0,07
II6	$Te$ x)	2,5 час.	100% $\beta^+$	3	10,0
II7	$Te$ x)	1,7 час	35% $\beta^+$ ; 65% $\beta_{-3}$ .	3	12,5
II8	$Te$ x)	6 дн.	100% $\beta_{-3}$ .	3	19
I21	$Te$	17 дн.	100% $\beta_{-3}$ .	3	7,0
I23	$Te$	104 дн.	100% И.П.	3	2,0
II9	$\gamma$ x)	17 мин	100% $\beta^+$	3	16,0
I20	$\gamma$ x)	1,4 час	90% $\beta^+$ ; -10% $\beta_{-3}$ .	3	20,5
I21	$\gamma$ x)	1,5 час	15% $\beta^+$ ; 85% $\beta_{-3}$ .	3	24,3
I23	$\gamma$ x)	13 час.	100% $\beta_{-3}$ .	3	16,8
I24	$\gamma$	4,5 дн	30% $\beta^+$ ; 70% $\beta_{-3}$ .	3	7,0
I26	$\gamma$	13,3 дн	44% $\beta^-$ ; 1,3% $\beta^+$ ; 55% $\beta_{-3}$ .	3	1,3

1	2	3	4	5
I25 C <sub>s</sub> x)	45 мин	100% β <sup>-</sup>	4	35,7
I27 C <sub>s</sub> x x)	6,1 час	3% β <sup>+</sup> ; 97% Э.З.	4	35,6
I29 C <sub>s</sub>	31 час	100% Э.З.	4	9,6
I30 C <sub>s</sub>	30 мин	46% β <sup>+</sup> ; 2,6% β <sup>-</sup> ; 52% Э.З.	1	3,7
I31 C <sub>s</sub>	9,6 дн.	100% Э.З.	2	1,8
I32 C <sub>s</sub>	6,2 дн.	100% Э.З.	2	0,42
I26 B <sub>a</sub> x)	96 мин	100% Э.З.	3	18
I28 B <sub>a</sub> x x)	2,4 дн.	100% Э.З.	3	41
I29 B <sub>a</sub>	2,61 час	6% β <sup>+</sup> ; 94% Э.З.	3	35
I31 B <sub>a</sub>	11,5 дн	100% Э.З.	3	16
I29 L <sub>a</sub> x x x)	20 мин	100% β <sup>+</sup>	2	18
I31 L <sub>a</sub>	56 мин	28% β <sup>+</sup> ; 72% Э.З.	2	34
I32 L <sub>a</sub>	4,5 час	81% β <sup>+</sup> ; 19% Э.З.	3	31
I33 L <sub>a</sub>	4,0 час	100% Э.З.	2	18
I35 L <sub>a</sub>	19,5 час	100% Э.З.	3	5,8
I29 C <sub>e</sub> x)	13 мин	100% β <sup>+</sup>	2	2,8
I31 C <sub>e</sub> x)	30 мин	100% β <sup>+</sup>	2	8,3
I32 C <sub>e</sub> x)	4,5 час	100% β <sup>+</sup>	4	22
I33 C <sub>e</sub> x)	6,5 час	β <sup>+</sup> Э.З.	3	30
I34 C <sub>e</sub> x x x)	70 час	100% Э.З.	4	31
I35 C <sub>e</sub>	22 часа	100% Э.З.	4	22
I37 C <sub>e</sub> x x x)	9 час	100% Э.З.	1	15
I37 C <sub>e</sub>	34 часа	Э.З. И.П.	-	-
I39 C <sub>e</sub>	165 дн	100% Э.З.	2	17,3
I34 P <sub>γ</sub> x)	40 мин	100% β <sup>+</sup>	3	7,5
I35 P <sub>γ</sub> x)	18 мин	56% β <sup>+</sup> ; 44% Э.З.	3	14,2
I36 P <sub>γ</sub> x)	70 мин	38% β <sup>+</sup> ; 62% Э.З.	1	19,1
I37 P <sub>γ</sub> x)	85 мин	27% β <sup>+</sup> ; 73% Э.З.	2	26,5
I38 P <sub>γ</sub>	2 час	17% β <sup>+</sup> ; 83% Э.З.	1	30,0
I39 P <sub>γ</sub>	4,5 час	6% β <sup>+</sup> ; 94% Э.З.	3	36,0

1	2	3	4	5
$^{138}\text{Nd}$	25 мин	100% $\beta^+$	2	3,1
$^{139}\text{Nd}$	5,6 час	10% $\beta^+$ ; 90% $\beta^-$ .	3	5,8
$^{140}\text{Nd}$	78 часа	100% $\beta^-$ .	2	5,2
$^{141}\text{Nd}$	2,4 час	2% $\beta^+$ 98% $\beta^-$ .	2	2,0

- х) Изотопы, у которых вклад предшественников составляет  $\leq 10\%$  (см. рис. I)
- xx) Вклад предшественников у  $^{113}\text{Sn}$  и  $^{128}\text{Ba}$  составляет  $\sim 30\%$ ,  $^{127}\text{Cs} \sim 80\%$ .
- xxx) Вклад предшественников оценен приблизительно.

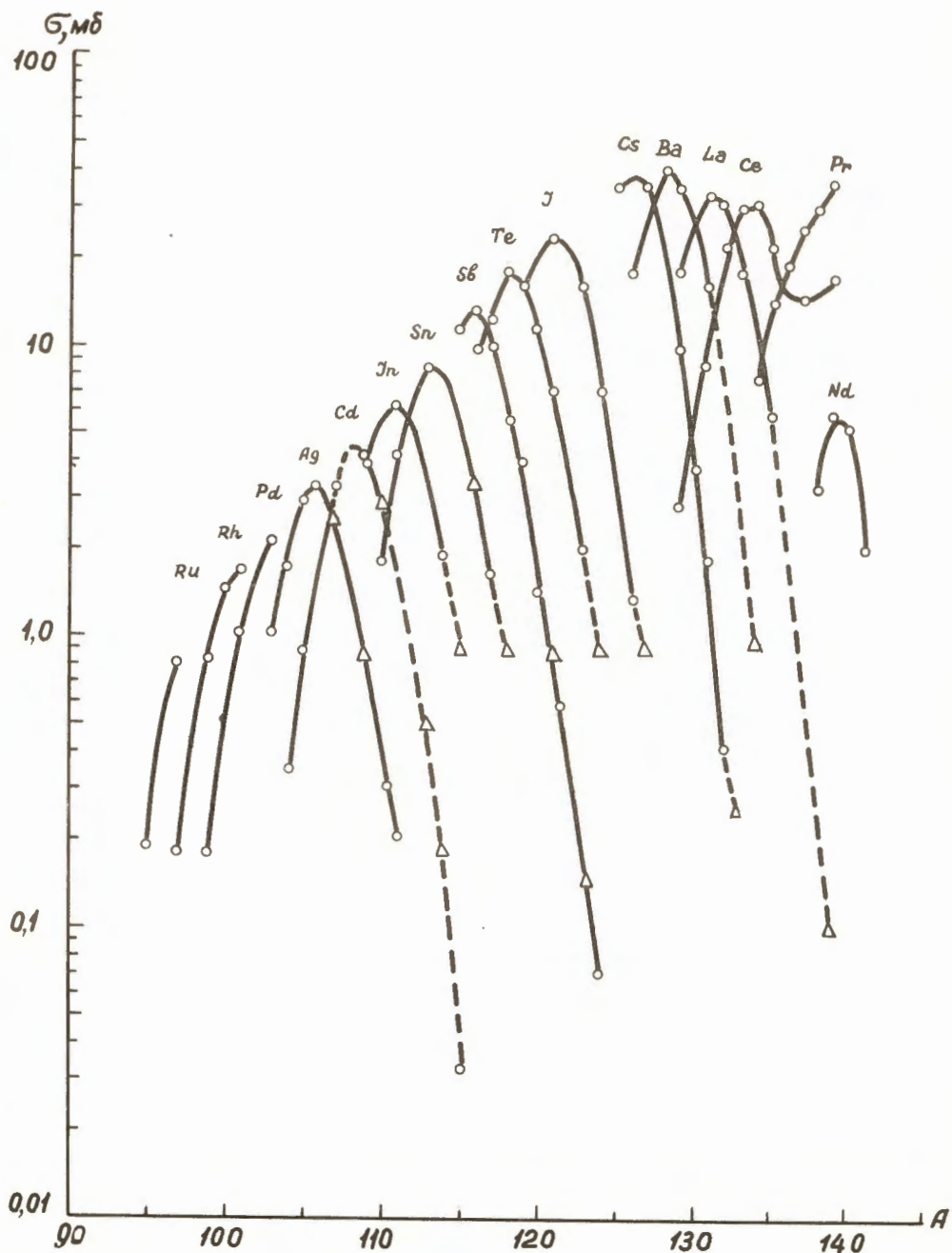


Рис. I. Кривые распределения  $B(A)=f(A)$  при  $Z = \text{Const}$ .

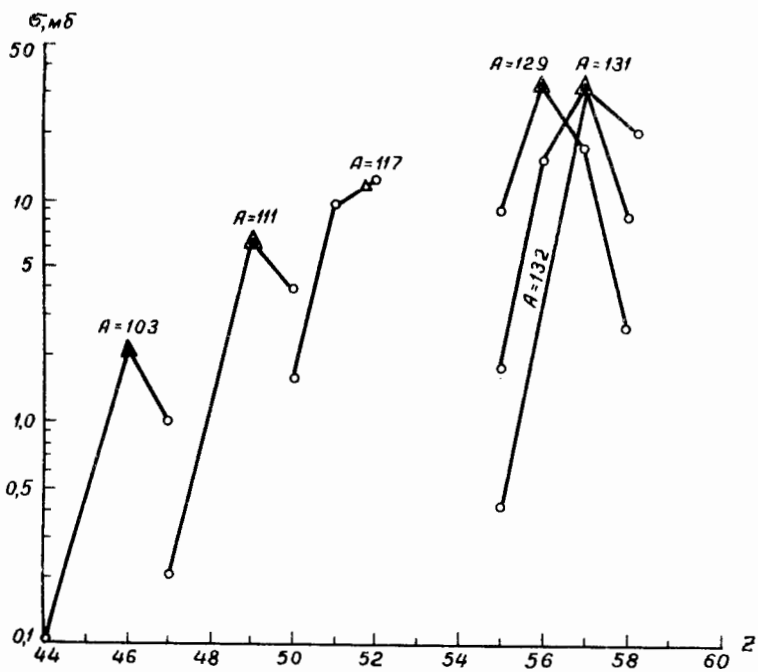


Рис.2. Кривые распределения  $\sigma(A, Z) = f(Z)$  при  $A = \text{const}$  ;  $\Delta$  - рассчитанные значения наиболее вероятного распределения ядерного заряда;  $\circ$  - экспериментальные данные.

СПИСОК ДОКЛАДОВ,

представленных на IX совещание по ядерной спектроскопии нейтронодефицитных изотопов и теории деформированных ядер

- I. Балашов В.В., Ядровский Е.Л.  
Нуклонные ширины изобарических нуклонных состояний в ядрах .
2. Зарецкий Д.Ф., Урин М.Г.  
Об аналоговых состояниях в тяжелых ядрах
3. Вашин С., Деметер И., Дожа Л., Кестхеи Л., Зимани И., Поч Л., Сентпетерн Л., Фодор И.  
Изучение изобарических аналоговых состояний в  $^{53}\text{Mn}$  в реакциях ( $P, \gamma$ ).
4. Бабиков В.В.  
Современное состояние мезонной теории ядерных сил.
5. Головкин Н.А., Громов К.Я., Лебедев Н.А., Махмудов Б., Руднев А.С., Чумин В.Г.  
Об  $\alpha$ -распаде изотопов  $Dy, Tb, Gd, Eu$  .
6. Демин А.Т., Махунка И., Субботин В.Т., Трон Л., Фенеш Т.  
Исследование  $\alpha$ -распада короткоживущих изотопов  $Hg$  и  $Au$  .
7. Александр К.Э., Бринкман Х.Р., Нойберт В., Роттер Х., Хайзер Х.  
Высоколежащее изомерное состояние в ядре  $^{130}\text{Ba}$  .
8. Абдумаликов А.А., Громов К.Л., Исламов Т.А.  
Схема уровня  $^{131}\text{Ba}$  .
9. Исса Н.А., Беренди Д., Мате Д.  
Исследования по возбужденным уровням при распаде  $^{144}\text{Pm}$
10. Александр К.Э., Бринкман Х.Р., Нойберт В., Роттер Х., Хайзер Х.  
Новые изомеры  $^{128}\text{La}$  и  $^{130}\text{La}$  .
11. Ладзеевский Е., Ковнацкий И., Мошинский М.  
Времена жизни возбужденных состояний в  $^{125}\text{I}$  и  $^{127}\text{I}$  .
12. Звольска В., Крацик В., Куцарова Т., Машталка А.  
Исследование распада  $^{128}\text{Ba} \rightarrow ^{128}\text{Cs} \rightarrow ^{128}\text{Xe}$  и  $^{133}\text{Ba} \rightarrow ^{133}\text{Cs}$
13. Дроздов С.И.  
Возбуждение двухфононных состояний при рассеивании.
14. Ненов Н.П., Кондрат Е.Т., Осипенко Б.П., Фоминых В.И., Пермякова Л.А.  
 $S_1(L_1)$  поверхностно-барьерные детекторы для бета-спектрометров .
15. Сумбаев О.И.  
О возможности существенного повышения светосилы и разрешающей способности дифракционных спектрометров в связи с задачей об исследовании гамма-спектров нейтронодефицитных изотопов
16. Зуев А.П., Родия С.С., Швагеров В.Д.  
Получение прецизионного источника  $^{57}\text{Co}$  для ядерной гамма-спектроскопии.
17. Лебедев Н.А., Халкин В.А., Чжоу Чи-сян.  
Метод получения нейтронодефицитных изотопов висмута для магнитной спектрометрии.



18. Лавружина А.К., Малышев В.В., Кузнецова Р.И., Колесов Г.М.  
Радиохимическое изучение продуктов расщепления празеодима протонами 660 Мэв.
19. Соловьев В.Г.  
Структура возбужденных состояний деформированных ядер.
20. Гнатович В.  
Свойства деформированных ядер с нечетным  $A$  (обзор экспериментальных данных).
21. Каун К.  
Некоторые особенности структуры уровней нечетных деформированных ядер.
22. Берлович Э.Е.  
Некоторые свойства нечетных ядер переходной области в районе осмия
23. Врзал Я., Галан П., Кузнецова М.Я., Липтак Я., Урбанец Я., Фингер М., Христов Д.  
О распаде  $^{455}\text{Tb} \rightarrow ^{155}\text{Gd}$ . Бета - вибрационное состояние в ядре  $^{155}\text{Gd}$
24. Жилич Я., Хансен Ф., Нильсон Х., Вильский К.  
Знак и величина кориолисовой связи между состояниями  $5/2^- / 53/2^-$  и  $7/2^- / 523/2^-$  в  $^{161}\text{Tb}$ .
25. Железнова К.М., Пятов Н.И., Черней М.И.  
Спин-квадрупольные силы и коллективные состояния в деформированных ядрах.
26. Бегжанов Р.Б., Раковицкий С.Л.  
Систематика  $0^+$  уровней средних ядер.
27. Бьорнхольм С.  
Изучение  $^{234}\text{U}$
28. Наджаков Е., Михайлов И.И.  
Построение ротационных ядерных полос методом коллективной переменной
29. Врзал Я., Громов К.Я., Липтак Я., Молнар Ф., Морозов В.А., Урбанец Я., Чумин В.Г.  
Система коллективных уровней типа  $0^+$  в ядре  $^{164}\text{Er}$
30. Бохнацки З.  
Магнитные моменты ядер.
31. Мигдал А.Б.  
Переходы ядер из деформированного в сферическое состояние
32. Струтинский В.М.  
Влияние нуклонных оболочек на энергию деформации ядер
33. Собичевски Л., Калинин Б.Н., Гареев Р.А.  
Новое "магическое" число по  $Z$
34. Гангровский Ю.П., Марков Б.Н., Плева А.А., Поликанов С.М., Юнгклауссен Х.  
О природе спонтанно делящихся изомеров
35. Берлович Э.Е., Новиков Ю.Н.  
Квадрупольные моменты деформированных ядер.
36. Суботович М.  
Исследование примеси псевдоскалярного взаимодействия и соотношения псевдоскалярных матричных элементов в  $\beta$  - распаде  $0^- \rightarrow 0^+ \text{ } ^{144}\text{Pr} \rightarrow ^{144}\text{Nd}$ .
37. Жук В.  
Одиночные спектры и спектры  $\gamma$ -совпадений изотопов ксенона, разделенные электромагнитным сепаратором.