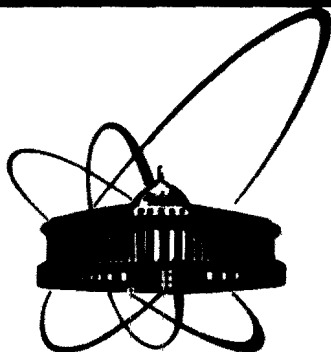


86-476



СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

Р8-86-476

Ц.Вылов, В.М.Горожанкин, В.Н.Покровский,  
Н.И.Рухадзе<sup>1</sup>, С.К.Васильев<sup>2</sup>

ОЦЕНКИ МАССЫ НЕЙТРИНО  
ИЗ ПРОЦЕССОВ ЭЛЕКТРОННОГО ЗАХВАТА

---

<sup>1</sup>Тбилисский государственный университет

<sup>2</sup>Радиевый институт им. В.Г.Хлопина, Ленинград

1986

Проблема массы (анти)нейтрино, одна из ключевых проблем в современной физике, тесно связана с теориями великого объединения и вопросами эволюции Вселенной.

Наиболее чувствительным методом измерения массы электронного антинейтрино является исследование формы спектра электронов вблизи его граничной энергии при бета-распаде трития, характеризующемся рекордно малым энерговыделением. Именно этим методом группа ИГЭФ в 1980 г. нашла, что масса антинейтрино отлична от нуля <sup>1/1</sup>, и позже подтвердила этот результат <sup>1/2</sup>.

Детальный анализ этого подхода (см., например, <sup>1/3-6/</sup>) обнаружил, однако, ряд методических трудностей, приводящих к смещению оценок, т.е. к "генерации" массы антинейтрино. В результате в настоящее время вряд ли можно считать, что подобные эксперименты дадут больше, чем указание на ненулевую массу антинейтрино.

Независимо от результатов будущих экспериментов с тритием в силу очевидной важности проблемы необходимо использовать также иные методы решения задачи. В частности, можно пытаться измерить массу электронного нейтрино в процессах  $\beta^+$ -распада или электронного захвата.

### 1. Принципиальные возможности определения массы нейтрино

Вообще говоря, информацию о величине  $m_\nu$  можно было бы получить аналогично тритиевым экспериментам из исследования формы спектра позитронов. Этот подход не устраняет, однако, методических трудностей в изучении непрерывных спектров, упомянутых выше. Кроме того, наличие конкурирующего процесса (электронного захвата) приводит к тому, что граничные энергии спектров сравнительно велики. Поэтому таким методом вряд ли удастся достичь точности оценок  $m_\nu$ , сравнимой с точностью оценок  $m_\nu$  из тритиевых экспериментов. В настоящее время известен лишь один эксперимент <sup>1/7</sup>, в котором из распада <sup>22</sup>Na получена оценка  $m_\nu c^2 \leq 6$  кэВ (90% C.L.).

В силу указанных причин в дальнейшем мы рассмотрим возможности определения  $m_\nu$  в тех случаях, когда нуклид испытывает только электронный захват. Для простоты будем рассматривать процесс захвата электрона с  $\bar{\nu}$ -й (под)оболочки:

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
БИБЛИОТЕКА

$$(A, Z) + e_1 \rightarrow (A, Z-1) + \nu, \quad (1)$$

где под  $\nu$  здесь и далее понимается электронное нейтрино. Учет захвата с нескольких (под)оболочек принципиальной картины не изменяет. Энерговыведение этого процесса составляет

$$Q_1 = Q - E^* - \varepsilon_1 = E_1 + \mathcal{E}_1, \quad (2)$$

где  $Q$  — энергия распада, т.е. разность масс начального и конечного атомов (в нейтральном состоянии),  $E^*$  — энергия возбуждения конечного ядра ( $E^* = 0$  при распаде на основное состояние),  $\varepsilon_1$  — энергия связи электрона  $i$ -й (под)оболочки атома  $(A, Z-1)$ ,  $E_1$  — полная энергия нейтрино,  $\mathcal{E}_1$  — кинетическая энергия ядра отдачи. Из закона сохранения импульса, в силу двухчастичности процесса, следует

$$\mathcal{E}_1 = (E_1^2 - m_\nu^2 c^4) / 2M(A, Z-1)c^2, \quad (3)$$

где  $M(A, Z-1)$  — масса конечного атома.

Исследования ядер отдачи при электронном захвате исторически дали указания на необходимость гипотезы нейтрино (см., например, /8/), но получить оценку  $m_\nu$  из таких исследований практически невозможно, так как при этом необходимы очень высокие точности измерения. Так, даже для  ${}^7\text{Be}$ , легчайшего известного ядра с простейшей схемой распада, изменение  $\mathcal{E}_1$  за счет ненулевой массы нейтрино составляет  $\sim 2 \cdot 10^{-7}$  эВ при  $m_\nu c^2 = 50$  эВ. Заметим также, что в силу малости  $\mathcal{E}_1$  в большинстве случаев допустимо принять

$$E_1 = Q - E^* - \varepsilon_1. \quad (4)$$

Далее, для оценки  $m_\nu$  можно использовать вероятность процесса (1), которая зависит от  $m_\nu$  через фазовый объем. С экспериментальной точки зрения наиболее просто изучать распад между основными состояниями ядер ( $E^* = 0$ ), так как наблюдаемое при этом вторичное излучение (рентгеновские лучи, оже-электроны), которое возникает при заполнении образовавшейся в результате электронного захвата вакансии на  $i$ -й (под)оболочке, целиком обусловлено исследуемым процессом. При захвате, приводящем к возбужденному состоянию конечного ядра, ситуация усложняется, и обычно требуются специальные методы выделения интересующей нас ветви захвата (например, с помощью совпадений с гамма-лучами). Более подробно этот метод оценки  $m_\nu$  и полученные экспериментальные результаты будут рассмотрены в разделе 2.

Еще одной возможностью измерения  $m_\nu$  является изучение формы спектра внутреннего тормозного излучения (ВТИ), сопровождающего электронный захват:

$$(A, Z) + e_1 \rightarrow (A, Z-1) + \lambda + \nu. \quad (5)$$

Процесс (5) является процессом второго порядка относительно (1) и, вообще говоря, маловероятен. Однако недавние расчеты привели к выводу о возможности значительного резонансного усиления при подходящих  $Q$ , что позволило возложить определенные надежды на этот подход. Более подробно метод и полученные с его помощью результаты будут рассмотрены в разделе 3.

Наконец, для полноты упомянем о способе получения оценки из процесса, формально схожего с процессом электронного захвата. Именно при облучении нуклида  $(A, Z)$  моноэнергетическими электронами возможен процесс

$$(A, Z) + e \rightarrow (A, Z-1) + \nu + \beta^-, \quad (6)$$

т.е. процесс образования радиоактивного конечного нуклида, копнтившего  $\beta^-$ -распад. Как показали расчеты /9/, используя зависимость числа полученных дочерних радионуклидов от энергии падающих электронов в области порога реакции, можно получить информацию о  $m_\nu$ . Анализ реальных условий не дает никаких надежд на решение задачи таким методом.

## 2. Изучение вероятности электронного захвата

Выражение для вероятности захвата электрона с  $i$ -й (под)оболочки атома для разрешенного перехода имеет вид (см., например, /10/)

$$\lambda_i = \frac{G^2}{4\pi^2} |M\mathcal{E}|^2 n_i \beta_i^2 \Phi_i, \quad (7)$$

где  $G$  — константа слабого взаимодействия,  $|M\mathcal{E}|$  — ядерный матричный элемент,  $n_i$  — коэффициент заполнения оболочки,  $\beta_i^2$  — квадрат большой компоненты радиальной волновой функции захватываемого электрона,  $B_i$  — коэффициент, учитывающий эффекты перекрытия и обмена,  $\Phi_i$  — фазовый множитель, непосредственно зависящий от массы нейтрино:

$$\Phi_i = E_1^2 [1 - (m_\nu c^2 / E_1)^2]^{1/2}. \quad (8)$$

Полная энергия нейтрино  $E_1$  выражается, согласно (4), через величину энергии распада  $Q$ , которая может быть взята из таблицы масс /11/ или найдена из подходящей ядерной реакции, энергии возбуждения  $E^*$ , обычно известной из схемы распада, и энергии связи  $\varepsilon_1$ , для которой существуют достаточно полные компиляции (см., например, /12/).

Сам факт существования ветви распада (7) дает ограничение на массу нейтрино:

$$m_\nu c^2 < Q - E^* - \varepsilon_1, \quad (9)$$

что следует из вида фазового множителя (8). Уточнение оценки  $m_\nu$

может быть достигнуто, если измерить значение  $\lambda_i$  и найти  $|M_{\beta}|$ , например, из систематики величин  $f_{\beta}$  для соседних ядер. Величины  $\beta_i$  и  $V_i$  неоднократно рассчитывались - широко используются таблицы /13/. Величины  $n_i$  обычно равны 1.

Обозначая

$$\varphi_i = 4\pi^2 \lambda_i / G^2 |M_{\beta}|^2 \beta_i^2 V_i, \quad (I0)$$

получим

$$m_{\nu} c^2 = E_i [1 - \varphi_i^2 / E_i^4]^{1/2}. \quad (II)$$

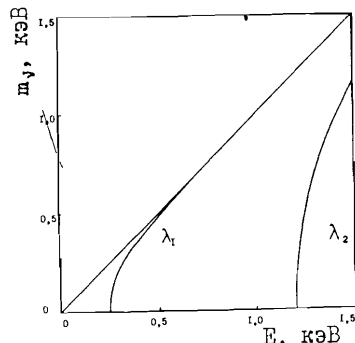


Рис. I. Связь между  $m_{\nu}$  и  $E_i$ .

$$1 - \varphi_i = 0,0625 \text{ кэВ}^2, \\ 2 - \varphi_i = 1,5 \text{ кэВ}^2.$$

Как видно из рис. I, эта функция обращается в нуль при  $E_i = \varphi_i^{1/2}$  и быстро приближается к асимптотической прямой  $m_{\nu} c^2 = E_i$  с ростом  $E_i$ . Иными словами, уточнение оценки в области малых значений  $m_{\nu}$  сопряжено с очень высокими требованиями к точности определения  $E_i$  и  $\varphi_i$ . Отсюда очевидна необходимость поиска ветвей распада с минимальными значениями  $E_i$  и, соответственно,  $\varphi_i$ .

Естественно, что для оценок  $m_{\nu}$  можно также измерять отношение вероятностей захвата с различных (под)оболочек. Этот подход имеет то достоинство, что отпадает необходимость в оценке ядерного матричного элемента.

Заметим, что на практике обычно приходится иметь дело с суммой вероятностей захвата на отдельные под-оболочки. Это не меняет принципиальной картины, но настолько усложняет аналитические формулы, что предпочтительнее становится численный анализ соотношений между  $m_{\nu}$  и  $Q$  при тех или иных характеристиках процесса.

## 2. I. Распад на основное состояние ( $^{163}\text{Ho}$ )

Как следует из таблиц /14/, простейшую схему распада с минимальным  $Q$  имеет нуклид  $^{163}\text{Ho}$ . К началу исследований существовала оценка  $Q = 2,6 \pm 2,1$  кэВ /15/, откуда следовало, что  $^{163}\text{Ho}$  может испытывать захват электронов с M- и более высоких оболочек.

Поскольку  $E_{M_1} = 2047$  эВ /12/, то минимальная энергия нейтрино  $E_{\nu} \sim 500$  эВ, тогда как для других нуклидов эта оценка в 10-100 раз выше.

Однако указанное значение  $Q$  плохо согласовывалось с величиной  $T_{1/2}(^{163}\text{Ho}) = 33 \pm 23$  года, известной к тому времени /16/. Поэтому на первом этапе значительные усилия были посвящены уточнению характеристик распада. Исследованиями  $^{163}\text{Ho}$  занимались несколько групп в США /17-20/, ЦЕРНе /21, 22/ и Японии /23-26/.

Таблица I. Эксперименты по изучению распада  $^{163}\text{Ho}$ .

получения	Методы		Измеряемая величина	Литература
	выделения	оценки числа атомов		
$^{162}\text{Er}(n, \beta)$ , $^{163}\text{Er}(EC)$ , $^{163}\text{Ho}$	Радиохимич. масс-сепарация	-	X-спектр $\lambda_M/\lambda_m$	17
		изотоп. разобавления	$T_{1/2}$	19
				18
Ta(сп) $^{163}\text{Ho}$ $E_p = 600$ МэВ	масс-сепарация радиохимич.	цилиндр Фарадея $\alpha$ -рассеяние	$T_{1/2}^M$	21
$^{162}\text{Er}(n, \beta)$ , $^{163}\text{Er}(EC)$ , $^{163}\text{Ho}$	радиохимич.	(имплантация)	$\lambda_n/\lambda_m, T_{1/2}^M$	22
$^{164}\text{Dy}(p, 2n)$ , $^{163}\text{Ho}$ $E_p = 20$ МэВ	радиохимич.	X-излучение под действием протонов	X-спектр, $T_{1/2}^M$	23
			$\lambda_{M_1}, \lambda_{M_2}$	24-26
		изотоп. разобавление	$T_{1/2}$	25, 26

Как видно из таблицы I, для получения  $^{163}\text{Ho}$  использовались различные методы - от облучения мишени из обогащенного  $^{162}\text{Er}$  на высокопоточном реакторе до использования установки ISOLDE в реакции глубокого расщепления Ta. Очистка полученной активности велась радиохимическими методами, по преимуществу ионно-обменной хроматографией; использовалась также масс-сепарация. Количество получаемых атомов  $^{163}\text{Ho}$  составляло примерно  $10^{16}-10^{18}$ .

Для определения числа атомов  $^{163}\text{Ho}$  в исследуемых образцах было применено несколько интересных методик. Так, в эксперименте /21/ состав поверхности образца был изучен по кинематическим потерям энергии при упругом рассеянии  $\alpha$ -частиц ( $E_{\alpha} = 3,5$  МэВ) на большие углы. Полученное значение  $5,0 \cdot 10^{13}$  атомов  $^{163}\text{Ho}$  хорошо согласовывалось со значением  $4,5 \cdot 10^{13}$  атомов, найденным из сравнения активностей с другим образцом, число атомов в котором было определено более традиционным образом (полное число атомов фракции с  $A = 163$  находилось с помощью цилиндра Фарадея, а взятая для изготовления коточкика доля, выход радиохимических процедур и т.п. контролировалось с помощью радиоактивных маркеров). В эксперименте /23/ на пучке протонов в идентичных условиях облучалась гольмиевая фольга известной массы и один из

вспомогательных источников  $^{163}\text{Ho}$ , M-рентгеновский спектр которого был ранее измерен, и наблюдались K-рентгеновские спектры Ho. Число атомов  $^{163}\text{Ho}$  в основном источнике находилось по отношению интенсивностей  $K_{\alpha}$ -линий в этих спектрах (рис.2) и относительной интенсивности M-спектров основного и вспомогательного источников.

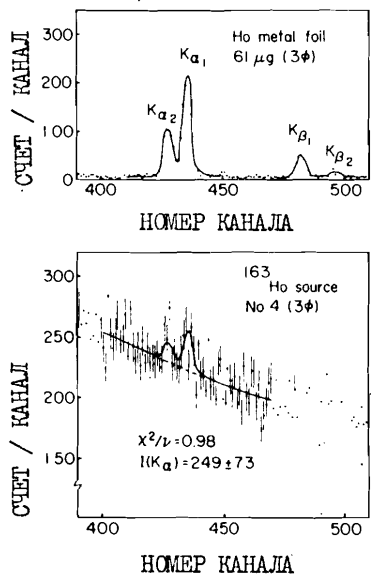


Рис.2. Рентгеновские спектры, возбужденные протонами с энергией 38 МэВ.

а) Спектр рентгеновского излучения

Спектр X-лучей был измерен в самой первой работе /17/ рассматриваемого цикла с помощью Si(Li)-детектора диаметром 4 мм, толщиной чувствительного слоя 3 мм и с входным окном из Be толщиной 7 мкм; энергетическое разрешение детектора в исследуемой области энергий составляло 140 эВ. Энергии и площади линий находились фитированием спектра в виде пяти перекрывающихся гауссианов. В наиболее интенсивном пике  $M_{\alpha} + M_{\beta}$  оказалось  $2295 \pm 106$  импульсов, а поправка на поглощение в Be

составила  $0,59 \pm 0,10$  (сравнительно большая погрешность была обусловлена неточным знанием геометрии).

Впоследствии /23/ спектр X-лучей был измерен с большей статистикой и более точным введением поправок; измерения производились в вакууме (рис.3) и на воздухе с помощью Si(Li)-детектора с окном из Be толщиной 7,6 мкм, чувствительной поверхностью  $(10,5 \pm 0,6) \text{ мм}^2$  и толщиной 4,28 мм. В пике  $M_{\alpha} + M_{\beta}$  было набрано  $76468 \pm 1830$  импульсов, а поправка с учетом поглощения в Be и слое Au, самопоглощения в образце и т.д. составила  $0,549 \pm 0,018$ .

В таблице 2 указаны рентгеновские переходы, дающие наибольший вклад в наблюдаемые пики, энергии пиков (и их полуширины для работы /23/), а также для удобства сравнения нормированные относительные интенсивности после введения поправок на поглощение. В целом результаты согласуются удовлетворительно; исключение составляют относительные интенсивности самой жесткой линии  $M_{10,2,3}$ .

Таблица 2. Рентгеновский спектр  $^{163}\text{Ho}$ .

Переход	Энергия, кэВ		R, эВ	Относительная интенсивность	
	/17/	/23/		/17/	/23/
$M_{4,2}N_{5,3}(\xi)$	1,02	0,993(13)	118	15(7)	12(2)
$M_{5,0,3}(\delta)$ $M_{5,6,7}$ $M_{4,2,3}(\beta)$ $M_{4,6}$	1,34	1,309(12)	131	100(18)	100(4)
$M_{3,4,5}(\zeta)$	1,56	1,502(15)	127	19(2)	16(1)
$M_{2,4}$ $M_{2,2,3}$	1,75	1,703(12)	149	25(2)	22(1)
$M_{1,2,3}$	2,03	2,010(12)	119	4,3(6)	2,8(2)

б) Определение величин  $\lambda_{M_1}$  и  $\lambda_{M_2}$

Полученные экспериментальные интенсивности M-линий авторы работы /17/ сравнили с теоретическими интенсивностями мультиплетов, рассчитанными в предположении, что захватывается электрон только с уровня  $M_1$ , образующаяся вакансия "всплывает" на уровень  $M_1$  путем одного или нескольких переходов Костера-Кронинга и затем заполняется радиационным переходом с более высоких уровней. Отношения экспериментальных интенсивностей к суммам теоретических значений по не разрешаемым прибором переходам, нормированные на I для  $M_{\gamma}$ , были близки к I в пределах  $\sim 25\%$ , за исключением линии  $M_{\alpha,\beta}$ , на интенсивности которой могли сказаться химические эффекты. Однако отношения интенсивностей линий 2,03 и 1,75 кэВ обнаружили серьезное разногласие с расчетами, которое усугубилось бы при учете захвата на уровень  $M_2$ .

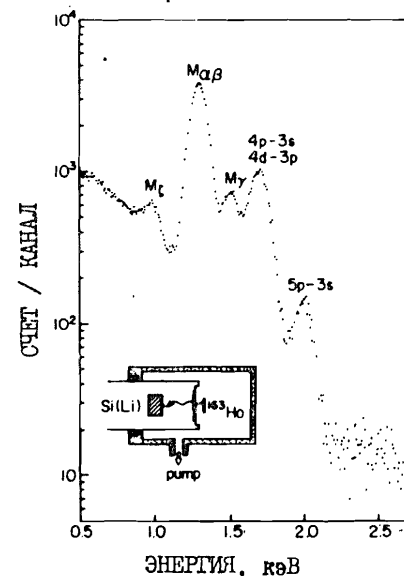


Рис.3. Спектр M-X-излучения  $^{163}\text{Ho}$ .

Поэтому авторы предложили найти  $\lambda_{M_1}/\lambda_{M_2}$  из измерений рентгеновского спектра Dy, образующегося при известном распределении вакансий на  $M_1$ - и  $M_2$ -уровнях под действием монохроматического синхротронного излучения.

Эксперимент, идея которого близка к высказанной, был поставлен японской группой [24-26]. Именно, облучая Dy монохроматическим пучком фотонов с соответствующим образом подобранной энергией, можно наблюдать рентгеновские спектры, возникающие при вакансиях только на  $M_5$ -уровне либо на  $M_5$ - и  $M_4$ -уровнях и т.д. Из подобных данных, зная сечение фотоионизации отдельных оболочек при разных энергиях фотонов, можно определить  $S_{M_i}(E)$ -рентгеновские спектры, возникающие при наличии одной вакансии на  $M_1$ -уровне. Тогда  $M$ -рентгеновский спектр при распаде  $^{163}\text{Ho}$  (в расчете на 1 атом) можно выразить в виде

$$S(E) = \lambda_{M_1} S_{M_1}(E) + \lambda_{M_2} S_{M_2}(E), \quad (I2)$$

что открывает путь для определения парциальных вероятностей  $M_1$ - и  $M_2$ -захвата.

Эксперимент был поставлен на пучке фотонов электронного накопительного кольца КЕК на энергию 2,5 ГэВ. Для монохроматизации пучка фотонов использовалось двойное отражение от кристаллов Be или InSb (рис.4). Энергии фотонов составляли  $E_e = 1314$  эВ,  $E_d = 1504$  эВ,  $E_c = 1758$  эВ,  $E_b = 1944$  эВ,  $E_a = 2250$  эВ, а энергетическая ширина пучков - несколько эВ. Для иллюстрации на рис.5 приведен спектр  $S_{E_e}$ .

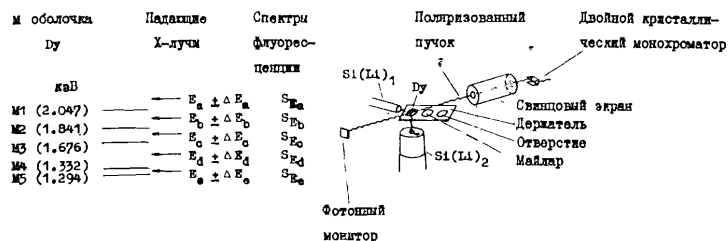


Рис.4. Схема эксперимента по определению спектров  $S_{M_i}(E)$ . Слева приведена диаграмма энергий M-уровней.

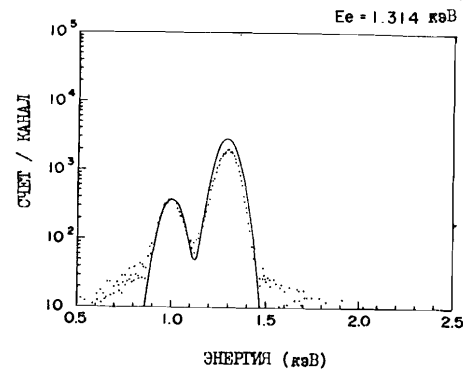


Рис.5. Рентгеновский спектр диспрозия при вакансии  $M_5$ -подоболочки. Сплошная кривая - расчетный спектр  $S_{M_5}(E)$ .

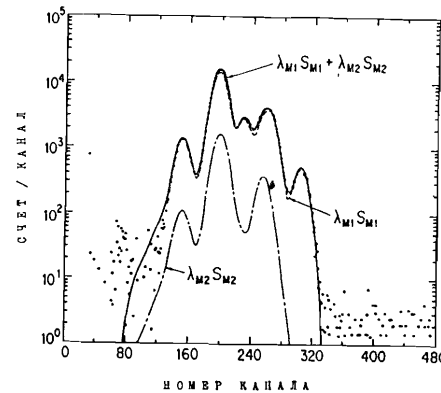


Рис.6. MX-спектр  $^{163}\text{Ho}$ . Кривые - результат подгонки при заданных  $S_{M_1}(E)$  и  $S_{M_2}(E)$ .

Поскольку надежные данные о сечениях фотоионизации отсутствуют (в октябре 1985 г. группа сообщила, что приступила к измерению таких сечений), для предварительной обработки были использованы теоретические спектры  $S_{M_i}(E)$ , по выражению авторов, "слегка модифицированные для получения наилучшего согласия со спектром  $S_{M_5}(E)$  и рентгеновским спектром гольмия". При этом авторы нашли [26] (см. рис.6)

$$\lambda_{M_1} = (0,9740 \pm 0,0041) \cdot 10^{-12} \text{ с}^1, \quad (I3)$$

$$\lambda_{M_2} = (0,0806 \pm 0,0057) \cdot 10^{-12} \text{ с}^1, \quad (I4)$$

Заметим, что ранее [24,25] для этих величин указывались значения  $(0,6494 \pm 0,1919) \cdot 10^{-12} \text{ с}^1$  и  $(0,0666 \pm 0,0197) \cdot 10^{-12} \text{ с}^1$ , соответственно.

Отметим также, что из данных [17] была получена [20] оценка

$$\lambda_{M_1} / \lambda = 0,14 \pm 0,01. \quad (I5)$$

в) Парциальный период полураспада  $T_{1/2}^M$

В эксперименте [21] было изготовлено два источника с известным числом атомов на разных подложках (Be и Ta). Их удельные активности, измеренные по счету M-ске-

электронов в многопроволочной пропорциональной камере, оказались близкими, что свидетельствовало о малости поправок на обратное рассеяние и самопоглощение. Кроме того, один из источников (на Be-подложке)

размещался в проточном газовом пропорциональном счетчике, где также определялась скорость счета M-оже-электронов. Закрыв источник майларовой пленкой толщиной 2 мкм для поглощения оже-электронов и наполнив счетчик смесью Ar - CH<sub>4</sub>, авторы наблюдали M<sub>α,β</sub>-рентгеновское излучение с энергией около 1,3 кэВ, в согласии с результатами /17/, а скорость счета после введения поправок на поглощение в майларе и выход флуоресценции (0,98% согласно данным /13/) оказалась близкой к таковой для оже-электронов (27,4 и 32,4 имп./с соответственно). В целом авторы для представления своих результатов остановились на значении

$$T_{I/2}^M = (4,0 \pm 1,2) \cdot 10^4 \text{ лет.} \quad (16)$$

Впоследствии /22/, проведя имплантацию <sup>163</sup>No в Si(Li)-детектор и мониторируя при этом пучок <sup>163</sup>No, эта группа нашла

$$T_{I/2}^M = (3,0 \pm 0,6) \cdot 10^4 \text{ лет.} \quad (17)$$

Японская группа /23/ для определения T<sub>I/2</sub><sup>M</sup> воспользовалась данными о M-рентгеновском спектре (см. а)). Тщательно введя все поправки и учтя число атомов <sup>163</sup>No, авторы нашли, что полная интенсивность M-лучей составляет (4,7 ± 1,5) · 10<sup>-15</sup> фотонов/атом. В сочетании с выходом флуоресценции 0,98% это ведет к значению

$$T_{I/2}^M = (4,5 \pm 1,5) \cdot 10^4 \text{ лет.} \quad (18)$$

Заметим, что приведенные выше данные (13), (14) соответствуют

$$T_{I/2}^M = (2,083 \pm 0,013) \cdot 10^4 \text{ лет.}$$

г) Отношение  $\lambda_N / \lambda_M$

В качестве проверки принципиальной возможности использования спектрометрии полного поглощения ("калориметрии") группа ЦЕРН /22/ провела имплантацию <sup>163</sup>No в Si(Li)-детектор. Имплантация при напряжении 600 кВ проводилась вдоль оси кристалла, т.е. с использованием каналирования, что позволило снизить концентрацию гольмия и уровень радиационных повреждений. Затем Si(Li) отжигался при 300°C в течение получаса и работал при температуре жидкого азота.

Измеренный спектр свидетельствовал об очень несовершенном собирании заряда, но после ряда специальных процедур собирание улучшилось, хотя и не стало полным. Разрешение на M-линии составило ~ 380 эВ (при генераторной ширине 90 эВ) и постепенно ухудшалось со временем. Полученные данные позволяли дать величину

$$\lambda_N / \lambda_M = 2,4 \pm 0,3. \quad (19)$$

Авторы /19/ провели аналогичный "калориметрический" эксперимент по внутреннему счету с помощью нагреваемого газового пропорционального счетчика (наполнение 90% Ar - 10% CH<sub>4</sub>, рабочая температура 200°C, активный объем с диаметром 5,1 см и длиной 20 см). Внутри счетчика вводилось около 100 нг <sup>163</sup>No в форме сложного органического соединения, имеющего малую плотность паров при 200°C. Было получено отчетливое разделение пиков, соответствующих M- и N-захвату (рис.7),

и найдено значение

$$\lambda_N / \lambda_M = 3,86 \pm 0,12. \quad (20)$$

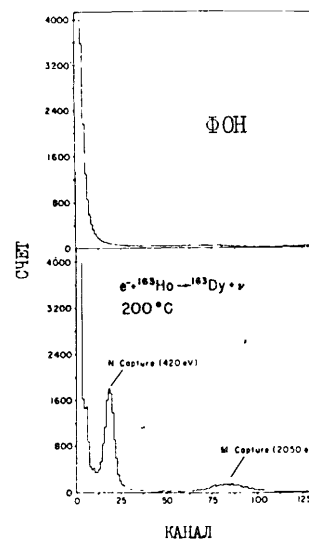


Рис.7. Спектр источника <sup>163</sup>No, размещенного внутри газового пропорционального счетчика.

д) Энергия распада <sup>163</sup>No

Как упоминалось выше, из систематики масс ядер /15/ к началу рассматриваемого цикла исследований по <sup>163</sup>No имелась оценка Q = 2,6 ± 2,1 кэВ. Из факта наблюдения линии M<sub>T</sub>O<sub>2,3</sub> в рентгеновском спектре (см. раздел а)) вытекало /17/, что Q больше энергии связи M<sub>T</sub>-электронов (2047 эВ).

Для независимого определения величины Q группа ЦЕРН /21/ обратилась к ядерным реакциям. Непосредственную связь между ядрами дает реакция <sup>163</sup>Dy (<sup>3</sup>He, <sup>3</sup>H) <sup>163</sup>No, но, к сожалению, ее сечение крайне мало. Поэтому была использована ступенчатая реакция <sup>163</sup>Dy (<sup>3</sup>He, d) <sup>162</sup>Dy (<sup>3</sup>He, d) <sup>163</sup>No, причем применялись однократно заряженные ионы <sup>3</sup>He, что позволило иметь близкую калибровочную линию для тритонов. Эксперименты на тандем-ускорителе института Нильса Бора с помощью многоугольного магнитного спектрометра привели к значению

$$Q = (2,3 \pm 1,0) \text{ кэВ}, \quad (21)$$

причем статистическая погрешность составляла 0,3 кэВ.

Последние таблицы масс /11/ с учетом полученного значения дают

$$Q = (2,8 \pm 0,6) \text{ кэВ}. \quad (22)$$

е) Полный период полураспада  $T_{I/2}$

Полный период полураспада  $^{163}\text{Ho}$  был найден в эксперименте /18/, в котором очень тщательно с помощью масс-спектрометра определялась скорость нарастания стабильного  $^{163}\text{Dy}$ . Идея метода состояла в следующем. Содержание  $^{163}\text{Ho}$  в материнской фракции, очищенной от продуктов распада методами ионно-обменной хроматографии, определялось путем изотопного разбавления. К материнской фракции добавлялось известное количество  $^{164}\text{Dy}$ , чтобы избежать трудностей определения химического выхода диспрозия при разделении. Из материнской фракции отбирались 4 аликвоты (в интервале времени от 15 до 132 дней), и диспрозиевая фракция выделялась на хроматографической колонке; при этом ожидалось нарастание  $^{163}\text{Dy}$  в количестве от 3 до 9 нг. Измерялась скорость роста отношения  $^{163}\text{Dy}/^{164}\text{Dy}$  (см. рис.8), что в комбинации с отношением  $^{164}\text{Dy}/^{163}\text{Ho}$  в исходной материнской фракции дало

$$T_{I/2} = (4570 \pm 50) \text{ лет } (95\% \text{ CL}). \quad (23)$$

Погрешность этого значения определяется, главным образом, неточностью в отношении  $^{164}\text{Dy}/^{163}\text{Ho}$ .

Впоследствии японская группа /25,26/ также определила  $T_{I/2}$  этим же методом и нашла

$$T_{I/2} = (4569 \pm 40) \text{ лет } (95\% \text{ CL}), \quad (24)$$

что находится в очень (и даже удивительно) хорошем согласии с (23).

Отметим, что эти значения почти в 140 раз превышают приводившуюся ранее величину  $T_{I/2} \approx 33$  года.

ж) Некоторые итоги изучения распада  $^{163}\text{Ho}$

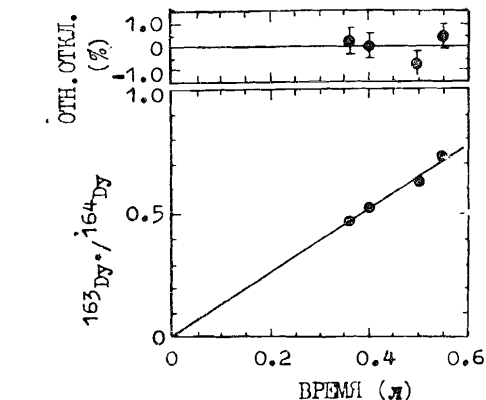


Рис.8. Скорость нарастания  $^{163}\text{Dy}$  в источнике  $^{163}\text{Ho}$ . Вверху показано относительное отклонение от линии регрессии.

Для проверки совместности полученных экспериментальных данных и для получения оценки  $m_\nu$  в ряде случаев необходимо оценить значение  $|M \Delta|$ . Это можно сделать из систематики значений  $ft$ , поскольку, как известно,

$$ft = f_1 t_1 = 2\pi^3 \ln 2 / G^2 |M \Delta|^2. \quad (25)$$

Электронный захват в  $^{163}\text{Ho}$  относится к сравнительно небольшой группе  $\beta$ -переходов в распаде сильнодеформированных ядер, которые согласно модели Бора-Моттельсона имеют идентичные асимптотические квантовые характеристики  $[N n_\pi \Lambda]$  и отличаются лишь проекцией полного углового момента на ось симметрии ядра ( $K^\pi$ ); в данном случае речь идет о переходе  $p7/2^- [523] \rightarrow n5/2^- [523]$ .

Подобные переходы отличаются относительно высокими вероятностями, значения которых пропорциональны одночастичному матричному элементу. Модельные представления исходят из постоянства последнего, а возможные локальные вариации величин  $ft$  связываются с особенностями начального и конечного состояний конкретного ядра, т.е. с влиянием спин-орбитального взаимодействия, парных корреляций, деформации и т.д. Учет этих эффектов труден и далеко не всегда однозначен.

В работе /21/ было высказано предположение о доминирующем влиянии парных корреляций на абсолютную величину матричного элемента в распадах изотопов Ho и соответственно была введена поправка

$$C = (ft)_{163} / (ft)_{161} = 1,435, \quad (26)$$

причем  $\lg(ft)_{161} \approx 4,9^{14/}$ .

Однако в работе /18/ на основании анализа величин  $ft$  в распадах  $^{157}, ^{159}, ^{161}\text{Ho}$  и сечений возбуждения состояний  $5/2^- [523]$  в реакции прямой передачи нуклона на изотопах Dy было высказано утверждение о постоянстве  $ft$  (т.е.  $C = 1$ ). Это представляется более правдоподобным, так как анализ и других случаев  $\beta$ -переходов  $7/2^- [523] \rightarrow 5/2^- [523]$  не обнаруживает четкой корреляции между значениями  $ft$  и парных поправок.

Влияние поправки  $C$  сводится к изменению константы  $\Psi_1(I0)$ , т.е. к сдвигу кривой (II) вдоль оси  $Q$ , причем увеличению  $\lg ft$  соответствуют большие значения  $Q_0$  ( $\equiv Q$  при  $m_\nu = 0$ ). Для иллюстрации на рис.9 приведены связи между  $m_\nu$  и  $Q$  (в том числе и независимые от  $|M \Delta|$ ) для ряда экспериментальных значений параметров распада  $^{163}\text{Ho}$ .

Отметим, что значение  $\lambda_N / \lambda_M$  (19) говорит о необходимости введения поправки  $C$  (26), при которой  $\lg ft \approx 5,05$ , тогда как более точное значение  $\lambda_N / \lambda_M$  (20) соответствует заметно меньшей поправке  $C \approx 1,1$ , при которой  $\lg ft \approx 4,94$ . С другой стороны, совместный анализ величин  $\lambda_{M_1}$  (13),  $\lambda_{M_2}$  (14) и  $T_{I/2}$  (24) привел /26/ к выводу, что  $\lg ft = 4,98 \pm 0,01$ . Однако, как видно из рис.9, при этом кривая  $m_\nu = f(Q)$  для  $\lambda_{M_1}$  (13) сдвигается вправо и не согласуется с аналогичной кривой для  $\lambda_N / \lambda_M$  (20). В то же время данные по  $\lambda_{M_1} / \lambda_{M_2}$ , которые можно получить из (13) и (14), не противоречат (20). Таким образом, представляется желательным дальнейшее уточнение экспериментальных данных с точки зрения их совместности.



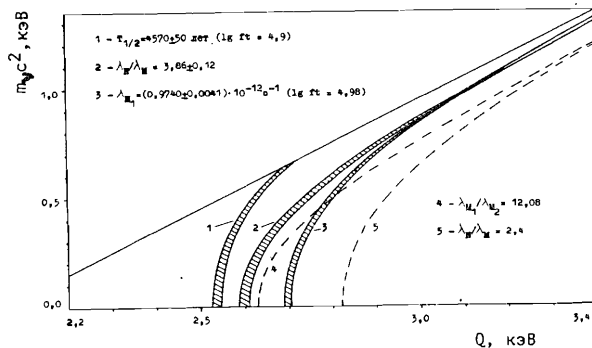


Рис.9. Допустимые значения  $m_{\gamma}$  в зависимости от  $Q$  (в интервале (2,8±0,6)кэВ) для некоторых экспериментальных характеристик распада  $^{163}\text{Ho}$ .

Зависимости  $m_{\gamma} = f(Q)$  имеют сходную форму, отличаясь, главным образом, уравнением асимптотической прямой. Для оценки  $m_{\gamma}$  они могут быть использованы тройным образом. Во-первых, располагая оценкой  $Q$  (22), можно найти верхний предел для  $m_{\gamma}$  из любой подобной зависимости. Явно недостаточная точность определения  $Q$  приводит к тому, что этот предел составляет 1,25-1,3 кэВ /21,23/ и фактически мало чем отличается от простой оценки (9). Во-вторых, верхняя граница для  $m_{\gamma}$  соответствует пересечению кривой для  $T_{1/2}$  с прямой  $m_{\gamma} = Q - \varepsilon_{M_1}$ . При  $C = 1$  этот предел составит  $\sim 700$  эВ, но введение поправки сдвигает это значение выше, к  $\sim 1,25$  кэВ при  $C = 1,435$  (26). Наконец, из совместности данных по  $\lambda_{M_1}$  и  $\lambda_{M_2}$  была получена оценка

$$m_{\gamma} c^2 < 550 \text{ эВ}, \quad (27)$$

которая слабо зависит от величины  $\lg ft$ . Аналогичную оценку можно получить и из анализа совместности данных с  $\lambda_{N} / \lambda_{M}$  (20) и  $\lambda_{M_1} / \lambda_{M_2}$ . Отсутствие сведений о коррелированности величин  $\lambda_{M_1}$ ,  $\lambda_{M_2}$  затрудняет оценку погрешности значения  $\lambda_{M_1} / \lambda_{M_2}$  и получение более точной границы.

Отметим также, что зависимости  $m_{\gamma} = f(Q)$  могут быть использованы для определения  $Q_0$  - энергии распада в предположении  $m_{\gamma} = 0$ . Наиболее точное значение получается из зависимости для  $\lambda_{N} / \lambda_{M}$  и составляет /19/

$$Q_0 = (2600 \pm 30) \text{ эВ}. \quad (28)$$

Все другие оценки  $Q_0$  также лежат в интервале значений  $Q$  (21), (22) и не дают, таким образом, оснований для того, чтобы отвергнуть гипотезу  $m_{\gamma} = 0$ .

## 2.2. Распад на возбужденные состояния ( $^{158}\text{Tb}$ )

Ввиду отсутствия удобных кандидатов с простейшими схемами распада и малыми значениями  $Q$ , представляет интерес поиск низкоэнергетических ветвей, например, К-захвата на возбужденные состояния ядер. Заметим, что здесь экспериментальные трудности возрастают, так как требуется надежное выделение очень слабой ветви распада на интенсивном фоне конкурирующих процессов.

Оценки  $m_{\gamma}$  при известном  $Q$ , либо совместные оценки  $m_{\gamma}$  и  $Q$ , либо оценки  $Q$  в предположении  $m_{\gamma} = 0$  могут быть проведены аналогично тому, как это было описано ранее, на основании таких характеристик распада, как относительная вероятность К-захвата на данный уровень

$$P_K(E^*) = \lambda_K(E^*) / \lambda(E^*) \quad (29)$$

либо отношение

$$R = P_K(E_1^*) / P_K(E_2^*). \quad (30)$$

В эксперименте обычно удобнее определять величины  $R$ , поскольку в большинстве случаев выполняется соотношение

$$R \approx Y(\beta_1) / Y(\beta_2) = (C_{KX, \beta_1} / S_{\beta_1}) / (C_{KX, \beta_2} / S_{\beta_2}), \quad (31)$$

где  $C_{KX, \beta}$  - интенсивность КХ- $\beta$ -совпадений;  $Y$  - интенсивность  $\beta$ -квантов в одиночном спектре, снятом в той же геометрии, что и спектр совпадений. Величина  $R$  не зависит от эффективностей, геометрии и т.п. Впрочем, при сложной схеме распада в ряде случаев может потребоваться учет суммирования каскадных излучений.

Современные методы изучения совпадений базируются, в основном, на записи полной трехмерной матрицы совпадений (амплитуды импульсов в обоих детекторах и время между ними), накопленной на протяжении всего эксперимента. Последующая сортировка полученной матрицы при соответствующей постановке "окон" на временной оси и одной из энергетических осей позволяет найти вклады, обусловленные случайными и фоновыми совпадениями, и тем самым оценить разностный спектр, обусловленный истинными совпадениями  $C_{KX, \beta}$ .

Распад нуклида  $^{158}\text{Tb}$  был ранее довольно полно изучен в работе /27/, в которой была предложена общепринятая сейчас /14/ схема распада (рис.10). Возобновление интереса к этому нуклиду было связано с сообщением Рагхавана /28/ о существовании ветви К-захвата на уровень

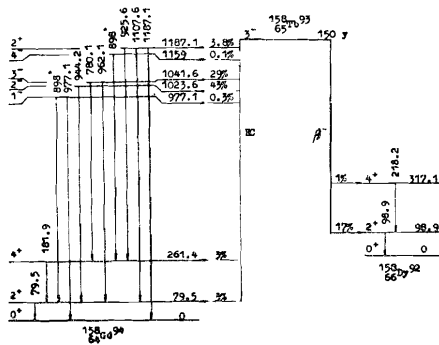


Рис.10. Схема распада  $I^{58}Tb$ .

$I^{187}Kb$  с очень малым значением  $E_K = 156 \pm 17$  эВ. Это делало  $I^{58}Tb$  наиболее перспективным кандидатом для получения оценки  $\mu$ , но противоречило систематике масс ядер  $I^{15}$ , согласно которой для существования подобной ветви не хватало  $\sim 20$  кэВ.

В связи с этим было выполнено довольно много работ, посвященных как оценке  $P_K(I^{187})$  и  $Q_{EC}$  методами  $X\gamma$ -совпадений

так и оценке  $Q_{EC}$  независи-

мыми методами  $/32-36/$ . Здесь мы остановимся по преимуществу на работах первой группы.

- а) Относительная вероятность К-захвата на уровень  $I^{187}Kb$   
Основные характеристики экспериментов приведены в таблице 3.

Таблица 3. Эксперименты по изучению распада  $I^{58}Tb$ .

Активность мкКи	Накопление данных	Фильтр	Временное окно, нс	Длительность измерений	Литература
0,4	3 окна, режекция	Al-Cu-Ta-Cu	108 (2τ) 27 (2τ)	51 дн 38 дн	/28/
0,62	матрица	Al-Cu-Cd-Ta-Cd-Cu-Al	12 (2τ)	21 дн	/29/
0,43	матрица, режекция	Al-Cu-Cd-Ta-Cd-Cu-Al	60 (I/I0)	30 дн 10 дн 15 дн	/30/
0,2	матрица, режекция	Al-Cu-Ti-Ta-Ti-Cu-Al	50 (I/I0)	500 час 200 час	/31/

Радиоактивные источники  $I^{58}Tb$  во всех работах были получены с помощью реакции двойного захвата нейтронов  $I^{56}Dy(n,\gamma)I^{57}Dy(33)$   $I^{57}Tb(n,\gamma)I^{58}Tb$  с последующей химической очисткой и масс-сепарацией. Исключением является работа  $/28/$ , где масс-сепарация не производилась, так что источник содержал еще примерно такую же активность  $I^{57}Tb$ . В этой работе не велась также регистрация полной матрицы совпадений.

Для регистрации рентгеновского излучения использовались планарные  $NaGe$  - или  $Ge(Li)$  - детекторы, а для регистрации  $\gamma$ -излучения - коаксиальные  $NaGe$  - детекторы. Размеры детекторов указаны не во всех работах; для коаксиальных детекторов даны объемы  $70 \text{ см}^3 /29/$  и  $100 \text{ см}^3 /30/$ , а для планарных детекторов -  $200 \text{ мм}^2 \times 5 \text{ мм} /29/$  и  $500 \text{ мм}^2 \times 10 \text{ мм} /31/$ .

Для поглощения  $I^{187}Kb$  излучения перед X-детектором обычно ставился Al-фильтр. Лишь в работе  $/31/$  регистрировались не только  $KX\gamma$ , но и  $I^{187}Kb$ -совпадения. Перед  $\gamma$ -детектором ставились слоистые фильтры (см. табл.3) для полного поглощения  $\gamma 79$  кэВ, во избежание суммирования с  $\gamma 1107$  кэВ и имитации совпадений  $KX\gamma I^{187}Kb$ .

Ширина временного окна, использовавшаяся для выделения истинных совпадений, также указана в таблице 3; она бралась равной либо разрешающему времени  $2\tau$ , либо ширине временной кривой на  $1/10$  высоты. При определении случайных совпадений брались окна и большей ширины.

Далее в таблице 3 указана длительность измерений совпадений  $KX\gamma I^{187}Kb$ . В тех случаях, когда приведено несколько значений, измерения проводились с различными детекторами.

Результаты, полученные в экспериментах, сведены в таблице 4.

Таблица 4. Относительные вероятности К-захвата на уровень  $I^{187}Kb$ .

Измеряемая величина	$P_K(I^{187})$ , $10^{-5}$	Литература
$Y(I^{187})/Y(1023\Sigma) = P_K(I^{187})/P_K(1023) = (91 \pm 20) \cdot 10^{-6}$	$7(1,5)$	/28/
$Y(I^{187})/Y(1023\Sigma) = P_K(I^{187})/P_K(1023) < 25 \cdot 10^{-6} (90\% \text{ CL})$	< 2	/29/
$Y(I^{187})/Y(977) = P_K(I^{187})/P_K(977) = (-9,48) \cdot 10^{-6}$	< 4	/30/
$Y(I^{187})/Y(1108) = P_K(I^{187}) / (d_{K}^{79} / (1 + d_{K}^{79}))$	$(\leq 2)$	/31/
$P_K(I^{187}) < 52 \cdot 10^{-6}$		

Величина  $P_K(I^{187})$  лишь в опыте Рагхавана  $/28/$  оказалась значимо отличной от нуля; во всех остальных экспериментах полученные данные согласовались с предположением  $P_K(I^{187})=0$  и давали отрицательные точечные оценки. Так, в опытах Бруданина и др.  $/29/$  одна из оценок была  $Y(I^{187}) = (-18 \pm 10) \cdot 10^{-6}$ , а в опытах Динклате и др.  $/31/$  было найдено  $C_{KX, I^{187}Kb} = -4,2 \pm 6,0$ .

С целью получения величин, не зависящих от условий эксперимента, в работах  $/28, 29/$  значения  $Y(I^{187})$  относились к  $Y(1023\Sigma)$ , для нахождения которого эксперимент повторялся без сложного фильтра перед  $\gamma$ -детектором, а в работе  $/30/$  - к  $Y(977)$ . В работе  $/31/$  для этой

цели воспользовались  $\gamma$  (II08), что позволило сразу получить оценку  $P_K$  (II87), поскольку  $C_{KK, II08}$  можно считать целиком обусловленным конверсией перехода 79,5 кэВ.

Поскольку величины  $P_K$  (I023) и  $P_K$  (977) слабо зависят от  $Q_{EC}$ , полученные оценки могут быть легко пересчитаны к  $P_K$  (II87), что и сделано в последней колонке таблицы 4. Заметим, что в работе /31/ верхняя граница для  $P_K$  (II87) указана без учета полученной точечной оценки, что, по-видимому, излишне осторожно. Отметим также, что в работе /29/ верхняя граница  $C_{KK, II87}$  находилась иным способом, с привлечением критерия отношения правдоподобий.

Как видно из таблицы 4, полученные данные опровергают результат Рагхавана /28/, согласно которому величина  $E_K$  должна была бы составлять 156(I7) эВ при  $m_\nu = 0$ . Однако они не исключают еще меньшей величины  $P_K$  (II87) и, соответственно,  $E_K$ .

б) Разность масс  $I58_{Tb} - I58_{Gd}$

Поскольку граничное значение  $Q_{EC}$  для К-захвата на уровень II87 кэВ составляет около 1237 кэВ, в то время как согласно имевшейся систематике масс  $Q_{EC} = 1216,0(18)$  кэВ /15/, возможное существование совпадений КХ- $\gamma$  II87 говорит о необходимости проверки значения  $Q_{EC}$ .

С этой целью в опытах по КХ- $\gamma$ -совпадениям можно измерить величины  $\gamma$  (944),  $\gamma$  (962) и  $\gamma$  (I023 $\Sigma$ ) для переходов, разряжающих наиболее заселяемые при распаде  $I58_{Tb}$  состояния. Поскольку в наблюдаемые совпадения КХ-лучей с  $\gamma$  944 и  $\gamma$  962 дают вклад также совпадения  $\gamma$  с КХ-лучами от конверсии перехода 79 кэВ, целесообразно воспользоваться разностью  $\gamma$  (944) -  $\gamma$  (962). Тогда

$$f \cdot \frac{\gamma(944) - \gamma(962)}{\gamma(I023\Sigma)} = \frac{P_K(I023) - P_K(I041)}{P_K(I023)} \approx \frac{\Delta P_K}{P_K}, \quad (32)$$

где  $f$  - поправка, учитывающая суммирование каскадных излучений.

Полученные в экспериментах  $\Delta P_K/P_K$  и соответствующие оценки  $Q_{EC}$  приведены на рис. II. Учет поправки  $f$  проводился только в экспериментах /29/, что привело к увеличению  $\Delta P_K/P_K$  примерно на 7%. Результат работы /30/, в которой вместо  $\gamma$  (I023 $\Sigma$ ) использовалось  $\gamma$  (977), пересчитан к  $\Delta P_K/P_K$  с учетом отношения  $P_K(I023)/P_K(977) = 0,973$ .

Как видно из рис. II, измерение разности двух близких величин приводит к недостаточной точности данного метода определения  $Q_{EC}$ . При этом большую роль играет систематическая погрешность, связанная с методом определения площадей пиков /30/. В опытах /29/ для ее уменьшения использовались разные методы обработки, что позволило достичь полной точности, сопоставимой с /30/, при заметно меньшей суммарной

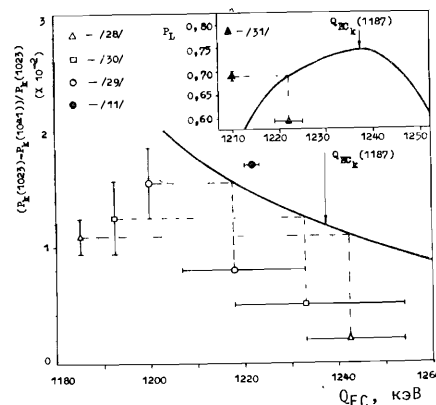


Рис. II. Оценки  $Q_{EC}$  ( $I58_{Tb} - I58_{Gd}$ ) из Х $\gamma$ -совпадений. Кривые - теоретические зависимости измеряемых величин от  $Q_{EC}$ .

роль при определении  $Q_{EC}$  ( $I58_{Tb} - I58_{Gd}$ ), Бурке /32/ нашел

$$Q_{EC} = (1217,6 \pm 4,3) \text{ кэВ}, \quad (35)$$

а впоследствии /33/ доказал отсутствие изомерного состояния с энергией около 20 кэВ в  $I58_{Tb}$ , что могло бы объяснить существование совпадений КХ- $\gamma$  II87. Также из ядерных реакций в работе /34/ было найдено

$$Q_{EC} = (1215,4 \pm 4,3) \text{ кэВ}. \quad (36)$$

Измерив  $\beta^-$ -спектр при распаде  $I58_{Tb}$  и воспользовавшись разностью масс  $I58_{Dy} - I58_{Gd}$ , Динклагге и др. /35/ нашли

$$Q_{EC} = (1221 \pm 17) \text{ кэВ}. \quad (37)$$

Наконец, в работе Дика и др. /36/ с большой точностью был измерен ряд масс-спектрометрических дублетов, имеющих отношение к разности масс  $I58_{Tb}$  и  $I58_{Gd}$ . Используя дополнительно данные из таблиц масс 1983 г. /11/, авторы в результате выбора "лучших" значений с помощью метода наименьших квадратов нашли

$$Q_{EC} = (1220,64 \pm 0,83) \text{ кэВ}. \quad (38)$$

статистике. В работе /28/ оценки систематической погрешности не приводятся.

Заметно более точная оценка  $Q_{EC}$  была получена в эксперименте /31/ с помощью LX- $\gamma$ -совпадений. Именно, определив  $Y_L$  (II87) /  $Y_L$  (II08) и учтя суммирование излучений в X-детекторе, авторы нашли

$$P_L(I187) = 0,689 \pm 0,010, \quad (33)$$

откуда получили оценку

$$Q_{EC} = (1222 \pm 3) \text{ кэВ}. \quad (34)$$

Большая группа работ /32-36/ была посвящена оценке величины  $Q_{EC}$  независимыми методами. Повторно изучив ядерные реакции, игравшие наиболее существенную роль при определении  $Q_{EC}$  ( $I58_{Tb} - I58_{Gd}$ ), Бурке /32/ нашел

Из приведенных результатов следует, что все они, за исключением данных /28/, согласуются между собой и с величиной

$$Q_{EC} = (1221,9 \pm 1,6) \text{кэВ}, \quad (39)$$

полученной из недавней систематики атомных масс /11/ и запрещающей энергетически K-захват на уровень  $1187,1$  кэВ нуклида  $^{158}\text{Gd}$ .

В заключение отметим, что попутно были существенно /29,37/ подняты точности определения энергий возбужденных состояний  $^{158}\text{Gd}$ . Например, энергия уровня  $1187$  кэВ была найдена равной  $1187,145(5)$  кэВ в работе /29/ и  $1187,151(6)$  кэВ в работе /37/.

### 3. Изучение спектра внутреннего тормозного излучения

Как известно (см., например, /8/), для разрешенных переходов форма спектра ВТИ в процессе (5) при больших энергиях фотонов  $k$  определяется фазовым множителем

$$N_S(k) \sim \Phi(k) = k(k_0 - k) [(k_0 - k)^2 - \frac{1}{2} \pi^2]^{1/2}, \quad (40)$$

где

$$k_0 = Q - \varepsilon_{nlj}, \quad (41)$$

а  $\varepsilon_{nlj}$  - энергия связи электрона в состоянии  $nlj$ . Захват электронов из состояний  $1S_{1/2}$ ,  $2S_{1/2}$ ,  $2P_{1/2}$ ,  $2P_{3/2}$  ... соответствует K-,  $L_1$  -,  $L_2$  -,  $L_3$  - ... захвату; выражение (40) справедливо для nS-захвата, т.е. для тормозного излучения мультипольности M1.

При малых энергиях фотонов доминирующую роль играет nP-захват с испусканием EI-квантов ВТИ. Согласно общему формализму, разработанному Глаубером и Мартином /38/,

$$N_P(k) \sim \Phi(k) \cdot Q_{nP}^2(k). \quad (42)$$

Наличие полюсов у функции  $Q_{nP}$  (например, функция  $Q_{2P}$  имеет полюс при  $k = \varepsilon_{1S} - \varepsilon_{2P}$ ) приводит к усилению nP-спектров. Физически это соответствует тому, что захват идет через виртуальные S-состояния с последующим испусканием рентгеновских квантов; наличие нескольких S-состояний ведет к интерференции амплитуд перехода.

Несколько лет назад Де Рухула /39/ расширил теорию nP-захвата на область энергий ниже рентгеновской (резонансной) области, используя водородоподобное приближение и экспериментальные значения интенсивностей, энергий и ширин соответствующих X-лучей для получения выражений для  $Q_{nP}$ .

Из расчетов следовало, что при достаточно "удобных" значениях разности масс  $Q$ , скажем,  $Q \leq \varepsilon_{nS}$ , можно ожидать значительного усиления nP-спектра ВТИ вблизи граничной точки. Это позволило

возложить определенные надежды на измерение формы спектра ВТИ (аналогично  $\beta$ -спектру трития) с целью определения массы нейтрино. При этом для выделения nP-компонент предлагалось использовать при необходимости технику совпадений.

### 3.1. Спектр тормозного излучения $^{193}\text{Pt}$

Для проверки указанных расчетов группа ЦЕРН /40/ выполнила исследование спектра ВТИ нуклида  $^{193}\text{Pt}$ . В этом случае  $Q \sim 60$  кэВ, тогда как  $\varepsilon_{1S} \approx 76$  кэВ, т.е. K-захват энергетически запрещен, а полюс располагается примерно на  $15$  кэВ правее граничной точки  $2P_{3/2}$ -захвата, составляющей около  $45$  кэВ.

Активность  $^{193}\text{Pt}$  была выделена радиохимическими методами из свинцовой мишени массой  $\sim 1$  кг, облученной на ISOLDE-установке ЦЕРН. Источник диаметром  $4$  мм, который содержал  $7 \cdot 10^{13}$  атомов  $^{193}\text{Pt}$  (с наличием примесей не выше  $10^{-12}$ ), был высажен на майларовую подложку, закрепленную на кадмиевой пластине толщиной  $1$  мм с центральным отверстием  $5$  мм. Эта пластина, служившая одновременно держателем источника и экраном от рассеянного излучения, помещалась между двумя детекторами, которые располагались в защитном блоке из свинца, кадмия и меди. Детектор из nGe размером  $200 \text{мм}^2 \times 6$  мм с энергетическим разрешением  $500$  эВ использовался для регистрации тормозного излучения. Располагавшийся напротив Si(Li)-детектор размером  $100 \text{мм}^2 \times 5$  мм регистрировал в совпадениях характеристические LX-лучи иридия. Измерения проводились в течение  $70$  дней. Накопленные спектры ВТИ корректировались на функцию отклика детектора и после этого проводилось сравнение с расчетными.

В спектре LX-лучей иридия, полученном в совпадениях с ВТИ  $^{193}\text{Pt}$ , все линии, обусловленные заполнением вакансий на  $L_1$ -оболочке, оказались подавленными приблизительно на два порядка по сравнению с одиночным LX-спектром. Это свидетельствовало о преобладающем вкладе в радиационный захват  $2P_{1/2,3/2}$ -оболочек и согласовывалось с предсказываемым отношением  $2S_{1/2} / 2P_{3/2} \approx 1\%$ .

При измерении совпадений с  $L_{III,IV,V}$  ( $9,14$  кэВ) линиями, благодаря высокому разрешению Si(Li)-детектора, относительно чисто был выделен  $2P_{3/2}$ -компонент спектра ВТИ  $^{193}\text{Pt}$ . Это позволило по величине верхней границы этого компонента уточнить энергию распада  $^{193}\text{Pt}$ :

$$Q = (56,6 \pm 0,3) \text{кэВ}, \quad (43)$$

а по форме графика Кюри получить ограничение на массу нейтрино

$$m_{\nu}^2 < 500 \text{эВ}. \quad (44)$$

Сравнение полученных экспериментально спектров ВТИ с результатами расчетов /39/ обнаружило хорошее согласие как в описании формы спектра, так и в значениях абсолютной вероятности.

В дальнейшем расчеты были усовершенствованы /41/. С этой целью вместо водородоподобных волновых функций брались нерелятивистские волновые функции Хартри-Фока ("модель I") либо релятивистские функции, учитывающие эффекты обмена и перекрытия ("модель II", где вводились и другие уточнения, в частности, взяты экспериментальные значения энергии связи электронов). Для учета незаполненных состояний вводился "эффективный" полюс, и его роль оценивалась с помощью правила сумм. Расчеты велись для  $Q = 56,6$  кэВ.

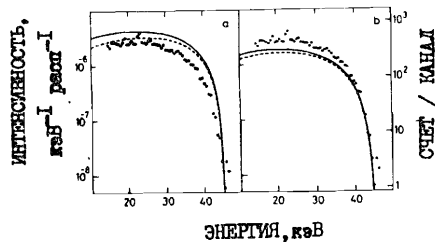


Рис.12. 2R-спектр ВТИ  $^{193}\text{Pt}$ : а - расчеты по модели "I", б - по модели "II". Пунктирные кривые получены без учета "правила сумм".

В случае распада  $^{163}\text{Ho}$  усиление спектра вблизи граничной точки, вообще говоря, должно быть заметно больше, чем для  $^{193}\text{Pt}$ : малая энергия распада  $^{163}\text{Ho}$ , при которой возможен захват только с M-, N-... оболочек, приводит к приближению полюсов к граничной точке и увеличению их влияния.

Расчеты /41/ были проведены по существу с теми же моделями I и II, что и для  $^{193}\text{Pt}$ . Вычислялись спектры ВТИ для 4P- и 5P-захвата (т.е. для захвата электронов N- и O-оболочек), поскольку эти спектры имеют наибольшие (и близкие) граничные точки и поэтому могли бы наблюдаться в эксперименте без использования техники совпадений. Расчеты велись для  $Q = 2,82$  кэВ (ср. раздел 2).

Вычисления показали существование глубокого интерференционного минимума, который в модели I располагался примерно при 2,3 кэВ (см. рис.13). Как видно, в этих условиях изменения  $Q$  или  $m_\nu$  на 100 эВ

Из сравнения результатов расчетов с экспериментом (см., например, рис.12) выяснилось, что результаты модели I систематически выше экспериментальных точек в 1,5-2 раза, тогда как "улучшенная" модель II дает примерно такое же занижение. Авторы /41/ пришли к выводу, что "все существующие особенности спектра  $^{193}\text{Pt}$  понятны, но лишь на полуколичественном уровне".

### 3.2. Спектр тормозного излучения $^{163}\text{Ho}$

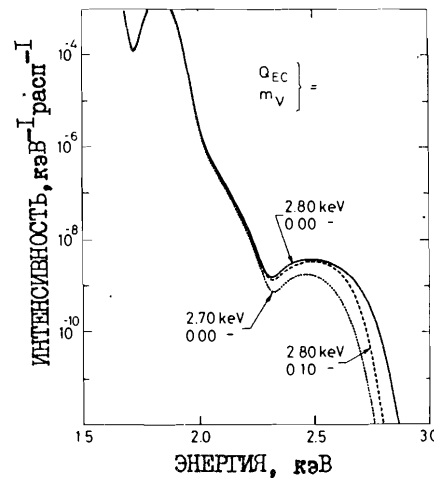


Рис.13. Спектры ВТИ  $^{163}\text{Ho}$ , рассчитанные в "модели I" и при разрешении прибора  $\sim 100$  эВ.

тра с приемлемой точностью.

На измерение  $m_\nu$  из спектра ВТИ  $^{163}\text{Ho}$  был нацелен эксперимент Беннетта и др. /42/. Согласно предварительному сообщению

$$m_\nu c^2 < 260 \text{ эВ}, \quad (45)$$

однако до настоящего времени более подробного описания эксперимента не опубликовано.

### 4. Заключение

Большой интерес к проблеме нейтрино, особенно проявившийся в последние годы, стимулировал и появление значительного количества работ, направленных на получение оценки массы электронного нейтрино из процессов электронного захвата. Для решения возникающих при этом задач был использован ряд нетривиальных экспериментальных методов (например, для измерения числа атомов в образце, для изучения рентгеновского спектра, возникающего при вакансии на одной подоболочке, для "калориметрического" изучения спектра и т.д.), а также усовершенствована теория внутреннего тормозного излучения в рентгеновской области энергий.

В результате проведенных исследований удалось примерно на порядок снизить верхнюю границу  $m_\nu$ , доведя до уровня нескольких сотен эВ, но не удалось добиться точности, сопоставимой с точностью определения верхней границы  $m_\nu$  из бета-распада трития, составляющей 20-40 эВ.

Как показывает несложный анализ, для того, чтобы добиться подобной точности оценки  $m_\nu$  при изучении характеристик распада  $^{163}\text{Ho}$  на основное состояние (с минимальной известной энергией нейтрино) потребуются определение этих характеристик с точностью порядка 0,1%, т.е. измерение, например, величины  $Q$  с точностью нескольких эВ.

Изучение распада  $^{158}\text{Tb}$  на возбужденное состояние  $\text{II}87$  кэВ показало, что К-захват на него энергетически запрещен. Из возможных кандидатов для поиска К-захвата с малыми энергиями нейтрино  $E_K$  следует упомянуть прежде всего  $^{174}\text{Lu}$  и  $^{241}\text{Sm}$ . В первом случае оценка  $E_K$  для распада на уровень  $\text{I}318$  кэВ составляет  $E_K \approx (3,6 \pm 1,8)$  кэВ, а во втором -  $E_K \approx (3 \pm 6)$  кэВ. Однако, в силу возрастания разности  $E_K - E_L$ , для малости  $E_K$  должны реализовываться очень малые значения  $P_K$ . Так, при  $P_K = 10^{-5}$  для  $^{158}\text{Tb}$   $E_K \sim 58$  эВ, для  $^{174}\text{Lu}$  -  $\sim 74$  эВ, а для  $^{241}\text{Sm}$  -  $\sim 176$  эВ. Увеличение же  $E_K$  предъявляет большие требования к точности определяемых величин.

Наконец, исследование спектра ВТИ для  $^{163}\text{Ho}$ , казалось бы, наиболее благоприятного случая, обнаруживает большие трудности в теоретической интерпретации.

Подводя итоги, можно сказать, что рассмотренные выше методы оценки массы электронного нейтрино из процессов электронного захвата вряд ли смогут продвинуть верхнюю границу оценки  $m_\nu$  ниже  $\sim 200$  эВ. Некоторые надежды можно еще возлагать на поиски ветвей захвата на возбужденные состояния с К-, L-, M-, ... оболочек, при которых могут образовываться нейтрино с достаточно малыми энергиями.

#### Литература

1. Козик В.С. и др. ЯФ, 32 (1980) 301.  
Lubimov V.A. e.a. Phys.Lett., 94B (1980) 266.
2. Lubimov V.A. e.a. Proc. NEP-83, Brighton, 1983, p.386;  
Boris S. e.a. Phys.Lett., 159B (1985) 217.
3. Вьлов Ц. ОИЯИ, Р6-83-517, Дубна, 1983.
4. Bergkvist K.E. Phys.Lett., 154B (1985) 224.
5. Simpson J.J. Phys.Rev., D30 (1984) 1110.
6. Bennett C.L. e.a. Phys.Rev., C31 (1985) 197.
7. Beck E., Daniel H. Zeits.Phys., 216 (1968) 229.

8. Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия, вып.4/Ред.: К.Эггбан. - М., Атомиздат, 1969.
9. Pacheco A.F. Zeits.Phys., C22 (1984) 99.
10. Джелепов Б.С., Звярнова Л.Н., Суслов Ю.П. Бета-процессы. - Л., "Наука", 1972.
11. Wapstra A.H., Audi G. Nucl.Phys., A432 (1985) 1.
12. Sevier K.D. Atom.Nucl.Data Tables, 24 (1979) 361;  
Larkins F.P. Atom.Nucl.Data Tables, 20 (1977) 311.
13. Bambynek W. e.a. Rev.Mod.Phys., 49 (1977) 77.
14. Table of Isotopes/Ed. Lederer C.M., Shirley V.S. - N.Y., 1978.
15. Wapstra A.H., Bos K. Atom.Nucl.Data Tables, 20 (1977) 1.
16. Hopke P.K., Evans J.S., Naumann R.A. Phys.Rev., 171 (1968) 1290.
17. Bennett C.L. e.a. Phys.Lett., 107B (1981) 19.
18. Baisden P.A. e.a. Phys.Rev., C28 (1983) 337.
19. Hartmann F.K., Naumann R.A. Phys.Rev., C31 (1985) 1594.
20. Bennett C.L. e.a. Princeton Univ. Res. Low Energy Nucl.Phys., 1982, p.158.
21. Andersen J.U. e.a. Phys.Lett., 113B (1982) 72.
22. Laegsgaard E. e.a. Proc. AMCO-7, Darmstadt, 1984, p.652.
23. Yasumi S. e.a. Phys.Lett., 122B (1983) 461.
24. Yasumi S. e.a. KEK Preprint 84-9, Sept. 1984; Proc. Int. Conf. Neutrino-84, Nordkircher, 1984, p.202.
25. Yasumi S. e.a. KEK Preprint 85-45, Oct. 1985.
26. Yasumi S. e.a. Talk at Int.Symp.Nucl. Beta Decay and Neutrino, Osaka, 1986.
27. Paperiello C.J., Funk E.G., Michelich J.W. Nucl.Phys., A140(1970)261.
28. Raghavan R.S. Phys.Rev.Lett., 51 (1983) 975.
29. Бруданин В.Б. и др. Краткие сообщения ОИЯИ, № 7-85, с.33, Дубна, 1985;  
Brudanin V.B. e.a. J.Phys.G: Nucl.Phys., 11 (1985) L119;  
Горожанкин В.М. и др. ОИЯИ, Р6-85-792, Дубна, 1985.
30. LoSecco J. e.a. Phys.Rev.Lett., 54 (1985) 2317.
31. Von Dincklage R.-D., Hay R.J., Ravn H.L. Nucl.Phys., A445 (1985) 113.
32. Burke D.G. Phys.Rev., C29 (1984) 2339.
33. Burke D.G., Liang Y.S., Waddington J.S. Phys.Lett., 146B (1984) 392.
34. Altzitzoglou T. e.a. Phys.Rev., C31 (1985) 360.
35. Von Dincklage R. e.a. Phys.Rev., C31 (1985) 1510.
36. Dyck G.R. e.a. Phys.Lett., 157B (1985) 139.
37. Thomas J., LoSecco J. Phys.Rev., C31 (1985) 577.
38. Glaubèr R.J., Martin P.C. Phys.Rev., 104 (1956) 158.  
Martin P.C., Glaubèr R.J. Phys.Rev., 109 (1958) 1307.

39. De Rujula A. Nucl.Phys., A374 (1983) 619.  
 40. Jonson B. e.a. Nucl.Phys., A396 (1983) 479.  
 41. Riisager K. e.a. Phys.Scripta, 31 (1985) 321.  
 42. Bennett C.L. e.a. Talk at the Telemark Conference, Telemark Lodge, Cable, Wisconsin, October 25-27, 1984.

### НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

D2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
D9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
D3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.
D11-83-511	Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
D7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике глжельных ионов. Алушта, 1983.	6 р. 55 к.
D2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р. 00 к.
D13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
D2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.
D1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р. 50 к.
D17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. /2 тома/	7 р. 75 к.
D10,11-84-818	Труды V Международного совещания по проблемам математического моделирования, программированию и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1983	3 р. 50 к.
	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984 /2 тома/	13 р. 50 к.
D4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра, Алушта, 1985.	3 р. 75 к.
D11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р.
D13-85-793	Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна 1985.	4 р. 80 к.

Рукопись поступила в издательский отдел  
II июля 1986 года.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:  
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79  
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований