

объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

5811/83

9/11-83

P6-83-517

Ц.Вылов

ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ НЕЙТРИНО
В ПРОЦЕССАХ РАДИОАКТИВНОГО РАСПАДА :
СИТУАЦИЯ И ПЕРСПЕКТИВЫ.

Масса (анти)нейтрино

Доклад на XXXIII Сессии
по ядерной спектроскопии и структуре
атомного ядра /Москва, апрель 1983 г./

1983

В последние годы интенсивно разрабатываются теории, которые объединяют сильные, электромагнитные и слабые взаимодействия /т.н. "Великое объединение"/^{1/}. Среди главных предсказаний этих теорий можно выделить:

а/ наличие у /анти/нейтрино конечной массы покоя и вытекающие из этого факта следствия, интересные с точки зрения физики элементарных частиц и астрофизики;

б/ несохранение лептонного заряда /возможность существования двойного безнейтринного бета-распада $2\beta_{0\nu}$ /;

в/ несохранение барионного заряда /распад протона/;

г/ осцилляции нейтрино.

В проверке этих предсказаний большую роль может сыграть физика нейтрино низких энергий.

1. МАССА /АНТИ/НЕЙТРИНО

Информацию о массе /анти/нейтрино можно получить из следующих экспериментов /в настоящей работе речь будет идти только об электронном /анти/нейтрино $m_{\bar{\nu}_e}(m_{\nu_e})$, которое для краткости обозначим $m_{\bar{\nu}}(m_{\nu})$ /:

а/ изучение баланса энергии в ядерных реакциях;

б/ измерение энергии ядер отдачи в радиоактивном распаде;

в/ исследование формы бета-спектров в области граничной энергии;

г/ исследование формы внутреннего тормозного излучения /ВТИ/ при электронном захвате.

Первые два метода представляют лишь исторический интерес^{2/}, так как с точки зрения современных оценок m_{ν} их точность невелика.

Наиболее чувствительным методом измерения массы /анти/нейтрино является изучение формы бета-спектра, на что указал еще в первой своей работе Ферми^{3/}. В истории экспериментальной проверки этого факта можно выделить два этапа. Первый основан на исследованиях радиоактивности ториевого и радиевого рядов / ^{208}Tl , ^{210}Bi , ^{212}Bi , ^{214}Bi /, из которых вытекает оценка $0 \leq m_{\bar{\nu}}c^2 \leq 75 \text{ кэВ}$ ^{2/}. Второй этап начался в 1949 г. с классического эксперимента Хаина и Понтекорво^{4/} по исследованию бета-спектра трития. Непрерывное усовершенствование техники и методики бета-спектрометрии привело к многократному повторению этого эксперимента, и в результате впервые получено ограничение снизу на массу покоя антинейтрино^{5/}:

$$14 \text{ эВ} \leq m_{\bar{\nu}} c^2 \leq 46 \text{ эВ} \text{ /для 99\% CL /} . \quad /1/$$

Имеются оценки ^{/8/} массы нейтрино, сделанные на основе исследования формы позитронного излучения ²²Na, но здесь точность невелика:

$$0 \leq m_{\nu} c^2 \leq 6 \text{ кэВ} \text{ /для 90\% CL /} . \quad /2/$$

Недавно де Рухула предложил ^{/7/} использовать спектр ВТИ при электронном захвате для определения массы нейтрино. Им были предложены три кандидата для таких экспериментов / ¹⁵⁷Tb, ¹⁸³Ho, ¹⁹³Pt / и уже получены первые результаты ^{/8/}:

$$^{193}\text{Pt} \quad 0 \leq m_{\nu} c^2 \leq 500 \text{ эВ} \text{ /для 90\% CL /} , \quad /3/$$

$$^{183}\text{Ho} \quad 0 \leq m_{\nu} c^2 \leq 1300 \text{ эВ} \text{ /для 90\% CL /} . \quad /3/$$

Работы по улучшению этих оценок продолжаются.

1.1. Главные выводы теории

1.1.1. β^+ -распад:



Если имеет место разрешенный бета-переход, теория Ферми однозначно предсказывает форму непрерывного бета-спектра ^{/3/}:

$$N(E) dE = \frac{1}{2\pi^3} G^2 |M|^2 F(E, Z \pm 1) E(E^2 - 1)^{1/2} (E_0 - E + m_{\nu}) [(E_0 - E + m_{\nu})^2 - m_{\nu}^2]^{1/2} dE . \quad /6/$$

Здесь $N(E) dE$ - вероятность появления электрона с энергией от E до $E + dE$; $G \sim 1,4 \cdot 10^{-49} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3$ - универсальная постоянная слабого взаимодействия; $|M|^2$ - матричный элемент бета-перехода, не зависящий от энергии электрона; $Z \pm 1$ - атомный номер ядра продукта; $F(E, Z \pm 1)$ - функция Ферми, учитывающая влияние на

электрон электрического поля ядра; $E = 1 + \frac{\epsilon}{m_e c^2}$ - полная энергия

электрона в единицах $m_e c^2$; E_0 - граничная энергия бета-спектра /максимальная энергия электрона; конец бета-спектра/; $m_{\bar{\nu}}$ - масса /анти/нейтрино в единицах $m_e c^2$; ϵ - кинетическая энергия электрона, кэВ.

Очевидно, что от величины массы /анти/нейтрино зависят:

а/ общая вероятность процесса;

б/ форма бета-спектра вблизи верхней границы - рис.1 /непрерывная линия/.

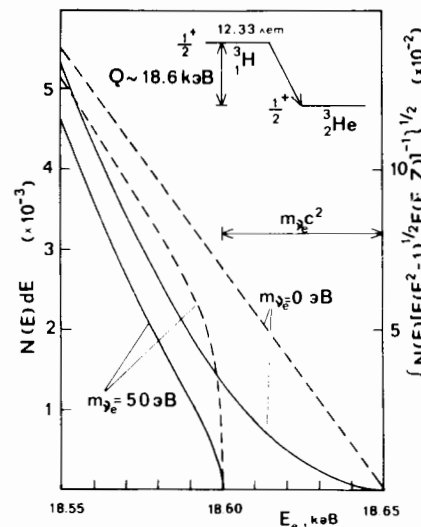


Рис.1

При этом, если $m_{\nu} = 0$, кривая интенсивности электронов в области E_0 изменяется, как $(E_0 - E + m_{\nu})^2$, т.е. будет иметь горизонтальную касательную. Если же $m_{\nu} \neq 0$, то кривая интенсивности изменяется, как $(E_0 - E + m_{\nu})^{1/2}$, т.е. будет иметь вертикальную касательную. Поскольку часто анализ данных проводят с помощью графика Кюри-Ферми:

$$\left\{ \frac{N(E)}{F(E, Z \pm 1) E (E^2 - 1)^{1/2}} \right\}^{1/2} = \quad /7/$$

$$= \text{const} \{ (E_0 - E + m_{\nu}) [(E_0 - E + m_{\nu})^2 - m_{\nu}^2]^{1/2} \}^{1/2} ,$$

на рис.1 пунктиром приведены и эти зависимости.

Вообще говоря, точная форма бета-спектра для разрешенного перехода вблизи верхней границы

должна зависеть также от интерференционного числа Фирца и спинорного релятивистского поправочного множителя Приэтта - см., например, ^{/9/}. Однако согласно современным представлениям эти члены должны равняться нулю, что устраняет неопределенность в интерпретации спектров.

Возможность извлечения информации о массе /анти/нейтрино на сегодняшнем этапе развития теории и эксперимента из данных об общей вероятности бета-распада исключена. Таким образом, единственным методом является детальное исследование формы бета-спектра вблизи граничной энергии /именно формы спектра, а не графика Кюри-Ферми и его экстраполяции, ибо пересечение прямой с осью в этом случае дает величину не E_0 , а приблизительно $E_0 + m_{\nu}$ /.

1.1.2. Электронный захват



Поскольку в этой реакции вылетает только одна частица (ν), энергия распада однозначно распределяется между моноэнергетическим нейтрино и ядром отдачи. В случае К-захвата энергия ядра отдачи E_R равна ^{/2/}:

$$E_R = \frac{1}{2} \frac{(Q - \epsilon_K)^2 - m_{\nu}^2 c^4}{M_R c^2} . \quad /9/$$

Здесь Q - разность масс $(A, Z) - (A, Z - 1)$; M_R - масса ядра $(A, Z - 1)$; ϵ_K - энергия связи электрона на К-оболочке нуклида

(A, Z). При распаде ${}^7\text{Be} \rightarrow {}^7\text{Li}$ /наиболее перспективный кандидат из-за малости M_R / энергии ядер отдачи для $m_\nu c^2 = 0$ и $m_\nu c^2 = 100$ эВ отличаются на $\sim 3 \cdot 10^{-7}$ эВ. Это значительно меньше величины многих эффектов, которые искажают форму спектра ядер отдачи.

Можно, однако, рассмотреть процесс второго порядка относительно /8/ с испусканием кванта ВТИ:

$$(A, Z) + e^- \rightarrow (A, Z - 1) + \nu + \gamma. \quad /10/$$

Тогда по аналогии с теорией Ферми спектр ВТИ будет зависеть от величины $m_\nu /10/$:

$$N(E) dE = \frac{\alpha}{\pi (m_e c^2)^2} C(E) \frac{E}{E_0^2} (E_0 - E + m_\nu) [(E_0 - E + m_\nu)^2 - m_\nu^2]^{1/2} dE /11/$$

Здесь $\alpha = 1/137$ - постоянная тонкой структуры; $C(E)$ - медленно меняющийся с энергией множитель, близкий к const; E_0 - верхняя граница спектра ВТИ.

Как и в случае бета-спектров, анализ данных ВТИ часто проводят с помощью аналогичной графику Кюри-Ферми зависимости

$$[N(E)/E]^{1/2} = \text{const} \{ (E_0 - E + m_\nu) [(E_0 - E + m_\nu)^2 - m_\nu^2]^{1/2} \}^{1/2}. \quad /12/$$

Оценка возможностей использования процесса /8/ в рамках теории Глаубера-Мартини не дает никаких надежд на оценку величины m_ν в эксперименте. Однако, как показал де Рухула /10/, в около-рентгеновской области энергий вероятность ВТИ может быть резонансно усилена на фактор $10^3 - 10^5$, что делает реальной возможность измерений на современном техническом уровне. Главными преимуществами нового подхода по сравнению, например, с измерением бета-спектра трития являются отсутствие атомных и молекулярных эффектов; более низкие требования к качеству источника, так как здесь используется техника гамма-спектроскопии.

Как обычно, первые результаты применения нового метода /7,8,10,12/ поставили и новые проблемы.

1.2. Радиоактивные источники

Ясно, что ввиду малости величины массы /анти/нейтрино нужны абсолютные измерения физических величин (Q, E_0) с точностью порядка нескольких эВ. Отсюда следуют требования малости E_0 и отсутствия помех от более высокоэнергетических излучений. Если зададимся условными границами $E_0' < 200$ кэВ для β^- -распада, $E_0' < 1000$ кэВ для β^+ -распада и $E_0' < 100$ кэВ для электронного захвата, то список перспективных нуклидов сведется к приведенному в табл.1 /обозначение: $T_{1/2}$ - период полураспада; $E_0' = E_0 + m_\nu$;

Таблица 1

Нуклид	$T_{1/2}$	E_0' , кэВ	Переход	ϵ	
β^- -распад	${}^3\text{H}$	12,346(2) н	18,619(11)	$1/2^- - 1/2^+$	100
	${}^{14}\text{C}$	5730(40) н	156,478(9)	$0^+ - 1^+$	100
	${}^{35}\text{S}$	87,39(10) д	167,47(119)	$3/2^- - 3/2^+$	100
	${}^{63}\text{Ni}$	100,1(20) н	65,87(20)	$1/2^- - 3/2^+$	100
	${}^{79}\text{Se}$	$6,5 \cdot 10^4$ н	149(5)	$7/2^- - 3/2^+$	100
	${}^{93}\text{Zr}$	$1,53(10) \cdot 10^6$ н	92,3(19)	$5/2^- - 9/2^+$	100
	${}^{107}\text{Pd}$	$6,5(3) \cdot 10^6$ н	33,1(3)	$5/2^- - 1/2^+$	100
	${}^{129}\text{I}$	$1,57(4) \cdot 10^7$ н	192(4)	$7/2^- - 3/2^+$	100
	${}^{151}\text{Sm}$	87(9) н	76,1(6)	$5/2^- - 5/2^+$	100
	${}^{171}\text{Tm}$	$1,92(1) \cdot 10^{10}$ н	96,7(10)	$1/2^- - 1/2^+$	100
${}^{187}\text{Re}$	$4,3(5) \cdot 10^{10}$ н	2,64(4)	$5/2^- - 1/2^+$	100	
β^+ -распад	${}^{11}\text{C}$	20,38(2) м	960,1(11)	$3/2^- - 3/2^+$	99,8
	${}^{18}\text{F}$	109,72(6) м	633,5(6)	$1^+ - 0^+$	96,9
	${}^{22}\text{Na}$	2,602(2) н	545,5(5)	$3^+ - 2^+$	90,4
	${}^{58}\text{Co}$	70,78(7) д	1819,1(15)	$3^+ - 0^+$	0,06
			475,0(13)	$2^- - 2^+$	15,00
	${}^{65}\text{Zn}$	244,0(2) д	1285,8(13)	$2^+ - 0^+$	0,0006
			379,9(11)	$5/2^- - 3/2^+$	1,46
	${}^{117}\text{Sb}$	2,80(1) ч	564(18)	$5/2^- - 3/2^+$	2,5
	${}^{141}\text{Nd}$	2,50(8) ч	793(8)	$3/2^+ - 5/2^+$	2,7
	ЕС	${}^{163}\text{Ho}$	33(23) н	2,6(2,1)	$7/2^- - 5/2^+$
${}^{193}\text{Pt}$		50(9) н	60,9(29)	$1/2^- - 3/2^+$	100

% - интенсивность перехода в % на распад/. Дальнейший отбор нужно делать на основании значений $T_{1/2}$ и типа бета-перехода, ибо от величины $T_{1/2}$ зависит толщина радиоактивного источника при заданной активности, а тип бета-перехода определяет форму непрерывного бета-спектра.

С точки зрения величины E_0' наилучшим кандидатом для исследования формы электронных спектров является ${}^{187}\text{Re}$. Однако в связи с ограничениями по величине $T_{1/2}$ и типу бета-перехода реальными кандидатами остаются ${}^3\text{H}$ и ${}^{35}\text{S}$. Оба нуклида имеют свои преимущества и недостатки. Тритий интересен тем, что система малонуклонная /процесс наиболее близок к элементарному акту распада/, переход "сверхразрешен" и величина E_0' сравнительно мала. К сожалению, возрастающие трудности с анализом экспериментальных данных из-за неопределенности вклада атомных эффектов все более заставляют обращать внимание на возможности исследования бета-спектра ${}^{35}\text{S}$, где вкладом атомных эффектов практически можно пренебречь. При этом значение $T_{1/2}$ приемлемо, величина E_0' снижает требования к толщине источника, но для достижения сравнимых с тритием оценок необходимо добиваться высокого энергетического разрешения - $\Delta E/E \sim 0,002\%$.

До предложения об использовании спектра ВТИ наиболее точным методом определения массы нейтрино являлся анализ спектра позитронного излучения, но здесь величина E_0' заметно выше, чем для ${}^3\text{H}$ и ${}^{35}\text{S}$. Единственный эксперимент выполнен с ${}^{22}\text{Na}/6/$. В этом случае форма спектра позитронов в области верхней границы искажена за счет второго, хотя и малоинтенсивного позитронного компонента. Анализ данных из табл.1 показывает, что с точки зрения E_0' интерес представляет нуклид ${}^{65}\text{Zn}$. Как и в случае ${}^{35}\text{S}$, при исследовании распада ${}^{65}\text{Zn}$ также необходимо высокое энергетическое разрешение: $\Delta E/E \sim 0,002\%$.

Детальный анализ схем распада нуклидов с точки зрения возможности их использования для исследования спектров ВТИ при электронном захвате был сделан в работах де Рухулы /7/. Исходя из общих соображений можно отобрать 6 радионуклидов: ${}^{44}\text{Tl}$, ${}^{183}\text{Ho}$, ${}^{193}\text{Pt}$, ${}^{194}\text{Hg}$, ${}^{202}\text{Pb}$ и ${}^{205}\text{Pb}$. Отбор по указанным выше критериям оставил практически два нуклида: ${}^{183}\text{Ho}$ и ${}^{193}\text{Pt}$. Приведенные в табл.1 данные взяты из таблиц Ледерера /11/ и отражают ситуацию перед началом работ. Первые же эксперименты внесли некоторые коррективы:

$$T_{1/2}({}^{163}\text{Ho}) = 7_{-2}^{+2} \cdot 10^8 \text{ л}^{1/7},$$

$$T_{1/2}({}^{183}\text{Ho}) = 9_{-2}^{+5} \cdot 10^2 \text{ л}^{1/12}, \quad /13/$$

$$Q({}^{163}\text{Ho} \rightarrow {}^{163}\text{Dy}) = 2,3_{\pm 1,0} \text{ кэВ}^{1/7},$$

$$Q({}^{193}\text{Pt} \rightarrow {}^{193}\text{Ir}) = 56,8_{\pm 1,0} \text{ кэВ}^{1/8}.$$

Как видно, основные характеристики этих радионуклидов подлежат уточнению.

1.3. Экспериментальная ситуация

Рассмотрим особенности постановки и проведения наиболее интересных экспериментов по измерению массы /анти/нейтрино.

1.3.1. Определение массы антинейтрино на основе измерения бета-спектра трития

Оценки величины антинейтрино основаны на измерении формы бета-спектра, формы тормозного излучения и масс-дублета ${}^3\text{H} - {}^3\text{He}$. Основные результаты систематизированы в табл.2. Для ориентации там же приведены данные периодических согласований разности масс ${}^3\text{H} - {}^3\text{He}$. Ниже коротко рассмотрим в хронологическом порядке основные идеи экспериментов.

Таблица 2

Год	Л-ра	Авторы	Метод	Q, кэВ	E_0 , кэВ	$m_{\nu} c^2$
1949	4	Hanna, Pontecorvo	пропорц. камера	-	18,9/5/	< 1 кэВ
1949	14	Graves, Meyer	торм. излучение - СГМ	-	18,0(5)	-
1949	15	Curran et al	пропорц. камера	-	18,3(3)	< 1 кэВ
1952	16	Langer, Moffat	магн. спектрометр	-	17,95(10)	< 0,25 кэВ
1953	17	Hamilton et al	электрост. спектрометр	-	17,6(4)	< 0,5 кэВ
1958	18	Friedman, Smith	масс-дублет	18,65(20)	-	-
1959	19	Porter	магн. спектрометр	-	18,61(10)	-
1963	20	Bainbridge et al	масс-дублет	18,47(17)	-	-
1969	21	Bergkvist	магн. электрост. спек.	-	18,611(15)	< 60 эВ
1969	22	Salgo, Staub	электрост. спектрометр	-	18,75(5)	< 200 эВ
1969	23	Daris, St.-Pierre	магн. спектрометр	-	18,570(75)	< 75 эВ
1970	24	Lewis	SI(Li)	-	18,540(95)	-
1972	26	Bergkvist	магн. электрост. сп.	18,651(16)	18,610(16)	< 55 эВ
1972	25	Piel	магн. спектрометр	-	18,578(40)	< 199 эВ
1975	27	Smith, Wapstra	масс-дублет	18,588(7)	-	-
1976	13	Третьяков и др.	магн. электрост. сп.	-	18,575(13)	< 35 эВ
1979	28	Simpson	SI(Li)	-	18,562(5)	-
1980	5	Лобинюв и др.	магн. электрост. сп.	-	18,577(12)	14 < $m_{\nu} c^2$ < 46 эВ
1981	29	Simpson	SI(Li)	-	18,567(5)	< 65 эВ / 26/
1981	30	Dixon et al	SI(Li)	-	18,594(25)	-
1981	31	Smith et al	масс-дублет	18,573(7)	-	-
СОГЛАСОВАНИЕ						
1973	32	Wapstra, Gove	-	18,65(4)	-	-
1977	33	Wapstra, Bos	-	18,619(11)	-	-
1982	34	Бодулинский и др.	-	18,604(10)	-	-

Hanna, Pontecorvo /4/

Газообразный тритий вводился внутрь пропорциональных счетчиков с высоким газовым усилением. Наилучшее энергетическое разрешение в области E_0 составляло $\sim 1,8$ кэВ. При обработке данных главные проблемы возникают из-за плохого энергетического разрешения, а также из-за влияния краевых эффектов. Градуировка двух использованных счетчиков по энергии проводилась с помощью K_{α} -лучей Cl / $\sim 2,6$ кэВ/ и Mo / $\sim 17,4$ кэВ/.

Graves, Meyer /14/

Исследован спектр тормозного излучения от бета-частиц трития в Zr или Ta . Измерения проводились с помощью счетчика Гейгера-Мюллера /СГМ/ и метода поглощения γ -лучей в различных толщинах Al , который размещался между источником и счетчиком. Процедура обработки основана на расчете тормозного излучения при учете поглощения в Al и зависимости эффективности счетчика от энергии. Анализ данных по оценке Q проводился в предположении $m_{\nu} c^2 = 0$.

Langer, Moffat /16/

Использован магнитный спектрометр с неоднородным полем / $r_0 = 40$ см; $\Delta r/p = 0,7\%$, т.е. $\Delta E \sim 0,25$ кэВ в области E_0 /. Градуировка проводилась с помощью линии $E_{\beta} = 24,5$ кэВ (${}^{212}\text{Bi}$). Источники были изготовлены путем выпаривания чистой кислоты /удельная активность $0,9$ мКи/мкг/ на подложку из цапон-лака толщиной 4 мкг/см². Толщина источника составляла $\sim 0,5$ мкг/см². При отсутствии заземления источника наблюдался сдвиг верхней границы спектра, достигавший 460 эВ.

Hamilton et al. /17/

Использован интегральный электростатический спектрометр с энергетическим разрешением $\Delta E \sim 0,12$ кэВ. Электронный ток коллектора измеряли с помощью усилителя постоянного тока. Источник состоял из насыщенного тритием слоя циркония толщиной 100 мкг/см², напыленного на диск из W .

Salgo, Staub /22/

Эксперимент был нацелен на измерение лишь величины E_0 , и поэтому был выбран плоский интегральный электростатический спектрометр с большой поверхностью источника. Использован тритированный лед (T_2O), нанесенный на круглую золотую подложку с радиусом $5,5$ см, которая охлаждалась жидким азотом. Источник изготавливался в камере спектрометра, но его толщина оказалась неравномерной /в центре - 20 мкг/см²/. В конструкции спектромет-

ра вносились специальные изменения для исключения эмиссии электронов в сильных электрических полях. Для детектирования электронов использован открытый Cu-Be умножитель. Главная проблема эксперимента - исключительно высокий фон.

Daris, St-Pierre /28/

Использован магнитный железный спектрометр с неоднородным полем $r_0 = 30,75$ см; $\Delta p/p = 0,25\%$, т.е. $\Delta E \sim 90$ эВ, $\Omega \sim 0,075\%$. Детектирование электронов производится с помощью цилиндрического СГМ. Предпринимались специальные меры для уменьшения фона детектора /уровень ~ 8 имп./мин/. В качестве источника использован тритий, абсорбированный алюминиевой фольгой /толщина ~ 2 мкг/см², активность $20 \div 30$ мКи/. Детально исследована форма аппаратурной линии с помощью электронных линий с $E_e = 24,5$ кэВ (²¹²Bi) и $E_e = 148,0$ кэВ (²¹²Pb). Проведено 4 серии измерений с 4 различными источниками. Здесь впервые выполнены статистическая обработка данных и поиск различных систематических ошибок в эксперименте.

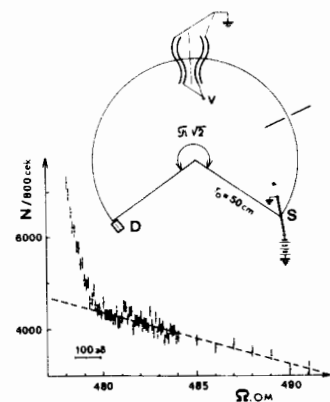


Рис. 2

Bergkvist /21, 28/

Использован магнитный железный спектрометр типа $\pi\sqrt{2} / r_0 = 50$ см; $\Delta p/p = 0,11\%$, т.е. $\Delta E \sim 40$ эВ в области E_0 ; $\Omega \sim 0,5\%$ - рис.2. Электроны детектировались с помощью СГМ. Детально исследована зависимость фона от конструкции спектрометра, и в результате многих усовершенствований он был уменьшен более чем в 50 раз. По мнению автора, использование пропорционального счетчика не даст дальнейшего снижения фона, так как энергия рассеянных в спектрометре электронов близка к измеряемой. Собственный фон детектора составлял $\sim 2,5$ имп./с. Для увеличения его чувствительности впервые использована электростатическая корректирующая система, которая позволяет исследовать спектры низкоэнергетических электронов от источников с большой поверхностью / 20×10 см²/ при сохраняющемся энергетическом разрешении /т.н. неэквивалентные источники/. Использован тритий, который имплантировался с энергией ~ 1 кэВ в Al фольгу толщиной 0,02 см /толщина источника $\sim 1,4$ мкг/см²/. С учетом потерь энергии электронов в собственной толщине источника энергетическое разрешение системы в целом составляет ~ 55 эВ. Исследование приборной формы линий /ПФЛ/ и градуировка спектрометра по энергии проводилась с помощью перехода $K\beta_{4,4}$ ¹⁷⁰Tm /толщина источника $\sim 0,4$ мкг/см²/. Характерный аппаратурный бета-спектр трития в координатах Ферми-Кюри приведен на рис.2. Обращает на себя внимание линейная зависимость фона от энергии электронов в области E_0 .

В работе Бергквиста впервые рассмотрен и вопрос о влиянии атомных эффектов на форму бета-спектра в области E_0 . Суть эффекта состоит в том, что распад ³H может идти не только в состоянии 1S иона ³He⁺, но также в состояния 2S, 3S и т.д. - рис.3.

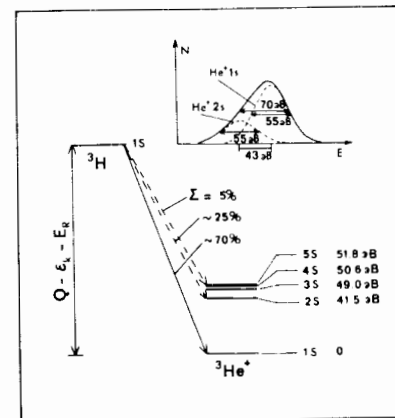


Рис. 3

Для свободного тритиевого атома вероятности составляют: 1S - $\sim 70\%$; 2S - $\sim 25\%$; 3S + 4S ... - $\sim 5\%$, но для различных соединений они могут несколько изменяться. Очевидно, что энергетическое разрешение не позволяет разделить компоненты такого сложного спектра. В связи с этим вклад атомных эффектов Бергквист рассмотрел таким образом, что они как будто приводят к размытию конца бета-спектра. Тогда ПФЛ можно представить как суперпозицию нескольких пиков, сдвинутых в соответствии с энергиями возбуждения ³He⁺ и с учетом вероятностей соответствующих переходов. Ввиду малости эффекта от распада в состоянии 3S, 4S, ... было введено одно общее среднее возбужденное состояние с энергией ~ 43 эВ и вероятностью перехода на него $\sim 30\%$ - см. рис.3. Именно с такой ПФЛ и была проведена обработка экспериментальных данных.

Simpson /28, 29/

Использован Si(Li)-детектор /S ~ 30 мм²; толщина чувствительного слоя ~ 5 мм; $\Delta E \sim 215$ эВ для K_{α} -лучей Fe /E $\sim 5,9$ кэВ/. С помощью специальной процедуры ионы трития с энергией 8-9 МэВ/ускоритель Ван-Граафа; ток 0,25 нА/ имплантированы через Be-окошко в чувствительную область Si(Li)-детектора - рис.4. Глубина имплантации $\sim 0,2$ мм /пробег электронов с $E_e \sim 18$ кэВ в кремнии составляет $\sim 2,5$ мкм/, количество ионов ³H $\sim 1,5 \cdot 10^{18}$ см⁻³ /чувствительный объем Si(Li)-детектора - 0,15 см³/, скорость счета бета-частиц ~ 70 имп./с. Градуировка спектрометра по энергиям осуществлялась с помощью K_{α} -лучей Cu и Mo, периодически возбуждаемых гамма-лучами 87,7 кэВ (¹⁰⁹Cd). Процедура измерения организована таким образом, что чистый бета-спектр и бета-спектр с градуировочными линиями накапливались в различных участках памяти многоканального амплитудного анализатора. Во время из-

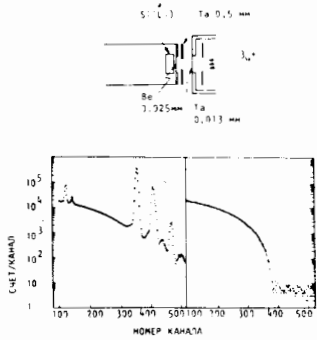


Рис. 4

Любимов и др. /13, 5/

Использован безжелезный тороидальный спектрометр с четырехкратным отклонением на угол $\pi / \Delta p/p = 0,12\%$, т.е. $\Delta E \sim 43$ эВ в области E_0 ; $\Omega \sim 0,4\%$ - рис.5. В первых экспериментах /13/ детектирование электронов проводилось с помощью СГМ, а позже /5/, из-за загрязнения камеры спектрометра тритием, - с помощью пропорционального счетчика с амплитудным отбором. Фон спектрометра не зависит от нахождения в камере источника трития и составляет $\sim 0,05$ имп./с. В дальнейшем /1978 г./ техника детектирования была улучшена путем подключения трехканальной камеры, позволяющей вести измерение одновременно 3 независимых спектров. Как и у Бергквиста /26/, здесь использован неэквивалентный источник /суммарная поверхность ~ 8 см²/, изготовленный из тритированного валина (C₅H₁₁O₂) с 18%-ным обогащением /~2 атома трития на молекулу/. Исследование и градуировка спектрометра проводились с помощью ¹⁶⁹Yb. С учетом потерь энергии электронов в собственной толщине источника энергетическое разрешение спектрометра составляет ~ 55 эВ. Исследование ПФЛ проводилось с помощью слоеных источников из валина и ¹⁶⁹Yb. Градуировка спектрометра по энергиям осуществлялась по методике "автокалибровки" Зигбана /35/.

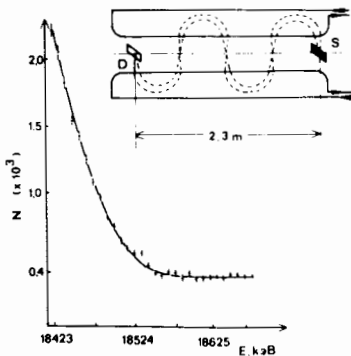


Рис. 5

мерения /много недель/ использовалась цифровая стабилизация /точность ~ 2 эВ/ и проводился анализ импульсов по наложению. Типичные аппаратные спектры показаны на рис.4.

В эксперименте данного типа роль атомных эффектов практически сведена к нулю. При обработке данных измерений значительное внимание уделено анализу ПФЛ и связанным с ней искажающим эффектам. Наилучшее согласование экспериментальных и расчетных данных достигается при $m_{\nu} c^2 \sim 20$ эВ, однако автор предложил оценку $m_{\nu} c^2 < 65$ эВ /26/.

С точки зрения обработки результатов измерений нужно выделить следующие основные моменты: детально исследована ПФЛ и ее роль в определении величины m_{ν} ; учет атомных эффектов проведен по Бергквисту /26/; большое внимание уделено статистической обработке экспериментальных данных.

В результате впервые получено указание на возможное отличие массы нейтрино от нуля /1/.

1.3.2. Определение массы нейтрино на основе измерения спектра позитронного излучения ²²Na

Известен только один эксперимент /6/, в котором форма β^+ -спектра ²²Na исследована с целью определения массы нейтрино. Использован магнитный безжелезный бета-спектрометр с фокусировкой на угол $\pi/2 \sqrt{13} / r_0 = 30$ см; $\Delta p/p = 0,1\%$, т.е. $\Delta E \sim 0,85$ кэВ в области $E_0 \sim 545$ кэВ; $\Omega \sim 1,5\%$. Источник ²²Na изготовлен методом вакуумного испарения. В результате статистической обработки данных получено:

$$E_0 (^{22}\text{Na} - ^{22}\text{Ne}) = 545,7 \pm 0,5 \text{ кэВ}, \quad /14/$$

$$m_{\nu} c^2 \leq 6 \text{ кэВ} / \text{при } 90\% \text{ OL} /.$$

1.3.3. Определение массы нейтрино при изучении электронного захвата

Как отмечалось выше, процесс ВТИ может быть использован для определения массы нейтрино лишь в тех случаях, когда величина Q находится в околорентгеновской области. Энергетическая диаграмма процесса показана на рис.6. Ввиду того, что основные характеристики наиболее интересных нуклидов (¹⁵⁵Ho, ¹⁵⁵Gd) вызвали сомнение, главные усилия экспериментаторов за истекший с 1980 года период были направлены на их уточнение. На основе полученных данных и сделаны первые оценки величины m_{ν} .

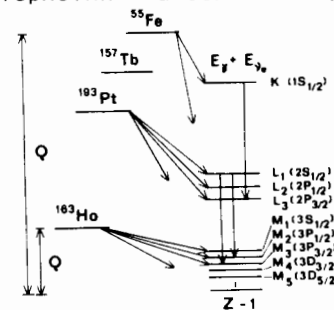


Рис.6

а/ Распад ¹⁶³Ho

До настоящего времени выполнены 3 оригинальных исследования распада ¹⁶³Ho.

Bennett et al. /36/

Главная задача - измерение Q. Использован Si(Li) -детектор /13 мм² x 3 мм; $\Delta E = 140$ эВ в области 0,5 кэВ/. Источник ¹⁶³Ho получен в 1961 г. в результате проведения реакции ¹⁶²Er(p,γ) ¹⁶³Er → ¹⁶³Ho с последующим масс-сепарированием. Наблюдение перехода 5P → 3S в спектре M_x-лучей говорит о том, что Q_{EC}(¹⁶³Ho) > 2,1 кэВ, так как энергия связи 3S_{1/2} электрона составляет 2,047 кэВ.

Главная задача - измерение $T_{1/2}$ и Q . Исходная активность ^{163}Ho получена из реакции $\text{Ta}(p, \text{xp}, \text{yn}) \dots ^{163}\text{Ho}$ с последующим разделением на электромагнитном масс-сепараторе и сложной радиохимической очисткой от различных примесей. Далее были изготовлены два источника, состоящих из $\sim 1,9 \cdot 10^{13}$ и $\sim 3,1 \cdot 10^{13}$ атомов соответственно. Количество атомов в источниках определялось с помощью радиохимической методики и упругого кулоновского рассеяния α -частиц / $E_\alpha = 3,5$ МэВ/ на большие углы. Измеряя скорость счета М-оже электронов и M_x -лучей с помощью многопроволочной и проточной пропорциональных камер, можно определить М-парциальный период полураспада ^{163}Ho :

$$T_{1/2}^M = /4,0 \pm 1,2/ \cdot 10^4 \text{ л.} \quad /15/$$

Вероятность полного М-захвата можно записать следующим образом:

$$\lambda = \frac{G_F^2}{4\pi} |M\bar{3}|^2 [A(M_1) \Phi(M_1) + A(M_2) \Phi(M_2)], \quad /16/$$

$$\Phi(M_i) = [Q - \epsilon_{M_i}] [(Q - \epsilon_{M_i})^2 - m_\nu^2]^{1/2}.$$

Здесь G_F - постоянная Ферми; $|M\bar{3}|$ - ядерный матричный элемент, $A(M_i)$ - электронные волновые функции; ϵ_{M_i} - энергия связи электрона на M_i -оболочке; $\Phi(M_i)$ - фазовый множитель.

Подставляя полученное значение $T_{1/2}$ а также известные значения G_F , $|M\bar{3}|$ и $A(M_1)$ в /16/, для преобладающего M_1 -захвата можно записать / $\epsilon_{M_1} = 2,05$ кэВ/:

$$\Phi(M_1) = [Q - 2,05] [(Q - 2,05)^2 - m_\nu^2]^{1/2} = 0,53 \pm 0,10. \quad /17/$$

Следовательно,

$$Q(m_\nu c^2 = 0) = 2,58 \pm 0,10 \text{ кэВ.} \quad /18/$$

Тогда, используя расчетные значения отношений вероятностей М-, N-и т.д. захвата, можно получить полный период полураспада ^{163}Ho :

$$T_{1/2}(^{163}\text{Ho}) = /7 \pm 2/ \cdot 10^3 \text{ л.} \quad /19/$$

Ввиду важности значения Q авторы провели также специальные измерения продуктов ядерных реакций с целью независимого определения этой величины и получили

$$Q = 2,3 \pm 1,0 \text{ кэВ.} \quad /20/$$

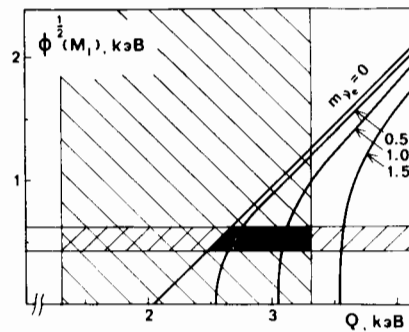


Рис. 7

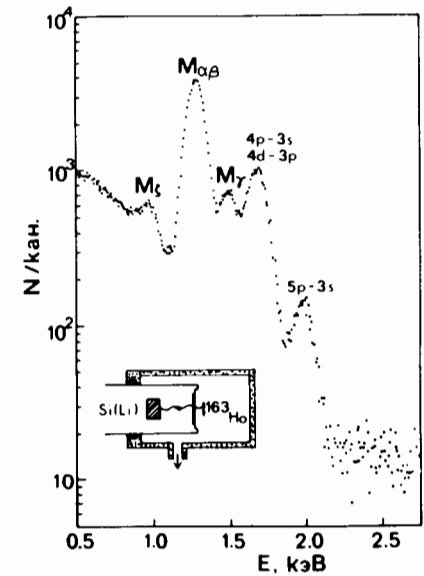


Рис. 8

Таким образом, используя взаимозависимость Q и m_ν в функции $\Phi(M_1)$, можно оценить величину массы нейтрино /рис.7/:

$$m_\nu c^2 < 1,3 \text{ кэВ.} \quad /21/$$

Очевидно, что с улучшением точности измерения Q верхняя граница m_ν может быть уменьшена.

Yasumi et al. /12/

Главная задача - измерение $T_{1/2}$ и Q . Исходная активность получена из реакции $^{164}\text{Dy}(p, 2n) ^{163}\text{Ho}$ с последующей очисткой от радиоактивных загрязнений. Число атомов в исследуемом источнике определено методом флуоресцентного анализа с помощью протонов: $/0,986 \pm 0,200/ \cdot 10^8$. Измерение спектра M_x -лучей проводилось с помощью $\bar{\text{Si}}(\text{Li})$ -детектора / $\Delta E \sim 120$ эВ при $E = 2$ кэВ/ - рис.8. Для уменьшения поглощения в воздухе источник размещен в специальной вакуумной камере. Измерены относительные интенсивности M_x -лучей и с помощью /16/ получено:

$$T_{1/2}(^{163}\text{Ho}) = /9_{-2}^{+5}/ \cdot 10^2 \text{ л,} \quad /22/$$

$$Q = 2,30 \pm 0,15 \text{ кэВ,}$$

$$m_\nu c^2 < 300 \text{ эВ.}$$

При этом анализе учитывалась и роль точности расчета $|M\bar{3}|$.

Это пока единственный эксперимент по исследованию зависимости спектра ВТИ от величины нейтрино. Исходная активность получена из реакции глубокого расщепления $\text{Pb}(\text{p}, \text{xp}, \text{yn}) \dots$ ^{193}Pt с последующим выделением ^{193}Pt . Источник был изготовлен на подложке из Cd , содержал $7 \cdot 10^3$ атомов и размещался между двумя детекторами из $\text{HPGe}/200 \text{ мм}^2 \times 6 \text{ мм}/$ и $\text{Si}(\text{Li})$. С их помощью измеряли спектры ВТИ, L_x -лучей и совпадений между ними. Аппаратурный спектр L_x -ВТИ совпадений показан на рис.9а, а зависимость его от величины Q - на рис.9б. Анализ совокупности экспериментальных данных дает:

$$Q(^{193}\text{Pt} \rightarrow ^{193}\text{Ir}) = 56,6 \pm 0,3 \text{ кэВ},$$

/23/

$$m_\nu c^2 < 500 \text{ эВ}.$$

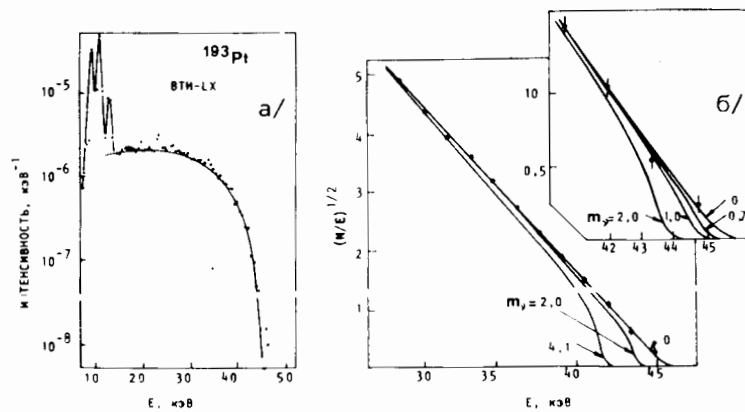


Рис.9

1.4. Планирование новых экспериментов

В настоящее время предложены различные проекты, часть из которых уже находится в стадии реализации. Как правило, они базируются на возможности совершенствования ранее изготовленных спектрометров. Рассмотрим вкратце основные идеи опубликованных проектов.

1.4.1. Проекты

Robertson et al. /38/

Эксперимент предложен коллаборацией Лос-Аламосской национальной лаборатории и Мичиганского университета /США/. Блок-схема

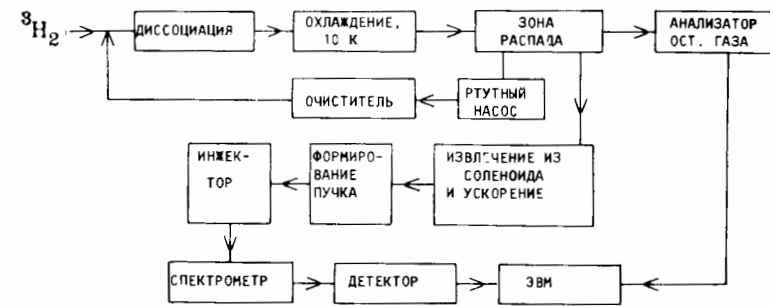


Рис.10

представлена на рис.10. Предполагается исследовать распад атомарного трития, который получается с помощью микроволнового разряда с последующим достижением равновесного состояния путем 2÷4 отражений от охлажденных /до 10°K / тефлоновых стенок. Интенсивность пучка - $\sim 10^{18}$ атомов/с.

Электроны от распавшегося в зоне соленоидального магнитного поля трития двигаются по спирали. Длина соленоида - 1 м. На выходе они ускоряются электрическим полем ~ 20 кВ. Этот шаг осуществлен с двух точек зрения: во-первых, магнитные спектрометры обычно работают лучше в области $E_e > 20$ кэВ и, во-вторых, использование системы детектирования с амплитудным анализом позволяет существенно уменьшить фон от распада трития, который может проникнуть в вакуумную камеру. Для измерения энергетического распределения электронов предполагается использовать безжелезный магнитный тороидальный спектрометр Третьякова /18/. Ранее авторы рассматривали также возможность применения магнитной дисперсионной системы с координатной регистрацией электронов.

Исследование характеристик системы в целом планируется проводить с помощью газового источника $^{83m}\text{Kr} / E_e \sim 17 \text{ кэВ}/$, который будет получаться в реакции распада $^{83}\text{Rb} / T_{1/2} = 83 \text{ дн.}/$. Авторы надеются получить первые экспериментальные данные примерно в 1985 г. Ожидаемая чувствительность методики составляет $m_\nu c^2 > 10 \text{ эВ}$.

Boyd et al. /39/

Проект предложен в университете Огайо /США/. Для измерения энергетического распределения электронов будет служить электростатический спектрометр - сложная система из сферического анализатора и фокусирующих решеток, работающая в интегральном режиме /рис.11/. Ожидаемые параметры: $\Delta E \sim 10 \text{ эВ}$ в области E_0 , $\Omega \sim 10\%$; диаметр источника - 0,93 см; неточность определения электрического поля $\sim 3 \text{ эВ}$. В качестве источника будет использован за-

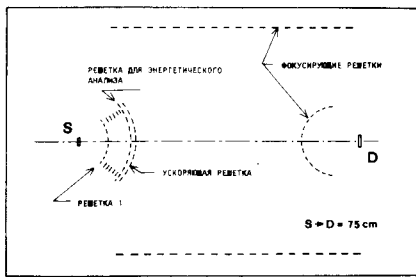


Рис. 11

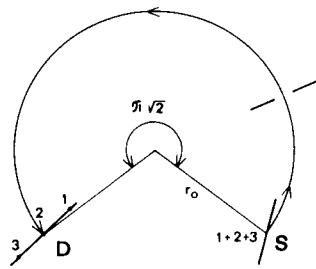


Рис. 12

мороженный на гелиевой ловушке тритий: активность - 0,4 мКи, толщина - несколько /~5/ мономолекулярных слоев. Детектирование электронов будет проводиться с помощью ионизационной камеры с энергетическим разрешением ~20±30%. Диаметр камеры - 25 мм.

Исследование ПФЛ и градуировка спектрометра будут выполняться с помощью электронной пушки, а также радионуклидов $^{119}\text{Sn} / E_{\beta} \sim 18 \text{ кэВ/}$ и $^{170}\text{Tm} / E_{\beta} \sim 23 \text{ кэВ/}$. Ожидаемая чувствительность составляет $\pi \cdot \text{с}^2 \sim 30 \text{ эВ}$. Начало экспериментов на спектрометре запланировано на 1983 г.

Fujioka et al. /40/

Проект осуществляет коллаборация нескольких японских университетов. Энергетическое распределение электронов измеряется с помощью безжелезного магнитного бета-спектрометра типа $\pi\sqrt{2}-r_0 = 75 \text{ см}$; $\Delta r/r \sim 0,06\%$, т.е. $\Delta E \sim 20 \text{ эВ}$ в области E_0 ; $\Omega \sim 0,1\%$. Фокальная поверхность прибора составляет 2,5% от измеряемого импульса, что достаточно для измерения всей чувствительной области трития /~1,5 кэВ/ с помощью позиционно-чувствительного детектора /разрешение ~1 мм в области E_0 /. Предполагается использование неэквипотенциальных источников с рабочей площадью ~100 см²/.

Ведутся работы по изготовлению тонких тритиевых источников с большой удельной активностью /1 мКи/2 мкг; для сравнения: у Брегквиста /26/ - 0,1 мКи/2 мкг, у Любимова /13/ - 0,5 мКи/2 мкг/. Проводится анализ влияния различных вторичных эффектов в бета-распаде на величину массы антинейтрино.

Graham et al. /41/

Эксперимент будет проводиться в Чок-Ривере /Канада/. Планируется использовать безжелезный магнитный бета-спектрометр типа $\pi\sqrt{2} / r_0 = 100 \text{ см/}$ с улучшенным разрешением ($\Delta E \sim 18 \text{ эВ}$) в области E_0 . Планируется использование неэквипотенциальных источников и многопроволочной координатной камеры для регистрации электро-

нов. Разрабатываются методы изготовления различных сверхтонких тритиевых источников, а также математических методов обработки экспериментальных данных.

Künding et al. /50/

Эксперимент предложен физическим институтом Университета в Цюрихе и будет выполняться в специально экранированной от внешних магнитных полей лаборатории в SINE. Для измерения спектра электронов построен безжелезный тороидальный спектрометр Третьякова /18/ с расстоянием источник-детектор 265 см. Цилиндрический неэквипотенциальный источник /длина - 10 см, диаметр - 5 см/ находится под напряжением V_0 относительно сети с большим пропуском, а магнитный спектрометр настроен на фиксированную энергию 1000 /2000/ эВ. Перед детектированием, которое осуществляется с помощью цилиндрической позиционно-чувствительной камеры /длина - 10 см, диаметр - 6 см, входное окно - 150 мкг/см², собственное энергетическое разрешение - 11% для $E_{\gamma} \sim 14 \text{ кэВ/}$, электроны ускоряются напряжением 20 кВ. Детектирующая система позволяет одновременно измерять спектр в интервале 48/96/ эВ с пространственным разрешением 2 мм, что соответствует энергетическому разрешению 1/2/ эВ.

Уже начаты исследования характеристик спектрометра с помощью электронной пушки и получено энергетическое разрешение ~6,4 эВ. Готовятся эксперименты по измерению спектра электронов $^{195}\text{Pt} - 108,88 \text{ кэВ} / E_{\beta} = 20,48 \text{ кэВ/}$. Анализируются влияние атомных эффектов и параметров спектрометра на чувствительность эксперимента по измерению массы антинейтрино.

1.4.2. Сравнительные характеристики проектов

В проектах, как правило, приводятся самые оптимистические оценки. Будут ли достигнуты планируемые параметры, покажет только эксперимент. Отметим главные тенденции, которые вытекают из систематизированных данных в табл.3:

- а/ Новые эксперименты нацелены на высокое энергетическое разрешение /как правило, <20 эВ/;
- б/ Очевидно стремление использовать источники с большой поверхностью, что связано с малостью эффекта и требованиями высокого разрешения /тонкие источники/;

Таблица 3

Параметр	/26/	/51/	/38/	/39/	/40/	/41/	/50/
E, эВ	55	55	20-40	10	20	20	10
$\Omega, \%$	0,5	0,4	?	10	0,1	0,1	0,43
S, см ²	200	8	?	0,7	40	?	157
$W = \Omega S, \text{ см}^2$	1	$3 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-2}$	$7 \cdot 10^{-2}$	$4 \cdot 10^{-2}$	$(4 \cdot 10^{-2})$	0,68
Число каналов	1	3	1	1	96	(96)	1
Вмк, мкг/с	2,5	0,05	?	?	?	?	?
В, мкг/см ²	1,4	0,2	0	?	?	?	?

в/ Для набора необходимой статистики существенное значение имеет возможность использования многоканального режима регистрации электронов. Фактор 10^2 /возможное число каналов/ с избытком

компенсирует сравнительно малые светимости в новых проектах. Это существенно и для исключения тех систематических погрешностей, которые могут появиться в экспериментах с одноканальными приборами.

1.5. Проблемы

Из проведенного анализа следует, что по мере уменьшения предела верхней границы массы /анти/нейтрино существенно возрастают сложности, связанные с необходимостью учета ряда эффектов, величина которых сравнима с ожидаемым значением массы. Проблемы, связанные с измерением $m_{\bar{\nu}}$ и m_{ν} , рассмотрим отдельно ввиду их специфичности.

1.5.1. Масса антинейтрино

Единственным реальным кандидатом для измерения $m_{\bar{\nu}}$ остается тритий. Однако если проблемы учета атомных эффектов не будут надежно решены, возможно, потребуются значительные усилия по исследованию бета-спектра ^{85}S .

а/ Прецизионная спектрометрия низкоэнергетических электронов

Бета-спектр трития находится в области 0-18 кэВ. С экспериментальной точки зрения эта область освоена плохо, что связано: с трудностями изготовления высококачественных источников; с проблемами регистрации электронов одним типом детектора в области 0-18 кэВ; с необходимостью детального изучения характеристик спектрометров с высоким разрешением и приемлемой эффективностью; с плохим знанием вклада многих эффектов, которые приводят к искажению формы аппаратурной линии /например, дискретные потери энергии^{42/}.

В результате измерения относительных интенсивностей дискретных излучений /ЗВК, оже-электроны/ проводят, в лучшем случае, на уровне 10%-ных погрешностей. При исследовании непрерывных спектров электронов трудности еще больше возрастают, так как нельзя контролировать такие характеристики качества эксперимента, как, например, форма, максимум и интенсивность спектральной линии. Некоторым выходом из положения может быть методика изготовления слоеных источников по Третьякову^{18/}, но такой подход не дает точности большей, чем для градуировочного источника.

Следовательно, первым шагом при постановке эксперимента по измерению $m_{\bar{\nu}}$ является разработка методики прецизионной спектрометрии низкоэнергетических электронов и создание с ее помощью соответствующего набора градуировочных источников.

б/ Градуировочные источники

Имеющиеся проекты предполагают использование трития как в связанной, так и в газовой форме. Анализируя таблицы изотопов^{11/}, можно выбрать несколько нуклидов, имеющих электронные линии в области $E_e \sim 20$ кэВ, приемлемые периоды полураспада, сравнительно простые спектры и значительную долю интенсивности в % на распад: ^{83}Rb (+ ^{83m}Kr), ^{119m}Sn , ^{119}Sn , ^{149}Eu и ^{161}Gd . При этом для газовой формы ^3H источник ^{83m}Kr является единственно возможным. В экспериментах^{26/} и^{5/} использованы ^{170}Tm и ^{169}Yb соответственно. Однако источник ^{170}Tm характеризуется большой естественной шириной линии $K_{84,3} / \Gamma(K) \sim 30$ эВ/, а ^{169}Yb - низким выходом электронов $M_{20,7} / \sim 1,7\%$ и ухудшением качества источника со временем^{42/}, что может объясняться диффузией ядер в подложку или образованием поверхностной пленки. Эти эффекты могут приводить к ухудшению энергетического разрешения и неправильной градуировке по энергиям.

С исследованием ПФЛ прямым образом связан и учет естественных ширин атомных уровней^{47/}. На эту мысль наводит анализ ПФЛ в работе^{5/}, где авторы связывают факт уширения M_1 -линии перехода 20,7 кэВ при распаде ^{169}Yb /рис.13а/ с возможным наложением К-линии какого-нибудь более высокоэнергетического перехода. На самом деле это уширение связано с вкладом $\Gamma(M_1)$, что продемонстрировано на рис.13б /измерение проведено на электростатическом бета-спектрометре с $\Delta E \sim 12$ эВ/. Рис.13б демонстрирует также эффект дискретных потерь энергии /низкоэнергетический склон M_1 -линии/, который с улучшением разрешения проявляется яснее^{42/}.

Заметим, что от правильности процедуры построения ПФЛ зависит вывод о наличии конечной массы у антинейтрино^{5,13/}. Если

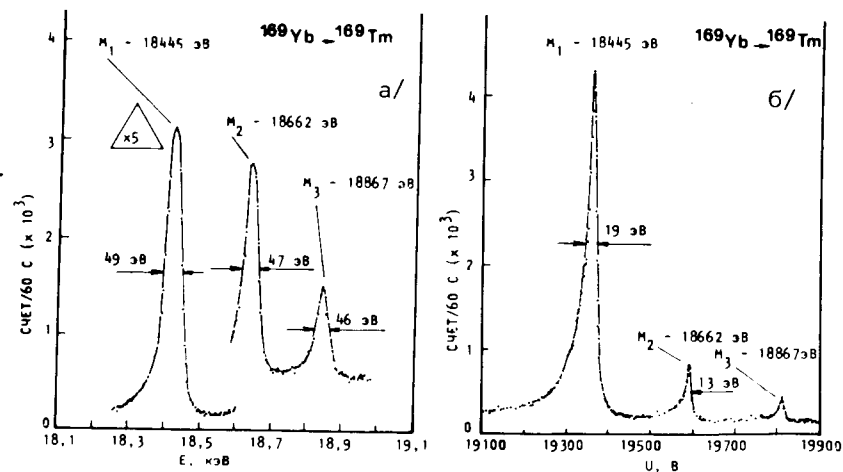


Рис.13

взять ПФЛ более узкую, чем она есть в действительности, то можно не заметить искажения спектра при $m_{\bar{\nu}} c^2 \neq 0$. Если же взять ПФЛ более широкую, чем реальная, на конце спектра появится провал, который можно интерпретировать как проявление конечности массы покоя антинейтрино.

в/ Прохождение электронов через водородсодержащие соединения

Этот вопрос связан с определением ПФЛ и имеет самостоятельное значение. Выводы о механизме прохождения имеют существенное значение как для энергетической градуировки, так и для учета эффективности регистрации электронов.

г/ Об измерении величины E_0 в ^{5/} и ^{28/}

Как подчеркивалось в ^{5/}, полученное значение E_0 расходится с данными Бергквиста ^{28/}:

1972 г. $E_0 / \text{Б/} = 18610 \pm 6 / \pm 16 / \text{эВ},$ /24/

1980 г. $E_0 / \text{Л/} = 18577 \pm 1,5 / \pm 12 / \text{эВ}.$

В скобках указана полная погрешность, включающая учет химических эффектов по Бергквисту ~ 10 эВ/. Эти данные необходимо откорректировать с учетом новейших измерений на кристалл-дифракционном спектрометре /КДГС/ ^{43/}.

¹⁷⁰Tm: $E_{\gamma} \sim 84,3$ кэВ, 1972 г. - $84,262 / 4 /$, 1983 - $84,253 / 1 /$;

¹⁸⁹Yb: $E_{\gamma} \sim 20,7$ кэВ, 1980 г. - $20,735 / 2 /$, 1983 - $20,744 / 1 /$.

Следовательно, данные ^{28/} нужно уменьшить на 9 эВ, а данные ^{5/} - увеличить на 9 эВ:

$E_0 / \text{Б/} = 18601 \pm 16 \text{эВ},$ /25/

$E_0 / \text{Л/} = 18586 \pm 12 \text{эВ}.$

Таким образом, формально можно принять, что расходимость снята. Формально потому, что величина E_0 трактуется по-разному ^{45/}: в работе ^{5/} под E_0 в функционале ^{6/} с точностью до энергии отдачи ядра подразумевается $E'_0 = E_0 + m_{\bar{\nu}}$; в работе же ^{28/} это уже экстраполированная граница E_0 , которая отличается от E'_0 на среднюю энергию возбуждения ~ 18 эВ/.

д/ 0 статистической обработке данных

Эффект влияния величины массы антинейтрино на форму бета-спектра сравним с искажениями, вносимыми спектрометром, или меньше их. И, как указано в ^{5/}, "визуализировать" эффект можно только путем статистического анализа. Известно, что такая про-

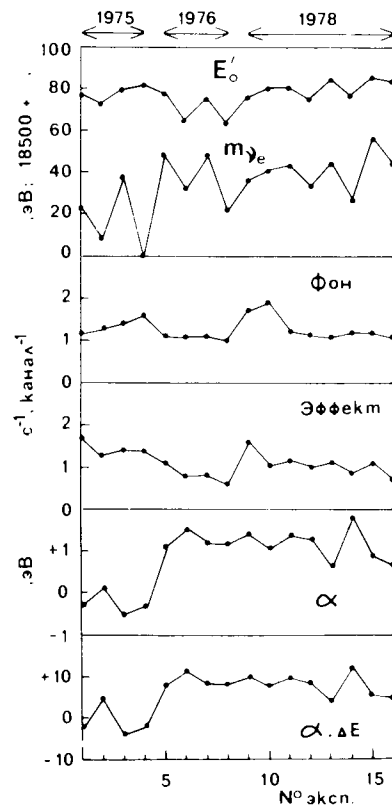


Рис. 14

цедура часто неоднозначна и допускает применение нескольких подходов при решении задачи минимизации параметров. Учитывая важность вывода о наличии конечной массы у антинейтрино, представляется целесообразным пожелать авторам ^{5/} опубликовать полный протокол эксперимента.

О трудности обработки данных говорит, например, графический анализ результатов работы ^{5/} - рис. 14. Как видно, ход зависимости величины $m_{\bar{\nu}}$ от номера серии измерения полностью повторяет ход E'_0 , исключение составляет лишь 4-я серия. В то же самое время ход других параметров напоминает поведение случайных величин, которое логично объясняется условиями эксперимента. Возможным объяснением наблюдаемой корреляции может быть тот факт, что функционал ^{6/} минимизируется по параметру $E'_0 = E_0 + m_{\bar{\nu}}$, а не по двум независимым параметрам E_0 и $m_{\bar{\nu}}$. Кроме того, использование таких физических параметров, как фон и эффективность, нужно признать ин-

тересным при моделировании их влияния, но непоследовательным при извлечении информации о величине $m_{\bar{\nu}}$ - целесообразнее было бы получать эти параметры независимым путем.

е/ Об измерении бета-спектра трития с помощью ППД

В экспериментах Симпсона ^{28,29/} атомарный тритий имплантировался в Si(Li) - детектор. Если принять все меры к снижению роли краевых эффектов /маскировка краев ППД во время имплантации/, то достигаются преимущества 4π -геометрии, а также исключения эффекта искажения формы бета-спектра из-за рассеяния в собственной толщине источника и вклада атомных эффектов. Следовательно, в идеальном случае здесь имеет место калориметрическое измерение и величины E_0 и Q очень близки. К сожалению, имплантируемые атомы трития создают радиационные повреждения кристалла, которые становятся ловушками зарядов. В результате энергетическая градуировка спектрометра с помощью внешних источников

может быть неоднозначной из-за систематических погрешностей ~100 эВ. В этом можно было убедиться после проведения осторожного отжига кристалла, в результате которого величина E_0 возросла примерно на 65 эВ. Результат Симпсона приведен в табл.2:

$$E_0 = 18562 \pm 5 \text{ эВ.} \quad /26/$$

В связи с исключительной важностью этой величины позже были продолжены работы по ее уточнению /80/:

$$E_0 = 18594 \pm 4 \text{ /}\pm 25/ \text{ эВ.} \quad /27/$$

Значение в скобках дает вклад систематической неопределенности из-за радиационных повреждений.

Дальнейшее улучшение методики может быть достигнуто путем использования метода термодиффузии трития в кремнии /48/ до уровня ~10¹⁴ атомов/см³ /в этом случае эффект радиационных повреждений исключается/ и детекторов из HPGe/отжиг при оптимальной температуре можно проводить после имплантации трития как до, так и после изготовления детектора/.

1.5.2. Масса нейтрино

По-видимому, из формы позитронных спектров в граничной области энергии вряд ли можно извлечь существенно более точную оценку величины m_ν . Уже сейчас данные ВТИ почти на порядок лучше и существуют реальные планы повышения чувствительности метода. Главные надежды связаны с тем, что эксперименты с ¹⁹³Pt показали существование резонансного усиления ВТИ и возможности использования техники совпадений L_x-лучей с тормозными квантами. К сожалению, сравнительно большое значение Q (¹⁹³Pt) не позволяет ожидать существенного повышения точности оценки m_ν , и теперь все надежды связывают с исследованием M_x-γ совпадений при распаде ¹⁸⁸Ho.

Таблица 4

Пит-ра	/11/	/36/	/10/	/12/	/46/
T _{1/2} ^п	33(23)	-	7(2)·10 ³	(9 ⁺⁵)·10 ²	6(2)·10 ³
T _{1/2} ^н	-	-	4,0(12)·10 ⁴	-	4,5(15)·10 ⁴
Q ^п , кэВ	-	2,1	2,3(10)	-	-
Q ^н , кэВ	2,6(21)	-	2,58(10)	2,30(15)	2,45(18)
m _ν , кэВ	-	-	1,3	0,3	1,25

Подведем итоги исследования распада ¹⁸⁸Ho - табл.4. Прежде всего отметим, что полученные результаты существенно отличаются от ранее принятых /11/ см.табл.1/: период полураспада оказался больше в ~10² раз, величина Q уточнена. Обратим внимание также на факт хорошего совпадения результатов измерения T_{1/2}^М двумя группами с помощью различных методов и на зависимость полного T_{1/2} от правильного выбора ядерных матричных элементов /48/. Очевидна необходимость улучшения точности прямого измерения Q, что позволит соответственно уменьшить верхнюю границу m_ν . Планируются также измерения M_x-лучей с помощью КДГС с координатной регистрацией /12/. Однако главные надежды - реализация M_x-γ совпадений.

Смогут ли эксперименты с ¹⁸³Ho выдержать конкуренцию с тритиевыми, покажет только опыт. Тем временем, однако, предложен новый метод определения массы нейтрино - одноэлектронный выброс в электронном захвате /метод SEEEC в отличие от IBEC/:



Первые оценки возможности нового метода рассмотрены в работе /49/ и выходят за рамки настоящего обзора.

1.5.3. Оценка массы антинейтрино по энергетическому балансу продуктов распада трития

Проведенный выше анализ экспериментов с тритием /раздел 1.3.1. и 1.5.1/ показал, что влияние величины m_ν на форму бета-спектра сравнимо с искажениями в источнике и спектрометре. И даже если получить оценку $m_\nu \neq 0$, то обязательно должен соблюдаться закон сохранения энергии:

$$m_\nu c^2 = Q - E_0 - E_R - \Delta E, \quad /29/$$

где Q = 18573/7/ эВ - разность масс ³H - ³He /31/; E_R - энергия ядра отдачи; ΔE - поправка, связанная с влиянием атомной оболочки на энергию β-электрона (ΔE > 0).

Таким образом, если определить с достаточной степенью точности /~эВ/ величины, стоящие в правой части /29/, то можно оценить величину $m_\nu c^2$. В частности, использование данных /25/ приводит к неравенству

$$m_\nu c^2 < 0. \quad /30/$$

Отсюда вытекает необходимость новых измерений Q и E₀.

Для определения Q можно использовать следующие методы:

- а/ масс-дублетные измерения;
 - б/ использование циклотронного резонанса;
 - в/ экстраполяцию графика Ферми-Кюри при измерении бета-спектра трития, введенного в чувствительный объем Si(Li) - и HPGe-детекторов;
 - г/ экстраполяцию графика Ферми-Кюри при измерении бета-спектра с помощью спектрометров с высоким энергетическим разрешением /см., например, /42/;
 - д/ анализ на основе баланса энергий различных реакций, измеренных с высокой точностью.
- Значительно более сложной задачей является определение величины E₀. Здесь существуют следующие возможности:

а/ дальнейшее совершенствование методов анализа формы бета-спектров, полученных с помощью спектрометров с высоким энергетическим разрешением /здесь одновременно определяют E_0 и m_{ν} /;

б/ исследование зависимости формы спектра тормозного излучения электронов трития в поглотителях с большим Z от величины m_{ν} /здесь также одновременно определяют E_0 и m_{ν} /;

в/ измерение границы бета-спектра трития в интегральном режиме по идее /22/.

Более подробное рассмотрение возможностей методов определения Q и E_0 выходит за рамки настоящего обзора.

ЛИТЕРАТУРА

1. Georgi H., Glashow S.L. Phys.Rev.Lett., 1974, vol.32, p.438.
2. Джеленов Б.С., Антоньева Н.М. Вестник ЛГУ, 1946, № 1, с.19.
3. Fermi E. Zeit.f.Phys., 1934, vol.88, p.161.
4. Hanna G.C., Pontecorvo B. Phys.Rev., 1949, vol.75, p.933.
5. Козик В.С. и др. ЯФ, 1980, т.32, с.301.
6. Beck E., Daniel H. Z.Phys., 1968, vol.216, p.229.
7. De Rujula A. Nucl.Phys., 1982, A374, p.619.
8. Jonson V. et al. CERN Preprint, EP/82-142, Geneva, 1982.
9. Ли Ц., Ву Ц. Слабые взаимодействия. "Мир", М., 1968.
10. De Rujula A. CERN Preprint, TH3045, Geneva, 1981.
11. Lederer C.M. et al. Table of Isotopes, 1978, 7th ed. Wiley, New York.
12. Yasumi S. et al. Proc. of the Conference "Neutrino-82". Balatonfured, 1982, vol.1, p.59.
13. Третьяков Е.Ф. и др. Изв.АН СССР, сер.физ., 1976, т.40, с.2026.
14. Graves E.R., Meyer D.I. Phys.Rev., 1949, vol.76, p.183.
15. Curran S.C. et al. Phys.Rev., 1949, vol.76, p.853.
16. Langer L.M., Moffat R.J.D. Phys.Rev., 1952, vol.88, p.689.
17. Hamilton D.R. et al. Phys.Rev., 1953, vol.92, p.1521.
18. Freidman L., Smith L.G. Phys.Rev., 1958, vol.109, p.2214.
19. Porter F.T. Phys.Rev., 1959, vol.115, p.450.
20. Moreland P.E., Bainbridge K.T. Proc. 2nd Cong. on Nuclear Masses. Vienna, 1963, p.423.
21. Bergkvist K.E. CERN Preprint, 69-7, Geneva, 1979, p.91.
22. Salgo R.C., Staub H.H. Nucl.Phys., 1969, A138, p.417.
23. Daris R., St.Pierre C. Nucl.Phys., 1969, A138, p.545.
24. Lewis V.E. Nucl.Phys., 1970, A151, p.120.
25. Piel W.F. Nucl.Phys., 1973, A203, p.369.
26. Bergkvist K.E. Nucl.Phys., 1972, B39, p.317.
27. Smith L.G., Wapstra A.H. Phys.Rev., 1975, C11, p.1392.
28. Simpson J. Proc. of the Conference "Neutrino-79". Bergen, 1979, vol.2, p.208.
29. Simpson J. Phys.Rev., 1981, D23, p.22.
30. Dixon W.R. et al. Phys.Lett., 1982, 108B, p.265.

31. Smith L.G. et al. Phys.Lett., 1981, 102B, p.114.
32. Wapstra A.H., Gove N.B. Nucl.Data Tables, 1971, A9.
33. Wapstra A.H., Bos K. ANDT, 1977, 19.
34. Бодулинский В.К. и др. Вопросы атомной науки и техники, сер.: Ядерные константы, 1982, вып.2/46/, с.31.
35. Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия. /Под ред. К.Зигбана/. Атомиздат, М., 1969, вып.1.
36. Bennett C.L. et al. Phys.Lett., 1981, 107B, p.19.
37. Andersen J.U. et al. CERN Preprint, EP-82-50, Geneva, 1982.
38. Robertson R.G.N. et al. Proc. of the Conference "Neutrino-82". Balatonfured, 1982, vol.1, p.51.
39. Boyd R.N. et al. Proc. of the Conference "Neutrino-82". Balatonfured, 1982, vol.1, p.67.
40. Fujioka M. Symposium on Proton Decay and Monopole. Kamioka, 1982, Oct.18-19.
41. Graham R.L. et al. AECL-7683, 1982.
42. Вылов Ц. и др. ОИЯИ, P6-82-918, Дубна, 1982.
43. Kessler E.G. et al. Phys.Rev.Lett., 1978, vol.40, p.171.
44. Bergkvist K.E. Phys.Scripta, 1971, vol.4, p.33.
45. Каплан И.Г. и др. ДАН СССР, 1982, т.262, с.1127; Каплан И.Г. и др. ЖЭТФ, 1983, т.84, вып.3, с.833.
46. Yasumi S. et al. Preprint KEK, 82-25, 1982.
47. Sevier K.D. Low Energy Electron Spectrometry. Wiley-Interscience; Keski-Rahkonen O., Krause N.O. ADNDT, 1974, 14, p.139.
48. Попко П.А., Дарбин А.В. Материалы XV семинара школы ЛИАФ, Л., 1981, с.164.
49. De Rujula A., Lusignoll M. CERN Preprint, TH-3300, TH-3444, Geneva, 1982.
50. SIN, Jahresbericht, 1982, p.NL23.

Рукопись поступила в издательский отдел
29 августа 1983 года

ОГЛАВЛЕНИЕ

	стр.
1. МАССА /АНТИ/НЕЙТРИНО	1
1.1. Главные выводы теории	2
1.1.1. β^+ -распад	2
1.1.2. Электронный захват	3
1.2. Радиоактивные источники	4
1.3. Экспериментальная ситуация	6
1.3.1. Определение массы антинейтрино на основе измерения бета-спектра трития	6
1.3.2. Определение массы нейтрино на основе измерения спектра позитронного излучения ^{22}Na	11
1.3.3. Определение массы нейтрино при изучении электронного захвата	11
а/ Распад ^{168}Ho	11
б/ Распад ^{193}Pt	14
1.4. Планирование новых экспериментов	14
1.4.1. Проекты	14
1.4.2. Сравнительные характеристики проектов	17
1.5. Проблемы	18
1.5.1. Масса антинейтрино	18
а/ Прецизионная спектрометрия низкоэнергетических электронов	18
б/ Градуированные источники	19
в/ Прохождение электронов через водородсодержащие соединения	20
г/ Об измерении величины E_0	20
д/ Об статистической обработке данных	20
е/ Об измерении бета-спектра трития с помощью ППД	21
1.5.2. Масса нейтрино	22
1.5.3. Оценка массы антинейтрино по энергетическому балансу продуктов распада трития	23
2. Литература	24

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

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

ДЗ-11787	Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
Д13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
Д1,2-12036	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
Д1,2-12450	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978	5 р. 00 к.
Д1,2-12450	Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, НРБ, 1978.	3 р. 00 к.
Д11-80-13	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
Д4-80-271	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
Д4-80-385	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
Д4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
Д2-81-512	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
Д10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
Д1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
Д17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
Д1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
Р18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
Д2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
Д9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
ДЗ,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.

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

ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Вылов Ц.

P6-83-517

Исследование свойств нейтрино в процессах радиоактивного распада: ситуация и перспективы. Масса /анти/нейтрино

Приведены результаты и перспективы измерения массы /анти/нейтрино в процессах радиоактивного распада. Проведен обзор экспериментов по исследованию формы непрерывных электронных и позитронных спектров, а также спектров внутреннего тормозного излучения в электронном захвате. Описаны проекты, нацеленные на измерение массы /анти/нейтрино. Проведен анализ различных эффектов, величина которых сравнима с ожидаемым значением массы антинейтрино, и сформулированы проблемы, решение которых необходимо при постановке новых экспериментов. Анализ энергетического баланса при распаде трития показывает, что имеющиеся данные не согласуются с гипотезой о наличии массы покоя у антинейтрино.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Vylov Ts.

P6-83-517

Investigation of Neutrino Properties In Radiative Decay: Situation and Prospects. /Anti/neutrino Mass

The present states and prospects of /anti/neutrino mass measurements from radioactive decay processes are described. The investigations of continuous electron and positron spectrum shapes are reviewed, as well as spectra of the internal bremsstrahlung in electron capture. The projects aimed at measuring the /anti/neutrino mass are described. Various effects whose value is compatible with the expected values of the antineutrino mass are analysed, and problems which should be solved for carrying out new experiments are formulated. Analysis of the energy balance at the tritium decay shows that the available data do not agree with the hypothesis on the finite antineutrino rest mass.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой