

П И С Ь М А
В ЖУРНАЛ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ
И ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

ОСНОВАН В 1965 ГОДУ
 ВЫХОДИТ 24 РАЗА В ГОД

ТОМ 58, ВЫПУСК 1
 10 ИЮЛЯ, 1993

Письма в ЖЭТФ, том 58, вып.1, стр.3 - 6

©1993 г. 10 июля

ПОИСК НЕЙТРИНО С МАССОЙ 17кэВ В БЕТА-РАСПАДЕ ^{63}Ni

*А.В.Дербин¹⁾, А.И.Егоров, В.Н.Муратова, Л.А.Попеко, С.В.Бахланов,
 А.В.Черный*

*Институт ядерной физики им.Б.П.Константинова РАН
 188350 Гатчина, Россия*

Поступила в редакцию 28 апреля 1993 г.

Проанализирован спектр электронов ^{63}Ni , помещенного между двумя Si(Li)-детекторами. Получено ограничение на параметр смешивания $|U_{eH}|^2 \leq 0,0015$ (90% уровень достоверности).

Вопрос о том, совпадают ли массовые и токовые состояния нейтрино, остается одним из наиболее актуальных в физике элементарных частиц. Поиски осцилляций нейтрино на реакторах и ускорителях, с одной стороны, и анализ кинетики двух и трех частичных распадов с испусканием нейтрино, с другой, приводили, до последнего времени, лишь к ограничениям на значения масс и углов смешивания. Исключение в настоящее время составляет анализ бета-спектров ядер ^3H , ^{35}S , ^{14}C и ^{63}Ni [1-7] и спектров тормозного излучения ^{55}Fe и ^{71}Ge [8,9], который позволяет сделать вывод о существовании нейтрино с массой 17кэВ и углом смешивания $\sim 0,1$. Эти результаты находятся в выраженном противоречии с данными аналогичных экспериментов, выполненных на магнитных спектрометрах [10-13] или, как и в работах [1-9], использовавших для измерения энергии электронов или γ -квантов полупроводниковые детекторы.

Достоверность интерпретации этих экспериментов зависит от полноты знания ответной функции детектора. Как уже отмечалось [14], вопрос о существовании тяжелого нейтрино мог бы быть надежно решен при наблюдении пика на второй производной от спектра. Использование аналитического выражения для ответной функции и, в частности, для ее низкоэнергетической части или введение поправок в выражение для спектра, всегда оставляет повод для сомнений [4, 15].

¹⁾E-mail: derbin@lnpi-spb.su.

В настоящей работе тонкий слой ^{63}Ni ($T_{1/2} \approx 100$ лет, $E_0 \approx 67$ кэВ) наносился прямо на золотое покрытие Si(Li)-детектора, который соединялся вплотную, без какого-либо промежутка, со вторым, точно таким же детектором, а на образовавшийся общий p -контакт и подавалось напряжение смещения (1 кВ). В такой геометрии, при включении детекторов на антисовпадения эффективно подавляется вклад электронов обратного рассеяния в низкоэнергетическую часть ("хвост") ответной функции детекторов. Доля таких электронов при нормальном падении бета-частиц на поверхность детектора составляет около 15%. При включении детекторов встык и на антисовпадения низкоэнергетическая часть функции распределения определяется, в основном, электронами, вылетающими под малыми углами к поверхности и потерявшими часть энергии в нечувствительном слое детектора. Таким образом, в нашем случае мы имеем отличную от [2-7] величину и форму "хвоста" функции разрешения, конкретный учет которого, возможно, является причиной расхождений.

Рабочий источник ^{63}Ni диаметром 5 мм и активностью $3,6 \cdot 10^3$ Бк наносился на золоченую поверхность Si(Li)-детектора электролизом. Толщина источника составляла 15 мкг/см^2 , толщина напыленного золота 30 мкг/см^2 . Особое внимание было уделено радиохимической чистоте ^{63}Ni . Для его получения $1 \text{ мг } ^{62}\text{NiO}$ облучали в реакторе в потоке $10^{14} \text{ Н/см}^2 \cdot \text{с}$. После выдержки оксид никеля растворяли в соляной кислоте и подвергали двукратной хроматографической очистке, сначала на анионите из 8 М HCl, затем на катионите при плавном подъеме кислотности элюента от 0,01 до 1,8 М. Очищенный препарат $^{63}\text{NiCl}_2$ с удельной активностью 10^3 Бк/мкг содержал менее 10^{-4} сторонней гамма-активности.

После нанесения никеля детекторы соединялись вплотную, устанавливались в криостат и охлаждались до температуры жидкого азота. Оба детектора имели аналогичные спектрометрические каналы: предусилитель с непрерывной стоковой связью и охлаждаемым полевым транзистором, усилитель с постоянной времени формирования 2 мкс, схему отбора наложений с разрешающим временем 0,3 мкс и 12-разрядный АЦП с градуировкой $\sim 0,1$ кэВ/канал. Максимальное отклонение от линейной энергетической градуировки, проведённой по γ -линиям ^{241}Am и ^{169}Yb , а также по рентгеновским линиям элементов, возбуждаемых источником ^{241}Am , не превышало 25 эВ. Разрешение, измеренной по 59 кэВ γ -линии ^{241}Am , составляло 1,1 кэВ. Порог дискриминатора для отбора совпадающих событий устанавливался на уровне 3 кэВ. В памяти компьютера накапливались два амплитудных спектра по 4096 каналов несопадающих сигналов от детекторов, двумерный спектр совпадающих событий, а также амплитудные спектры сигналов, отобранных схемой режекции.

Измерения проводились отдельными сериями по ~ 15 час. В промежутках между сериями производилась градуировка детекторов по γ -линиям ^{241}Am со статической точностью $\sim 5 \cdot 10^{-3}$. Контроль стабильности во время измерений осуществлялся по генератору стабильной амплитуды. Измерения продолжались до тех пор, пока не была достигнута статистическая обеспеченность в районе 50 кэВ, равная $1,1 \cdot 10^7$ событий/кэВ. После завершения основных измерений на пятно ^{63}Ni были последовательно нанесены субмикrogramмные количества ^{169}Yb и ^{109}Cd и в той же геометрии определен сдвиг линий электронов конверсии и изменение их полуширины по сравнению с ответной функцией детектора для γ -квантов ^{241}Am . При градуировке в данной геометрии происходит дополнительное уширение электронной линии, связанное, в основ-

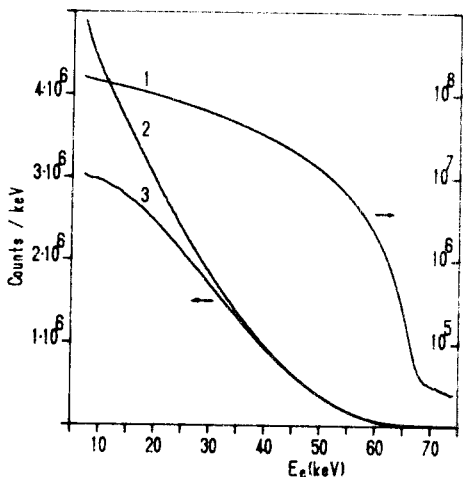


Рис.1

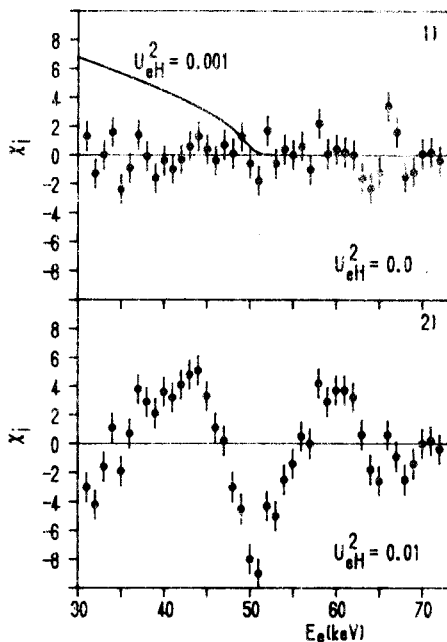


Рис.2

Рис.1. Суммарный энергетический спектр, причятый к обработке (кривая 1). Для одной из серий кривая 2 – спектр несовпадающих событий и кривая 3 – спектр событий, зарегистрированных двумя детекторами, умноженный на три

Рис.2. Результаты оптимального фита для $M_\nu = 0$ и $|U_{eH}|^2 = 0$ (вверху) и $M_\nu = 17$ кэВ и $|U_{eH}|^2 = 0,01$ (внизу). Сплошная кривая показывает дополнительный вклад в спектр (не нормированный на единицу) для $M_\nu = 17$ кэВ и $|U_{eH}|^2 = 0,001$

ном, с регистрацией рентгеновского излучения, сопровождающего электроны конверсии, поэтому при обработке результатов ширина линий на полувысоте являлась варьируемым параметром, что позволило получить лучшее согласие вблизи граничной энергии.

По окончании измерений амплитудные спектры каждой серии были преобразованы в энергетические спектры, при этом были учтены слегка различающиеся градуировочные коэффициенты. Изменение усиления для различных серий, а также суммирование данных с обоих детекторов для окончательной обработки по интервалам в 1 кэВ, предпринималось для уменьшения дифференциальной нелинейности, задаваемой АЦП. На рис.1 приведены энергетический спектр несовпадающих бета-частиц ^{63}Ni для одной из серий, спектр электронов, зарегистрированных двумя детекторами в той же серии, увеличенный, для сравнения, в три раза, и суммарный энергетический спектр электронов для всех 20 серий в логарифмическом масштабе. Для энергий выше 30 кэВ спектры независимых и двойных событий имеют близкую форму. Определенная вероятность обратного рассеяния для электронов составляет 23%.

Полученный экспериментальный спектр бета-частиц ^{63}Ni сравнивался с теоретическим путем поиска минимума функционала χ^2 . Вначале для интервала 69–75 кэВ находились два параметра линейной аппроксимации фона, которые использовались для всего спектра и не варьировались. Фактически этими

двумя параметрами описывался фон, связанный с естественной радиоактивностью, и фон от наложившихся импульсов, не отобранных схемой режекции. Оставшаяся часть спектра сравнивалась с выражением

$$N(E_i) = A \sum_k F(E_k, Z) S(E_k, E_0, U_{eH}, M_\nu) R(\sigma, E_i, E_k) (1 + \alpha(E_0 - E_k)),$$

где A – нормировочная константа, $F(E_k, Z)$ – функция Ферми с учетом поправки на экранирование, R – гауссовская функция разрешения с дисперсией σ , $S = (1 - |U_{eH}|^2)S(M_\nu = 0) + |U_{eH}|^2 S(M_\nu = 17 \text{ кэВ})$ – сумма двух бета-спектров с граничной энергией E_0 и массой нейтрино M_ν . Параметр α введен для компенсации низкоэнергетического хвоста у функции разрешения. Таким образом, при поиске минимума функционала χ^2 варьировались 4 параметра – A , E_0 , σ и α . Данная процедура подгонки обеспечивает приемлемое значение χ^2 в интервале 30–75 кэВ. Распределение величин χ_i с параметрами из оптимального фита и фиксированном значении $U_{eH} = 0$ показано в верхней части рис. 1 ($\chi_n^2 = 1, 39$). Для фиксированного значения $M_\nu = 17$ кэВ минимальное значение χ^2 получается при $|U_{eH}|^2 = 0,0002$. Таким образом, выбранная модель теоретической функции согласуется с экспериментальными результатами в предположении, что $U_{eH} = 0$. Сплошная кривая показывает дополнительный вклад в спектр (не нормированный на единицу) в случае если 17 кэВ нейтрино испускается с вероятностью $|U_{eH}|^2 = 0,001$.

Результаты оптимального фита для значений $|U_{eH}|^2 = 0,01$ и $M_\nu = 17$ кэВ, которые почти соответствуют среднему значению параметров, полученному в экспериментальных работах [1–9], показаны в нижней части рис. 2. Полученное значение $\chi_n^2 = 12,3$ противоречит результатам, подтверждающим существование тяжелого нейтрино, и для 40 степеней свободы соответствует 50 стандартным отклонениям. Если для определения ограничения на возможное значение U_{eH} использовать зависимость $\chi^2(U_{eH})$, то для 90% уровня достоверности получаем $|U_{eH}|^2 \leq 0,0015$. Это значение близко к полученным в работах [10–13, 16 – 19] верхним ограничениям на параметр смешивания ($\leq 0,003$ для ^{63}Ni и $\leq 0,0017$ для ^{35}S) и существенно противоречит среднему значению $\sim (0,0085 \pm 0,001)$ из работ [1–9].

-
1. J.J.Simpson, Phys. Rev. Lett. **54**, 1891 (1985).
 2. J.J.Simpson, Phys. Lett. **B174**, 113 (1986).
 3. A.Hime, J.J.Simpson, Phys. Rev. **D39**, 1837 (1989).
 4. J.J.Simpson, A.Hime, Phys. Rev. **D39**, 1825 (1989).
 5. A.Hime, N.A.Jelley, Phys. Lett. **257**, 441 (1991).
 6. B.Sur, Eric B.Norman, K.T.Lesko, et al., Phys. Rev. Lett. **66**, 2444 (1991).
 7. A.Hime and N.A.Jelley, Oxford Report No. OUNP-91-21.
 8. I.Zliven, A.Ljubičić, S.Kaučić, B.A.Logan, Phys. Rev. Lett. **67**, 560 (1991).
 9. E.B.Norman et al., J. Phys. **G17**, S291 (1991).
 10. А.М.Апаликов, С.Д.Борис, А.И.Голутвин и др., Письма в ЖЭТФ **42**, 233 (1985).
 11. T.Alzitroglou, F.Calaprice, M.Dewey, et al., Phys. Rev. Lett. **55**, 799 (1985).
 12. J.Markey, F.Boehm, Phys. Rev. **C32**, 2215 (1985).
 13. D.W.Hethrington et al., Phys. Rev. **C36**, 1504 (1987).
 14. V.Nozik, Int. Symp. WEIN-92, Dubna, 1992.
 15. D.R.O.Morrison, Report CERN-PPE/91-140 (1991).
 16. T.Ohi et al., Phys. Lett. **B160**, 322 (1985).
 17. U.Datar et al., Nature **318**, 547 (1985).
 18. M.I.G.Borge, Physica Scripta **34**, 591 (1986).
 19. J.L.Mortara, I.Ahmad, K.P.Coulter, et al., Phys. Rev. Lett., **70**, 394 (1993).