

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

ОСНОВАН В 1965 ГОДУ
 ВЫХОДИТ 24 РАЗА В ГОД

ТОМ 72, ВЫПУСК 6
 25 СЕНТЯБРЯ, 2000

Письма в ЖЭТФ, том 72, вып.6, стр.407 - 410

© 2000г. 25 сентября

**НОВЫЙ ПРЕДЕЛ НА ВЕРОЯТНОСТЬ $\beta\beta$ -РАСПАДА ^{76}Ge НА
 УРОВЕНЬ 0_1^+ ^{76}Se**

С.И.Васильев, А.А.Клименко¹⁾, С.Б.Осетров, А.А.Смольников

Институт ядерных исследований РАН
 117312 Москва, Россия

Объединенный институт ядерных исследований
 141980 Дубна, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 31 июля 2000 г.

В подземной низкофоновой лаборатории БНО проведены измерения с использованием детектирующей системы из четырех сверхчистых германиевых детекторов, изготовленных из обогащенного ^{76}Ge . Определена чувствительность такого эксперимента к регистрации двойного бета распада ^{76}Ge на возбужденные уровни ядра ^{76}Se . За 228 дней измерений установлен новый предел на период полураспада ^{76}Ge на возбужденный уровень 0_1^+ ^{76}Se : $T_{1/2}(2\nu 2\beta) \geq 6.2 \cdot 10^{21}$ лет(90% У.Д.)

PACS: 23.40.-s

Уникальным процессом для исследования фундаментальных свойств нейтрино является безнейтринный двойной бета-распад ($0\nu\beta\beta$). Обнаружение этого процесса привело бы к новым представлениям в физике элементарных частиц вне стандартной модели электрослабых взаимодействий [1]. Исследование и поиск двухнейтринной моды двойного бета-распада ($2\nu 2\beta$), являющейся разрешенным процессом в рамках стандартной модели электрослабых взаимодействий, дает дополнительную информацию, которая чрезвычайно важна для расчетов ядерных матричных элементов как двухнейтринного, так и безнейтринного двойного бета-распада [2, 3]. Одной из возможных мод двухнейтринного двойного бета-распада является распад на возбужденный уровень 0_1^+ дочернего ядра. На предыдущих этапах экспериментальных исследований предпочтение отдавалось поиску $\beta\beta$ -распада на основное состояние дочернего ядра, так как вероятность двухнейтринного двойного бета-распада W сильно зависит от полной энергии перехода Q ($W \sim Q^{11}$). Экспериментальное исследование двойного бета-распада на возбужденный уровень дочернего ядра стало возможным лишь в последнее время, когда чувствительность экспериментов существенно повысилась. Эксперимент по поиску двойного бета-распада ^{76}Ge с использованием

¹⁾ e-mail: klimenko@nusun.jinr.ru

системы из четырех HPGe детекторов проводится в подземной низкофоновой лаборатории Баксанская Нейтринная Обсерватория (БНО) ИЯИ РАН в рамках коллаборации IGEX [4]. Лаборатория расположена на глубине 660 м водного эквивалента. Для снижения фона детекторов используются пассивная и активная защиты. Детектирующая система помещена в общую защиту, которая состоит из 12 см меди, 20 см свинца и 8 см борированного полиэтилена. Все материалы пассивной защиты находятся в подземной лаборатории более 20 лет, что значительно снизило содержание в них космогенных радиоактивных изотопов. Установка работает в измерительной низкофоновой камере, стены которой изготовлены из 50 см низкофонового бетона, 50 см низкорadioактивной основной породы и 8 мм стали. Фактор общего снижения фона детекторов составляет ≈ 107 по сравнению с незащищенными детекторами на той же глубине. Подробное описание низкофоновой камеры и детектирующей установки дано в работах [5, 6]. Полная масса каждого из четырех детекторов ≈ 1 кг. Три изготовлены из германия, изотопно обогащенного ^{76}Ge , а четвертый – из необогащенного германия. Реализуемая в нашем эксперименте схема компоновки детекторов в пассивной защите существенно отличается от схем, используемых в других долговременных экспериментах по поиску и исследованию двойного бета-распада ^{76}Ge [7, 8]. В этих экспериментах, дополнительно к общей для всех детекторов пассивной защите, используется индивидуальная пассивная защита из свинца, окружающая каждый германиевый детектор. То есть детекторы экранированы друг от друга несколькими сантиметрами свинца. Такая дополнительная защита существенно снижает эффективность использования многодетекторной установки к регистрации мод двойного бета-распада с переходом на возбужденные уровни дочернего ядра. Уровень фона, достигнутый в нашем эксперименте, дает возможность работать без применения индивидуальной защиты каждого детектора, что позволило использовать описанную многодетекторную систему для поиска процесса $^{76}\text{Ge}(2\nu 2\beta)^{76}\text{Se}(0_1^+)$. Схема распада для этого процесса представлена ниже на рис.2. Из нее видно, что при переходе на возбужденный уровень 0_1^+ ядра ^{76}Se возбуждение снимается последовательным испусканием двух гамма-квантов с энергиями 563.2 и 559.1 кэВ. Наличие двух гамма-квантов в конечном состоянии является специальной сигнатурой событий искомого процесса, которая служит существенным фактором дополнительного снижения фона. Детектор, в котором произошел двойной бета-распад ^{76}Ge , регистрирует электроны с суммарной кинетической энергией в диапазоне 60–916 кэВ, а любой из трех других детекторов может одновременно зарегистрировать один или два гамма-кванта. Энергетическое разрешение, усредненное по детекторам и по всему времени набора составило 3.7 кэВ для энергии 1064 кэВ. Для поиска событий с указанной сигнатурой использовались данные, набранные за 228 дней живого времени. Для формирования таких событий записывалась амплитудная и временная информация для каждого германиевого детектора. Если временной интервал между срабатыванием двух германиевых детекторов не превышает 20 мкс, события считаются одновременными и записываются в двухмерную матрицу. Скорость таких событий, когда одновременно сработали два любых германиевых детектора, составляет ≈ 25 событий в день во всем измеряемом энергетическом интервале (от 60 до 4096 кэВ). На рис.1 представлено двухмерное энергетическое распределение таких событий за время набора 228 дней. На этом же рисунке представлены области оптимальные для поиска событий, соответствующих процессу $^{76}\text{Ge}(2\nu 2\beta)^{76}\text{Se}(0_1^+)$. Эти области соответствуют энергетическим областям $(556 - 565)$ кэВ \times $(60 - 916)$ кэВ по осям X (E_1) и Y (E_2). В представленном экспериментальном двухмерном спектре наблюдаются перпенди-

кулярные осям “полосы событий”, соответствующие каскадным гамма-квантам с энергиями 570 и 1064 кэВ, которые обусловлены присутствием изотопа ^{207}Bi в защите. На спектре заметна также и “диагональ событий”, соответствующая энергии гамма-квантов 1460 кэВ и обусловленная наличием ^{40}K .

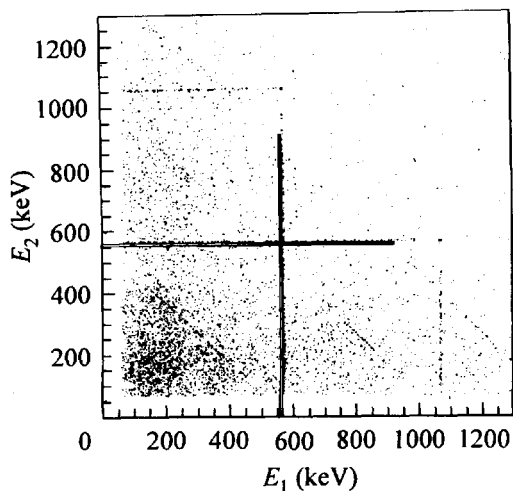


Рис.1. Экспериментальное двухмерное распределение энерговыделений для пар германиевых детекторов, набранное за 228 дней. Прямоугольниками выделены области максимального отношения сигнал/фон

На первоначальном этапе эксперимента были проведены специальные серии измерений с детекторами вне защиты для определения активного объема детекторов [9] и экспериментального определения эффективности регистрации гамма-квантов от точечных калибровочных источников, располагавшихся в различных позициях между четырьмя детекторами. Эти измерения вместе с расчетами функций откликов детекторов показали, что необогащенный детектор имеет активный объем, соответствующий массе 990 г, а обогащенные ^{76}Ge детекторы имеют объемы, соответствующие массам – 700, 700 и 670 г. Естественная распространенность изотопа ^{76}Ge составляет 7,8%, обогащение материала для изготовления детекторов равно 87% по изотопу ^{76}Ge . На основе пакета GEANT 3.21 была разработана программа расчета функций отклика детекторов к различным модам двойного бета-распада. Сравнение расчетных и измеренных на первоначальном этапе калибровочных энергетических спектров для различных изотопов показало хорошее воспроизведение экспериментальных спектров. На рис.2 представлено расчетное двухмерное распределение событий, соответствующих процессу $^{76}\text{Ge}(2\nu 2\beta)^{76}\text{Se}(0_1^+)$ в применявшейся детектирующей системе. С использованием сравнения экспериментальных и расчетных двухмерных распределений, определены области максимального отношения сигнал/фон, эти области обозначены на рис.1 в виде прямоугольников. Эффективность регистрации событий, соответствующих процессу $^{76}\text{Ge}(2\nu 2\beta)^{76}\text{Se}(0_1^+)$ в выделенных областях, составила 1,7%. Скорость счета событий в интересующей нас области равна 0.32 ± 0.04 день $^{-1}$. Статистически значимого превышения скорости счета за счет ожидаемого процесса в этих областях не наблюдается, поэтому можно лишь установить новый предел на период полураспада исследуемого процесса. Для расчета предела на период полураспада используется формула

$$\lim T_{1/2} = \ln(2) N_0 t \epsilon / N_b^{1/2},$$

где N_0 – число ядер ^{76}Ge , t – время измерения, ϵ – эффективность регистрации, N_b – число отсчетов в исследуемой энергетической области. Используя фоновую скорость

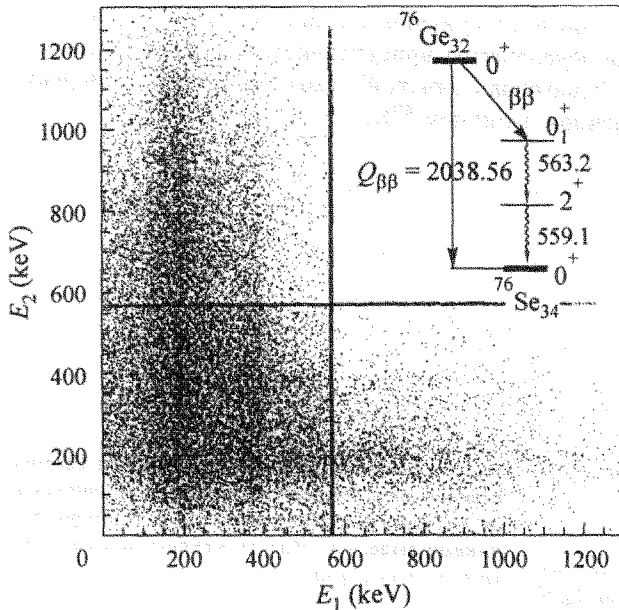


Рис.2. Расчетное двухмерное распределение как функция отклика детектирующей установки к процессу ${}^{76}\text{Ge}(2\nu 2\beta){}^{76}\text{Se}(0_1^+)$. Схема $\beta\beta$ -пада изотопа ${}^{76}\text{Ge}$

счета в выделенных областях и рассчитанную эффективность регистрации событий, получаем предел на период полураспада ядра ${}^{76}\text{Ge}$ на уровень 0_1^+ ядра ${}^{76}\text{Se}$:

$$T_{1/2}(2\nu 2\beta, 0_1^+) \geq 6.2 \cdot 10^{21} \text{ лет (90\%У.Д.)}$$

Наилучший предел, достигнутый до настоящего времени, был получен в работе [10] и составляет

$$T_{1/2}(2\nu 2\beta, 0_1^+) \geq 1.7 \cdot 10^{21} \text{ лет (90\%У.Д.)}$$

В ходе первого этапа измерений определились перспективы дальнейшего увеличения чувствительности эксперимента, которые связаны с возможностью снижения фона установки. Были определены основные компоненты фона, которые обусловлены присутствием в материалах установки изотопов ${}^{207}\text{Bi}$ и ${}^{40}\text{K}$. Анализ относительной интенсивности гамма-пику ${}^{207}\text{Bi}$ и ${}^{40}\text{K}$ для каждого из детекторов позволил с достаточной точностью локализовать их местонахождение в установке, что дает возможность полного удаления изотопа ${}^{207}\text{Bi}$ и удаления значительной части ${}^{40}\text{K}$ из состава компонентов детекторов и защиты. Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 98-02-17973).

1. M.Moe and P.Vogel, *Ann. Rev. Part. Sci.* **44**, 247 (1994).
2. H.V.Klapdor-Kleingrothaus and A.Staudt, *Non accelerator Particle Physics*, Bristol and Philadelphia: institute of Physics Publishing, 1995.
3. J.Suhonen and O.Civaterese, *Phys. Rep.* **300**, 123 (1998).
4. A.A.Klimenko, S.B.Osetrov, A.A.Smolnikov et al., *Pros. Int. School "Particle and Cosmology"*, Singapore: World Sci. 1996, p.108.
5. A.A.Klimenko, A.A.Pomansky, and A.A.Smolnikov, *Nucl. Inst. & Meth.* **B17**, 445 (1996).
6. A.A.Klimenko, S.B.Osetrov, A.A.Smolnikov, and S.I.Vasiliev, *JETP Lett.* **67**, 875 (1998).
7. M.Gunter, J.Hellmig, G.Heusser et al. *Phys. Rev.* **D55**, (1997).
8. C.E.Aalseth, F.T.Avignone, A.Klimenko et al., *Phys. Rev.* **C59**, 2108 (1999).
9. E.V.Demidova, I.V.Kirpichnikov, and A.A.Vasenko, *Nuclear Phys.* **B70**, 252 (1999).
10. A.S.Barabash, A.V.Derbin, L.A.Popeko, and V.I.Umatov, *Z. Phys.* **252**, 231 (1995).