

ИССЛЕДОВАНИЕ $2\nu\beta$ -РАСПАДА КСЕНОНА НА ТРЕКОВОЙ
УСТАНОВКЕ ИТЭФ ДЕВИЗ

© 2012 г. В. А. Белов, Э. В. Брахман, О. Я. Зельдович, А. К. Карелин, В. В. Кириченко,
А. С. Кобякин, О. М. Козодаева, А. В. Кученков, В. А. Любимов, Т. Н. Цветкова
ГНЦ РФ “Институт теоретической и экспериментальной физики имени А.И. Алиханова”

Россия, 117218, Москва, Б. Черемушкинская ул., 25

Поступила в редакцию 09.11.2011 г.

После доработки 15.12.2011 г.

В ИТЭФ на установке ДЕВИЗ в течение нескольких лет проводились исследования $2\nu\beta$ -распада изотопа ^{136}Xe . Трековая установка ДЕВИЗ (ДЕтектор ВИЗуализирующий) представляет собой время-проекционную камеру в магнитном поле. В ней экспонировалось поочередно по 4 кг ксенона с различным изотопным составом. Наблюдался избыток событий в образце, обогащенном изотопом ^{136}Xe . В статье описываются этапы эксперимента, проводится анализ фоновых процессов, которые могли бы имитировать события двухнейтринного двойного бета-распада, а также приводится предел на период полураспада $T_{1/2}(2\nu\beta) > 2.1 \cdot 10^{20}$ лет.

ВВЕДЕНИЕ

Исследование $0\nu\beta\beta$ -распада является одной из самых приоритетных задач физики частиц. Наблюдение такого распада означало бы, что нейтрино майорановское, а также определило бы абсолютную шкалу и иерархию масс нейтрино. Для определения массы (или предела на массу) нейтрино из экспериментальных данных необходимо знание ядерных матричных элементов (я.м.э.), теоретические расчеты которых проверяются сравнением с экспериментальными данными для наблюдения разрешенного в стандартной модели $2\nu\beta$ -распада.

Конкуренция в области исследования безнейтринного распада велика. Изотоп ^{136}Xe как источник двойного бета-распада имеет ряд преимуществ для будущих экспериментов. Прежде всего, энергия перехода для ^{136}Xe $Q = 2457.8$ кэВ — одна из самых больших, а вероятность распада по безнейтринному каналу пропорциональна $\sim Q^5$. Кроме того, цена получения больших образцов (несколько тонн) с высоким обогащением ($>80\%$) по изотопу ^{136}Xe относительно умеренная (в 5–10 раз ниже цены наработки ^{76}Ge), методика центрифугирования хорошо развита (в России), а содержание изотопа в естественной смеси достаточно высокое (8.9%). Заметим также, что ксенон может одновременно служить рабочей средой как для жидкостного детектора, так и для детектора с газовым наполнением. События от комптоновского рассеяния γ -квантов (основной источник фона) отличаются от событий $2\nu\beta$ -распада. Помимо этого, ксенон — инертный газ, легко может быть очищен от газообразных примесей химическим способом. Исследования двойного бета-распада ^{136}Xe проводились многими группами [1–4] раз-

личными методиками. Раньше были получены только пределы для двухнейтринного распада [5, 6], и совсем недавно появился первый в мире результат по наблюдению $2\nu\beta$ -распада ^{136}Xe в эксперименте ЕХО: измеренный период полураспада равен $2.11 \cdot 10^{21}$ лет [7]. Регистрация этого распада очень важна как для планируемых экспериментов, так и для проверки теоретических расчетов я.м.э. Теоретические оценки для двухнейтринного распада ^{136}Xe лежат в интервале $1.1 \cdot 10^{20} - 2.1 \cdot 10^{22}$ лет [8].

Поиск $2\nu\beta$ -распада ^{136}Xe и является основной задачей эксперимента ДЕВИЗ.

1. СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТА

Подробно установка описана в [9], а ее схема приведена на рис. 1. Времяпроекционная камера ТРС (Time Projection Chamber) объемом 13 м^3 помещена в магнит $\varnothing 5.5$ м с напряженностью поля 0.525 кГс при неоднородности $<2\%$. Источником двойного бета-распада служит ^{136}Xe , расположенный в центральной части детектора, отделенной от двух других объемов, наполненных CH_4 , майларовыми перегородками толщиной 50 мкм. Детектор работает при атмосферном давлении и имеет два дрейфовых промежутка, при этом высоковольтные электроды расположены на верхней и нижней плоскостях детектора. Равномерно распределенный потенциал от 30 кВ до 0 В принудительно задается на всех боковых поверхностях (включая майларовые перегородки) с помощью ползающих электродов, создавая однородное электрическое дрейфовое поле. Электроны ионизации в треке заряженных частиц в газе дрейфуют в направлении электрического поля к пропорци-

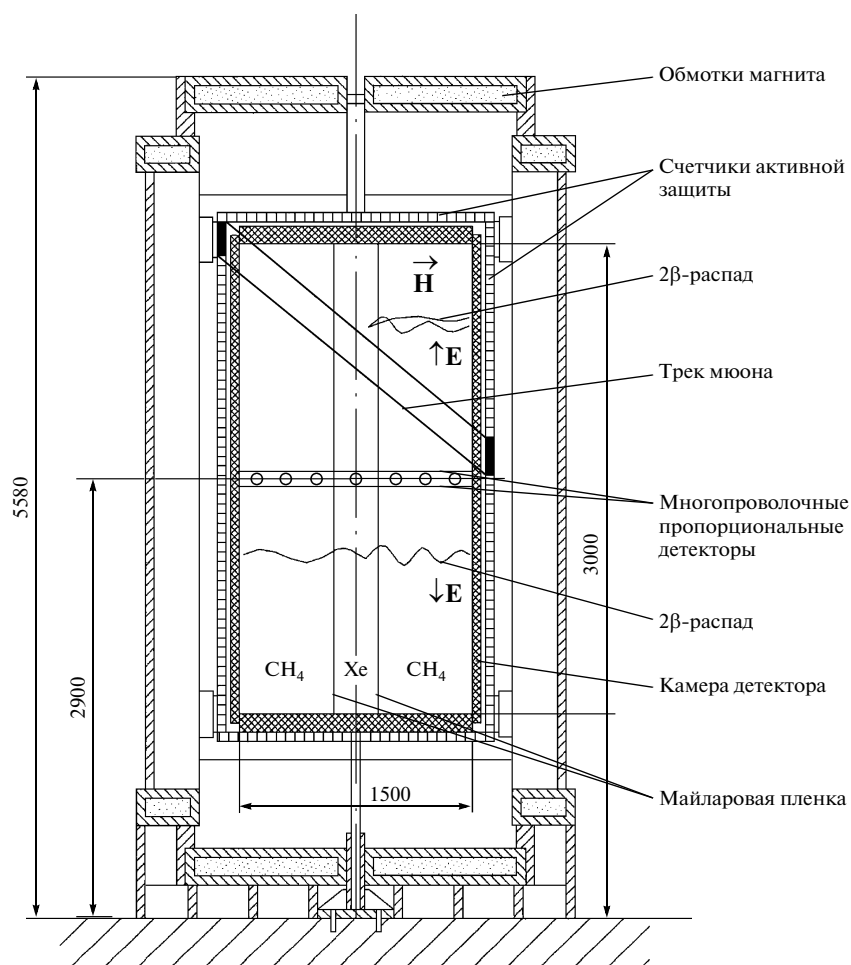


Рис. 1. Схема установки.

ональным камерам, расположенным в центре ТРС. Для каждого газового объема используется своя камера. Считывание производится как с чувствительных нитей, так и с катодных стрипов, расположенных под углом 45° относительно чувствительных нитей. Координатные измерения осуществляются с помощью времяцифровых преобразователей (в.ц.п.): номер нити — координата вдоль магнитного поля, время дрейфа — координата вдоль электрического поля. В магнитном поле траектории имеют форму спирали, соответственно в основной проекции (номер проволоочки — время дрейфа) трек выглядит как синусоида, в стриповой проекции (номер стрипа — время дрейфа) — как циклоида. При фитировании определялись импульс и направление движения электрона. Пример фитирования события в двух проекциях приведен на рис. 2. Трековая информация используется для отбора событий-кандидатов в $2\nu 2\beta$ -распад ^{136}Xe . Отбирались события с одним треком в каждом из метановых объемов, при этом треки должны быть направлены в разные стороны от центрального объема. Окончательный от-

бор событий проводился визуально, при этом отбрасывались события с отсутствующим сигналом в ксеноне или с дополнительным треком в любом из объемов, а также с неправильным направлением движения электрона в одном из метановых объемов. Итоговый коэффициент подавления фона составил $k \sim 3 \cdot 10^5$, при этом скорость счета событий изменялась от 100 событий/с (триггер) до ~ 1 события-кандидата для анализа в час несмотря на то, что эксперимент проводится на поверхности.

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

В эксперименте использовался разностный метод, при этом исследовались три комбинации образцов ксенона с разным составом изотопов: образец с естественным содержанием изотопов — 8.9% ^{136}Xe , образец, обогащенный до 94% по ^{136}Xe , и образец, обедненный до 2.4% по ^{136}Xe . Чтобы увеличить скорость дрейфа в ксеноне и избежать его возбуждения, в образцы Xe добавлялся метан. Концентрация Xe (масса ксенона в цен-

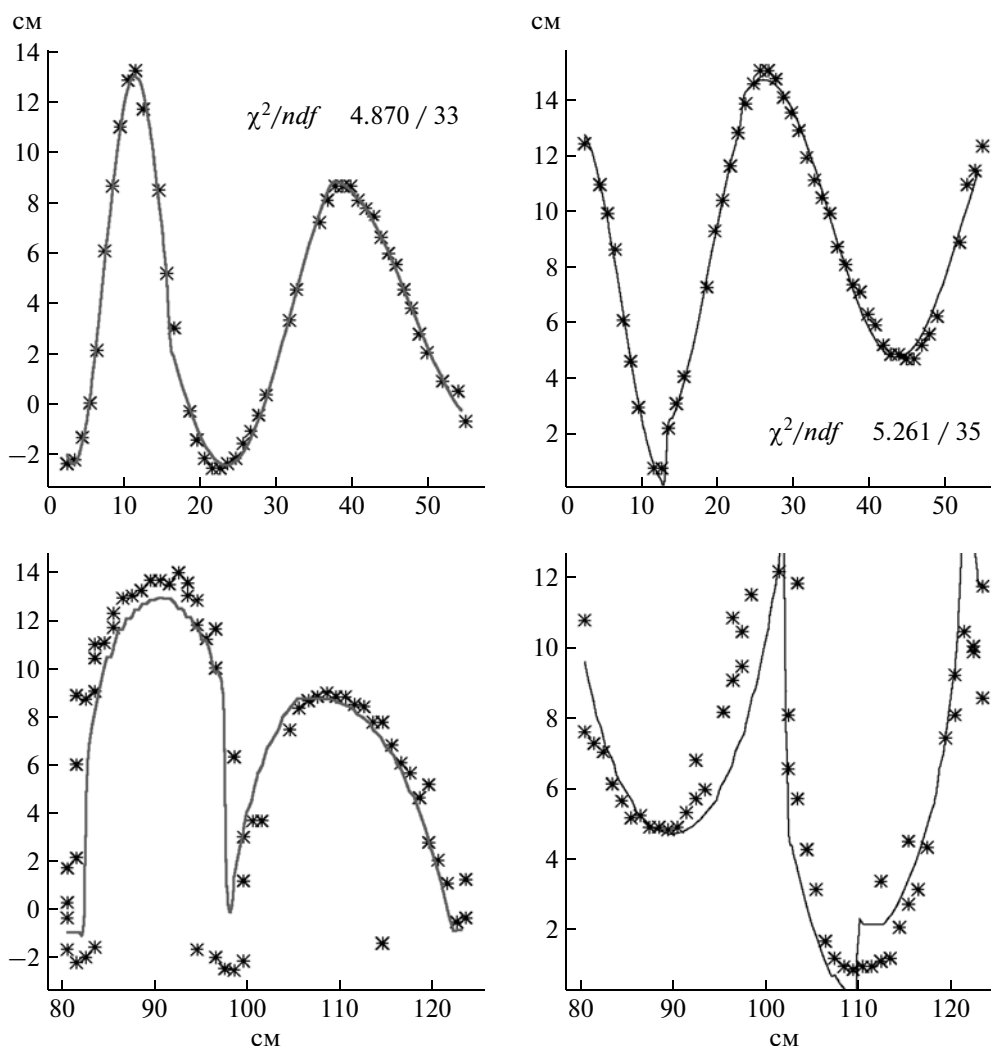


Рис. 2. Пример фитирования события в двух проекциях: сверху — сигнал с проволочек, внизу — с катодных стрипов.

тральном объеме) определялась с помощью хроматографа. Определялся состав газа — концентрации азота, метана и ксенона, при этом примесь кислорода была на уровне ~ 100 ppb. Хроматограммы снимались периодически во время экспозиций, показания усреднялись. В табл. 1 приведены данные для концентрации Хе в разных образцах. Систематическая ошибка связана с изменением внешних условий, давления, темпе-

Таблица 1. Концентрация Хе в смеси с CH_4 в центральном объеме в экспозициях с различными образцами

Образец	Хе, %
$^{\text{nat}}\text{Xe}$ с естественным содержанием изотопов	39.8 ± 2.5
^{136}Xe , обогащенный по ^{136}Xe до 93.4%	40.4 ± 1.5
обедн. Хе, обедненный по ^{136}Xe до 2.4%	41.2 ± 1.5

ратуры. Приведенная в табл. 1 концентрация соответствует ~ 4 кг ксенона. Предполагается, что концентрации Хе во всех экспозициях примерно равны, и для расчетов эффективности по методу Монте-Карло она в смеси с метаном принималась равной 40%.

Кроме основных экспозиций были проведены дополнительные экспозиции с калиброванным радиоактивным источником ^{207}Bi для определения энергетического разрешения детектора и проверки расчетов эффективности. Источник помещался в специальные отверстия в боковых крышках ТРС на двух различных дрейфовых расстояниях от пропорциональных детекторов: 24 и 129 см. На рис. 3 приведен спектр конверсионных электронов с энергией 1 МэВ. Умеренное $\sim 20\%$ -ное разрешение связано с потерями в Хе и майларовых пленках. Такое разрешение не очень важно при исследовании двухнейтринного двойного бета-распада. Эффективность регистрации конвер-

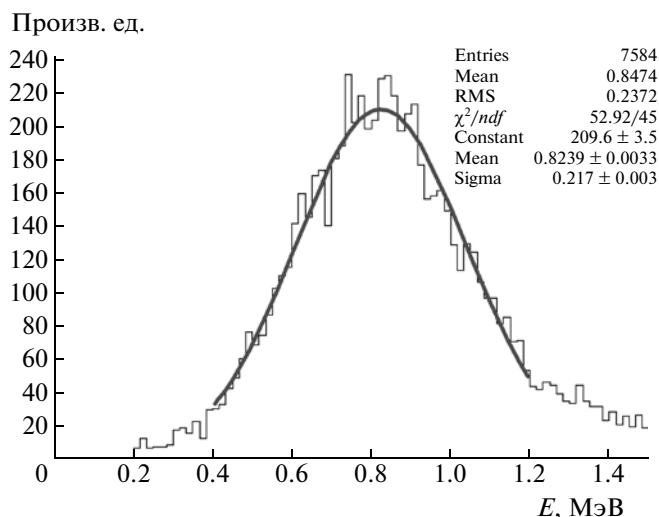


Рис. 3. Спектр конверсионных электронов от ^{207}Bi .

сионных электронов была равна 8.0%, абсолютное отличие от расчетной составило $\sim 0.1\%$ для ближнего дрейфового расстояния (24 см) и $\sim 0.8\%$ для дальнего (129 см). Расхождение, возможно, связано с исключением части событий с двойными треками, а также с искажениями электрического поля для больших дрейфовых расстояний.

Данные для всех экспозиций проходили off line-обработку, а затем дважды просматривались. Эффективность визуальной обработки близка к 100%. Результаты экспозиций с разными образцами Хе приведены в табл. 2.

Наблюдается заметный избыток событий в экспозиции с обогащенным Хе. Такой избыток, учитывая эффективность детектора к $2\nu 2\beta$ -распаду ^{136}Xe , противоречит существующим жестким экспериментальным пределам [5, 6] и новому результату эксперимента ЕХО [7]. Основной задачей данной работы является исследование источников такого избытка.

3. ИССЛЕДОВАНИЕ ФОНОВЫХ ПРОЦЕССОВ

Ниже приводятся результаты анализа возможных источников избытка событий в обогащенном Хе.

1. Поскольку масса Хе (концентрация Хе по отношению к метану) была одинаковой для всех измерений, то связанный с радиационной нагрузкой детектора фон должен быть одинаковым для всех экспозиций и не зависеть от изотопного состава.

2. Возможной причиной избытка могла бы быть деградация установки в процессе длительных измерений, в течение нескольких лет. Однако она практически полностью исключается принятой последовательностью измерений: ^{nat}Xe – с естественным содержанием изотопов, ^{136}Xe – обогащенный, $^{обедн}\text{Xe}$ – обедненный. Из табл. 2 видно, что “сильной” деградации установки не произошло.

3. Стабильность триггера исследовалась на отобранных событиях-кандидатах. Было показано, что эффективность триггера заметно не меняется при отключении некоторого числа чувствительных нитей в процессе измерений. Триггер был организован так, что из 32 чувствительных нитей, включенных в триггер, с каждой стороны ТРС должны были сработать 18–20 нитей, поэтому неэффективность нескольких проволочек не оказывает существенного влияния на эффекты [9]. Эффективность триггера для отобранных событий составляла $97 \pm 1\%$ в течение всего эксперимента.

4. Установка расположена на территории ИТЭФ. Ускоритель ИТЭФ У-10 мог быть источником дополнительного фона, если его время работы совпадало с экспозицией на обогащенном Хе. Для проверки этого предположения все данные разбивались на временные участки, когда ускоритель работал, и отрезки, когда ускоритель не работал. Для ^{136}Xe отношение числа событий с ускорителем к числу событий без ускорителя, нормированное на время, равно 1.08 ± 0.11 , а для обедненного ксенона аналогичное отношение равно 1.07 ± 0.05 . Ошибка во втором отношении меньше, так как самый большой временной участок работы ускорителя совпал с экспозицией на обедненном Хе. С точностью до ошибок, увеличения числа событий во время работы ускорителя не наблюдалось. Отдельно исследовался нейтронный фон при разных режимах работы ускорителя с его возможным влиянием на процессы генерации радиоактивных изотопов.

Таблица 2. Результаты экспозиций ($N(2\beta)$ – число отобранных событий с двумя электронами)

Экспозиция	Концентрация ^{136}Xe , %	Время экспозиции T , ч	$N(2\beta)$, событий	$N(2\beta)/T$, событий/ч
^{nat}Xe	8.9	1002	980	0.98 ± 0.03
^{136}Xe	93.4	1979	2750	1.39 ± 0.03
$^{обедн}\text{Xe}$	2.4	1893	1762	0.93 ± 0.02

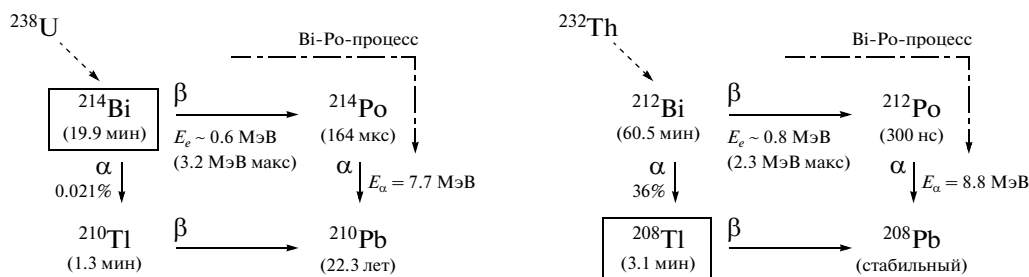


Рис. 4. Bi-Po-процесс для ^{214}Bi и ^{208}Tl .

5. В отличие от многих других экспериментов, в нашем случае опасны, в основном, примеси радиоактивных долгоживущих газов в Хе, поскольку отбирались события с вершиной именно в газе. Так возможным источником избытка 2β -событий в ^{136}Xe могла бы быть примесь газообразных соединений ^{238}U на уровне 10^{-9} – 10^{-10} г/г, тем более что ^{136}Xe был произведен более 20 лет назад. Подобная примесь урана была бы неиссякаемым источником фона за счет распада изотопов ^{238}U -ряда. Для определения концентрации урана были проведены измерения концентрации ^{222}Rn (изотоп в серии ^{238}U) в различных образцах Хе. ^{222}Rn присутствует в рабочих газах ТРС также в результате диффузии из материалов самого детектора, элементов системы очистки рабочих газов, неабсолютной герметизации детектора от окружающей атмосферы. Если в образце ^{136}Xe нет дополнительных источников радона, то уровень радона должен быть одинаков для всех экспозиций. Для измерения радона использовался так называемый Bi-Po-процесс, в котором за одиночным электроном следует задержанная α -частица. Соответствующие части ^{238}U и ^{232}Th рядов представлены на рис. 4. Регистрируя задержанные β – α -совпадения от распада каскада $^{214}\text{Bi} \rightarrow ^{214}\text{Po}$, можно оценить концентрацию радона в рабочем объеме ТРС. Основным фон связан с ^{214}Bi , распад которого мог бы имитировать события двойного бета-распада. Другой опасный изотоп – ^{208}Tl (^{232}Th -серия, рис. 4). Фон, связанный с этим изотопом, должен быть меньше, так как ^{208}Tl может попадать в детектор в результате диффузии ^{220}Rn , период полураспада которого (54 с) существенно меньше периода полураспада ^{222}Rn (3.82 дня). Проводились специальные экспозиции, в которых отбирались события с одним электроном из центрального Хе-объ-

ема и задержанной α -частицей в Хе-объеме [10]. Таким образом была измерена примесь ^{222}Rn для трех разных образцов Хе. Концентрация радона оказалась одинаковой для всех образцов, не зависела от изотопного состава и по отношению к ксенону была меньше 10^{-21} атом/атом. Дополнительного источника радона, связанного с возможной примесью газообразных соединений ^{238}U , в образце ^{136}Xe не обнаружено. Для проверки методики проводились экспозиции с повышенной (в 250 раз) концентрацией радона в режиме поиска событий с двумя электронами. За полное время измерений 141 ч (соответствует 109 ч живого времени) распалось 88% атомов Rn, запущенных в центральную часть детектора. Было найдено 400 2β -событий. Соответственно измеренная концентрация радона может дать не больше 40 событий за 2000 ч. Таким образом, избыток событий в ^{136}Xe нельзя объяснить этой причиной.

4. ГЕНЕРАЦИЯ РАДИОАКТИВНЫХ ИЗОТОПОВ

В работе [11] был предложен необычный механизм фоновых процессов, дающий разный вклад в число событий при использовании образцов Хе с различным изотопным составом. Изотопный состав двух образцов Хе приведен в табл. 3. Основные результаты были получены с этими образцами.

Механизм состоит в том, что под воздействием мюонной и нейтронной составляющих внешнего фонового излучения в объеме детектора образуются достаточно короткоживущие, по сравнению с длительностью экспозиций, радиоактивные изотопы, качественный и количественный состав которых различается для образцов ^{136}Xe и ^{136}Xe . Распад таких изотопов может имитировать двой-

Таблица 3. Концентрация изотопов (% атомные) в образцах ^{136}Xe и ^{136}Xe

Образец	^{128}Xe	^{129}Xe	^{130}Xe	^{131}Xe	^{132}Xe	^{134}Xe	^{136}Xe
^{136}Xe	<0.1	<0.1	<0.1	<0.1	0.2	6.4	93.4
^{136}Xe	2.1	28.5	4.4	22.9	29.2	10.3	2.4

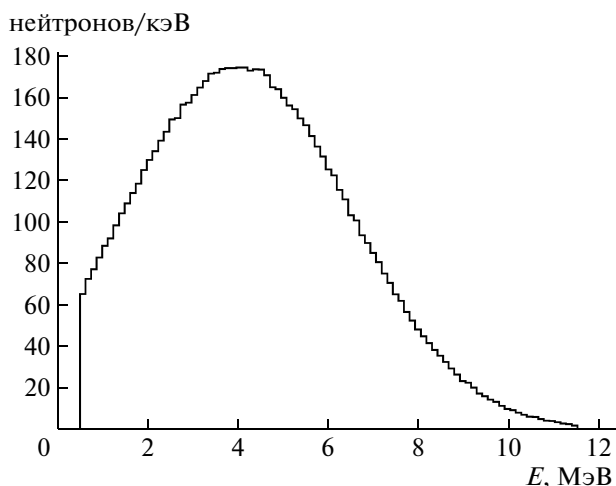


Рис. 5. Спектр нейтронов источника ИБН-238, использованный при моделировании.

ной бета-распад. При взаимодействии мюонов образуются изотопы йода, основные из которых ^{136}I , ^{135}I , ^{134}I . Захват нейтронов приводит к образованию изотопов ^{137}Xe , ^{135}Xe . Интенсивность и спектр мюонной компоненты известны достаточно хорошо. Нейтронная составляющая сильно зависит от местных условий. Для уточнения вклада от нейтронной компоненты в итоговое число событий были проведены измерения нейтронного фона в зале рядом с установкой ДЕВИЗ [12]. Измерения проводились с помощью гелиевых нейтронных счетчиков СН-1, изготовленных НПЦ “Аспект” (Дубна). Счетчики заполнены смесью газов изотопа ^3He и аргона при парциальном давлении газов 2.0 атм. При попадании теплового нейтрона в счетчик он захватывается изотопом ^3He (сечение захвата 5350 б) в реакции $n + ^3\text{He} \rightarrow p + ^3\text{H} + 765 \text{ кэВ}$. Образовавшиеся продукты реакции теряют энергию в основном за счет ионизации атомов ^{40}Ar — на нить счетчика собирается заряд, пропорциональный выделившейся энергии [13]. Измерения проводились в двух вариантах. Счетчики, закрытые со всех сторон полиэтиленом, измеряли высокоэнергичную часть спектра нейтронов. Открытые счетчики измеряли тепловую часть спектра. Для калибровки счетчиков и определения их эффективности был использован плутоний-бериллиевый источник нейтронов ИБН-238. Использованный при моделировании спектр источника приведен на рис. 5 [14]. Моделирование счетчиков, источника и установки проводилось с использованием пакета GEANT 4.9.1 [15] с набором данных по нейтронным сечениям G4NDL 3.12. После калибровки счетчиков была измерена скорость счета счетчиков в разных частях установки ДЕВИЗ и проведены дополни-

тельные исследования конструкционных материалов и материалов, окружающих установку.

Исследовался стеклотекстолит, из которого сделан корпус ТРС. Было выяснено, что стеклотекстолит эффективно поглощает тепловые нейтроны. На основе проведенных измерений и справочных данных [16] был уточнен состав стеклотекстолита, куда входит стекловолокно и эпоксидная смола. В составе стекловолокна присутствует заметный процент бора (до 10% по массе B_2O_3). Новый состав стеклотекстолита был использован при моделировании дополнительного эксперимента, когда нейтронный источник располагался наверху установки, а нейтронные счетчики под установкой, внутри магнита. Результаты моделирования прохождения нейтронов через всю установку совпали с хорошей точностью (15%) с измерениями. Измерения с источником показали, что моделирование хорошо воспроизводит работу счетчиков, процессы взаимодействия нейтронов в источнике и в установке. Исследовался нейтронный поток от свинца, служившего пассивной защитой от радиационного фона бетонного пола зала. Интегральный поток нейтронов от стопки свинцовых пластин (300 кг) превышает фон помещения в два раза (9000 нейтронов/ч). Полная масса свинца под ТРС составляет 1200 кг. Дополнительно исследовался поток нейтронов от стальных подставки (500 кг) и конструкций магнита (полная масса ~23 т стали + 15 т меди + 1 т воды). Скорее всего, поток нейтронов определяется захватом в веществе остановившихся мюонов с испусканием нейтронов.

При моделировании поток нейтронов приписывался дополнительной внутренней загрязненности материалов. Энергетические спектры нейтронов измерялись в отдельном эксперименте. Для измерения энергетического спектра нейтронов использовался жидкий сцинтиллятор BC501A, изготовленный фирмой Bicron. Этот сцинтиллятор представляет собой смесь углеводородов и создан специально для регистрации нейтронов. Благодаря наличию трех возбужденных уровней к разному времени высвечивания и различному распределению ионизации между ними в зависимости от плотности заряда трека становится возможным отличать нейтронный сигнал и сигнал от γ -квантов по форме импульса.

Для генерации радиоактивных изотопов мюонами использовался спектр из PDG (Particle Data Group) [17] с уточненными данными в области низких энергий из работы [18]. Измеренный нейтронный фон в окрестности установки и полученные спектры, испускаемые различными ее частями, использовались также для генерации радиоактивных изотопов нейтронами [19]. В табл. 4 приведены количество и характеристики изотопов [20], возникающих под воздействием мюонного и нейтронного фонового излучения за 2000 ч. Исключе-

Таблица 4. Количество и характеристики изотопов, возникающих в установке под воздействием мюонного и нейтронного фонового излучения за 2000 ч

Изотоп	Период полураспада	Энергия распада, МэВ	От мюонов		От нейтронов	
			^{136}Xe	обеднXe	^{136}Xe	обеднXe
^{126}I	13 дней	2.156	—	5600	—	—
^{128}I	25 мин	2.127	—	8500	—	—
^{130}I	12.4 ч	2.984	—	11300	—	—
^{132}I	2.3 ч	3.580	11000	10260	—	—
^{133}I	20.9 ч	1.760	14500	4760	—	—
^{134}I	52.6 мин	4.150	24700	2760	—	—
^{135}I	6.6 ч	2.711	23600	500	—	—
^{136}I	83 с, 43 с	7.00	15000	500	—	—
^{137}Xe	3.8 мин	4.344	500	—	9560	250

Таблица 5. Количество изотопов, рождающихся в установке под воздействием фонового излучения за 2000 ч

Изотоп	Число изотопов		Эффективность регистрации, 10^{-6}	Число фоновых $2\nu 2\beta$ - событий	
	Обогащенный ксенон	Обедненный ксенон		Обогащенный ксенон	Обедненный ксенон
^{126}I	—	5600	3	—	0.0
^{128}I	—	8500	51	—	0.4
^{130}I	—	11000	62	—	0.7
^{132}I	11000	10260	156	1.7	1.6
^{133}I	14500	4760	13	0.2	0.1
^{134}I	24760	2760	230	5.7	0.6
^{135}I	23600	500	37	0.9	0.0
^{136}I	15000	500	147	2.2	0.1
^{137}Xe	10060	250	120	1.2	0.0
Всего	—	—	—	11.9	3.5

ны из таблицы изотопы, образующиеся в слишком малых количествах, имеющие период полураспада больше нескольких лет, а также изотопы с маленькой энергией перехода. Так как у всех рассматриваемых изотопов периоды полураспада значительно меньше времени работы установки в течение экспозиций, то принималось, что система находится в динамическом равновесии и количество родившихся изотопов равно количеству распавшихся.

5. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ УСТАНОВКИ

Эффективность установки к $2\nu 2\beta$ -распаду ^{136}Xe и к регистрации распада изотопов как событий-кандидатов с двумя электронами определялась методом Монте-Карло с помощью пакета GEANT4. На базе этого пакета была разработана модель детектора, отражающая различные моды работы

установки. События после моделирования записывались в таком же формате, как реальные, а затем анализировались с помощью тех же программ отбора, как реальные данные. Модель включала в себя задание геометрии детектора, эффективность чувствительных нитей, имитацию триггера, оцифровку сигналов, моделировалась система сбора информации и записи событий с установки. Визуальный просмотр событий не выявил заметных различий [9].

Моделирование распада радиоактивных изотопов проводилось на основе данных ENSDF (Evaluated Nuclear Structure Data File) [21]. Результаты моделирования проверялись сравнением с измерениями с калиброванным источником ^{207}Bi . Также использовались данные дополнительных сеансов с повышенной концентрацией ^{222}Rn . В табл. 5 приведено суммарное число родившихся изотопов, а также число событий, имитирующих

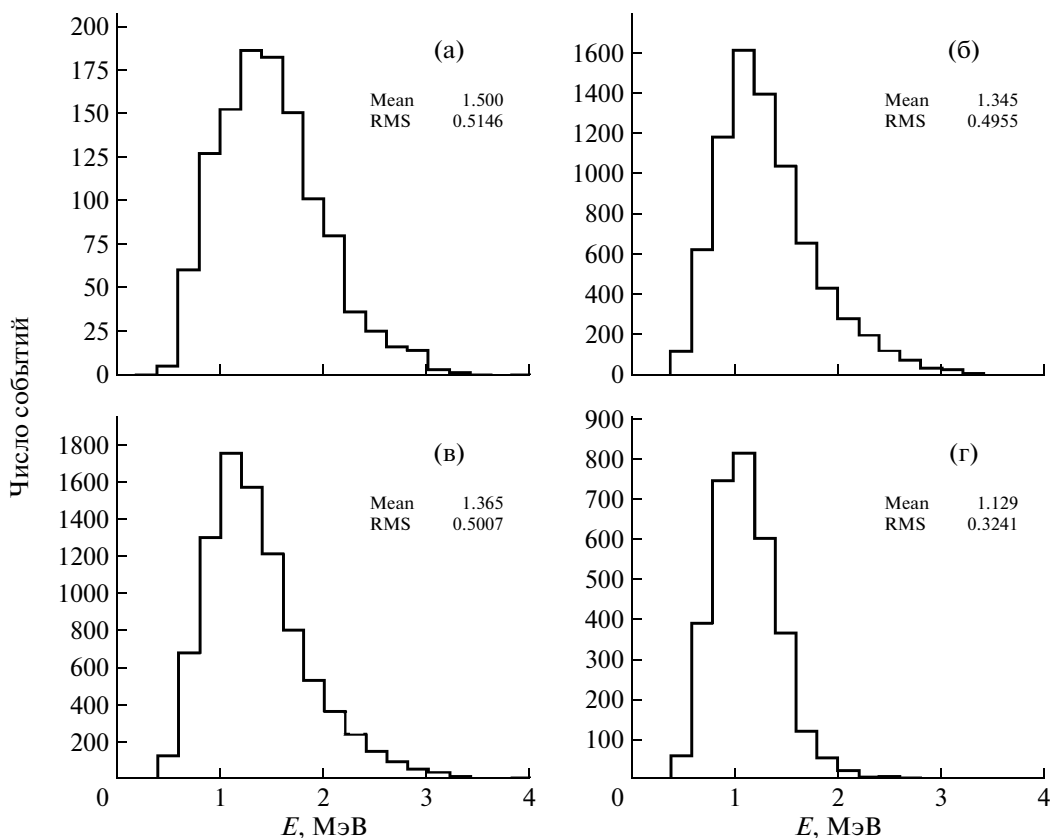


Рис. 6. Спектр ^{137}Xe (а), сумма изотопов ^{134}I и ^{136}I (б), спектр суммы изотопов для обогащенного ксенона (в), спектр $2\beta 2\nu$ -распада ^{136}Xe (г).

двойной бета-распад, которое они могли дать в каждой из экспозиций за 2000 ч.

Видно, что итоговый вклад от рассматриваемых процессов составляет ~ 10 событий и по сравнению с избытком достаточно мал. На рис. 6 показаны результаты моделирования спектра от изотопа ^{137}Xe , генерируемого нейтронами (рис. 6а), спектра от суммы изотопов (^{134}I , ^{136}I), генерируемых мюонами (рис. 6б), спектра суммы изотопов для обогащенного ксенона (рис. 6в) в той пропорции, в которой они приведены в табл. 5 для 10^7 разыгранных распадов по каждому изотопу. Для сравнения на рис. 6г приведен спектр $2\beta 2\nu$ -распада ^{136}Xe , каким он должен быть для установки от 10^6 распадов. Все спектры приведены без каких-либо ограничений по энергии и чувствительному объему и учитывают энергетическое разрешение детектора. Спектры изотопов, приведенные на рис. 6, дают избыток событий с энергией > 2 МэВ, в отличие от $2\nu 2\beta$ -распада ^{136}Xe . Так как ожидаемое число фоновых событий от распада изотопов мало, никакого вычитания этих фоновых спектров в дальнейшем не производилось.

Для экспериментальной оценки влияния нейтронного фона, в частности и от ускорителя,

были проведены две дополнительные экспозиции длительностью 100 ч каждая с нейтронным источником ИБН-238, установленным сверху на установке над ТРС, с обогащенным и обедненным ксеноном. Счет нейтронов от источника на порядок превышает счет нейтронов от ускорителя. В результате обработки были отобраны события с двумя электронами. В пределах статистики счет событий для двух образцов ксенона совпал и составил ~ 7 событий с двумя электронами в час. В рабочих экспозициях с ^{136}Xe наблюдается ~ 1.4 события в час. Моделирование процессов взаимодействия нейтронов от источника в установке дало правильную оценку числа событий, а также показало, что основной вклад в триггер происходит от γ -квантов высоких энергий, возникающих при захвате нейтронов в парафине, окружающей капсулу с нейтронным источником.

В результате исследования фоновых процессов причина избытка событий в обогащенном ксеноне не была найдена.

6. ОЦЕНКА ПЕРИОДА ПОЛУРАСПАДА ^{136}Xe

На рис. 7 приведены спектры по сумме энергий двух электронов для разностного спектра

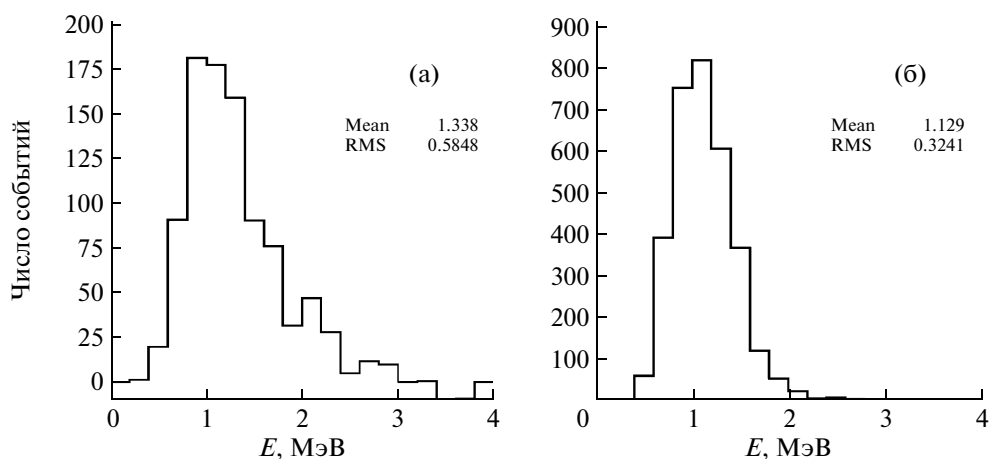


Рис. 7. Экспериментальный спектр по сумме энергий двух электронов в метановом объеме для результата вычитания (^{136}Xe —обедн ^{136}Xe) без каких-либо ограничений (а) и тот же спектр для событий, сгенерированных методом Монте-Карло от $2\beta 2\nu$ -распада ^{136}Xe (б).

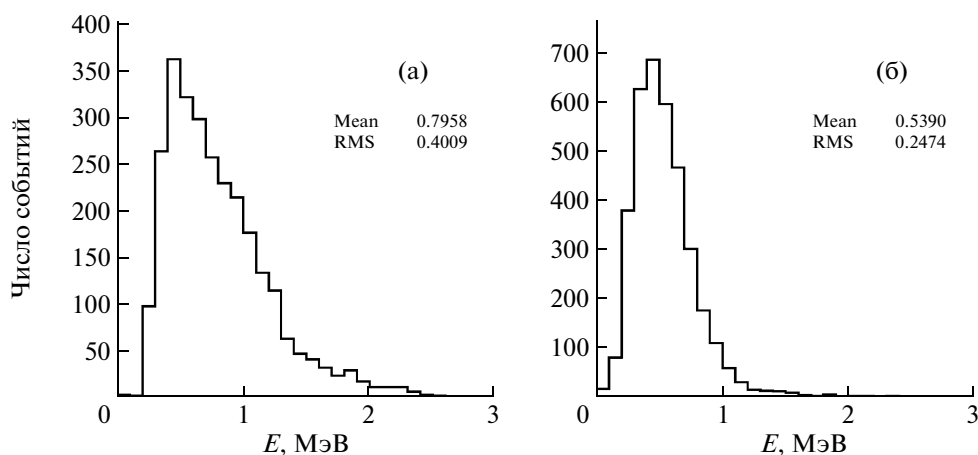


Рис. 8. Экспериментальный спектр по энергии одного электрона в метановом объеме для образца, обогащенного изотопом ^{136}Xe (а), и тот же спектр для событий, сгенерированных методом Монте-Карло от $2\beta 2\nu$ -распада ^{136}Xe (б).

(^{136}Xe —обедн ^{136}Xe) без каких-либо ограничений и для событий $2\nu 2\beta$ -распада ^{136}Xe , сгенерированных методом Монте-Карло. Заметный избыток событий наблюдается в области энергий, большей 2 МэВ.

В дальнейшем массивы данных были ограничены по чувствительному объему с соответствующей поправкой на эффективность, при этом были отрезаны области, близкие к рамам пропорциональных проволочных детекторов [9], где явно было видно увеличение числа фоновых событий. Сравнение экспериментального распределения по энергии одного электрона для образца ^{136}Xe и спектра для Монте-Карло-событий показывает, что экспериментальный спектр существенно жестче (рис. 8). Для получения оценки вероятности $2\beta 2\nu$ -распада энергия каждого электрона была ограничена ($E < 1$ МэВ) без потери эффективности к $2\beta 2\nu$ -распаду. Ограничение по суммарной энергии двух

электронов практически не меняет число событий. В результате всех ограничений в образце ^{136}Xe остается 864 ± 29 событий, в обедн ^{136}Xe — 511 ± 22 события, а после вычитания — 353 ± 37 событий. Эффективность установки со всеми ограничениями составила $\sim 0.3\%$. Такая небольшая эффективность связана с тем, что в основных экспозициях работала только половина установки, так как в нижней части детектора были проблемы с дрейфовым напряжением. Отбирались только события с электронами, вылетающими в противоположные стороны, что упростило обработку, но уменьшило эффективность. Мягкая часть спектра отрезалась при прохождении электронов через ксенон и майларовые перегородки.

Измеренная форма спектра по энергии каждого электрона (рис. 8) и спектр по суммарной энергии (рис. 7) отличаются от ожидаемых для собы-

тий $2\nu 2\beta$ -распада ^{136}Xe . Более энергичные спектры экспериментальных событий указывают на то, что часть или все зарегистрированные события являются фоновыми. Если принять, что весь наблюдаемый избыток это фон и эффект (от $2\nu 2\beta$ -распада ^{136}Xe) меньше ошибки в фоне (<37), то это приводит к $T_{1/2}(2\nu 2\beta) > 2.1 \cdot 10^{20}$ лет. Из данных эксперимента ЕХО [7], $T_{1/2}(2\nu 2\beta) = 2.11 \cdot 10^{21}$ лет, следует, что ожидаемое число событий от $2\nu 2\beta$ -распада ^{136}Xe на нашей установке должно было бы быть <10 .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На установке ДЕВИЗ были проведены серии измерений с образцами ксенона с разным изотопным составом. Наблюдался значительный избыток событий в образце обогащенного Хе, противоречащий существующим данным для периода полураспада Хе по каналу с двумя нейтрино. Исследованы фоновые процессы, такие как присутствие изотопов уранового ряда, генерация радиоактивных изотопов космическими мюонами и нейтронами от окружающего вещества, деградация установки, работа ускорителя на территории ИТЭФ. Все эти причины не могут объяснить наблюдаемый эффект. Полученный из результатов измерений нижний предел на период $2\nu 2\beta$ -распада ^{136}Xe составляет $2.1 \cdot 10^{20}$ лет.

Вывод, который делается: редкие процессы необходимо искать в низкофоновых подземных лабораториях с тщательным отбором конструкционных и окружающих детектор материалов. Трековые установки, несмотря на высокий коэффициент подавления фона, обладают, как правило, низкой эффективностью.

Генерация радиоактивных изотопов нейтронами, рассмотренная в работе, должна учитываться для установок с большим количеством ксенона, даже работающих в низкофоновых подземных лабораториях. Для детекторов на жидком Хе вероятность имитировать двойной бета-распад ^{136}Xe распадом ^{137}Xe довольно велика и должна учитываться.

Авторы благодарны М.В. Данилову за постоянный интерес и поддержку, а также Ю.И. Самохотову за помощь в механических работах на установке.

Работа была поддержана несколькими грантами РФФИ, последние из которых: 08-02-00344а, 10-02-05028_б.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Barabash A.S., Kuzminov V.V., Lobashev V.M. et al.* // Phys. Lett. B. 1989. V. 223. P. 273.
2. *Bellotti E., Cremonesi O., Fiorrini E. et al.* // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 1991. V. 17. P. S231.
3. *Artemiev V., Brakhman E., Zeldovich O. et al.* // Phys. Lett. B. 1992. V. 280. P. 159.
4. *Vuilleumier J.-L., Boehm F., Busto J. et al.* // Phys. Rev. D. 1993. V. 48. P. 1009.
5. *Bernabei R., Belli P., Cappella F. et al.* // Phys. Lett. B. 2002. V. 546. P. 23.
6. *Gavriluk Yu.M., Gangapshv A.M., Kuzminov V.V. et al.* // ЯФ. 2006. Т. 69. С. 2174.
7. *Ackerman N., Aharmim B., Auger M. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2011. V. 107. P. 212501.
8. *Elliot S.R., Vogel P.* arXiv: hep-ph/0405078. 2004.
9. *Артемьев В.А., Белов В.А., Брахман Э.В. и др.* // ПТЭ. 2005. № 2. С. 49.
10. *Белов В.А., Брахман Э.В., Зельдович О.Я. и др.* // ЯФ. 2009. Т. 72. № 9. С. 1.
11. *Белов В.А., Зельдович О.Я., Кобякин А.С.* // ЯФ. 2008. Т. 71. № 6. С. 1057.
12. *Белов В.А., Брахман Э.В., Зельдович О.Я. и др.* // ПТЭ. 2010. № 5. С. 13.
13. *Видякин Г.С., Выродов В.Н., Козлов Ю.К. и др.* // ПТЭ. 1989. № 4. С. 70.
14. *Price B.T., Horton C.C., Spinney K.T.* Radiation shielding. L.—N.Y.—Paris: Pergamon press, 1957.
15. *Allison J., Amako K., Apostolakis J. et al.* // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2006. V. 53. № 1. P. 270.
16. *Вишняков Л.Р., Грудина Т.В., Кадыров В.Х. и др.* Композиционные материалы. Киев: Наук. думка, 1958. С. 230.
17. *Yao W.-M., Amsler C., Asner D. et al.* // J. of Physics G. 2006. V. 33.
18. *Allkofer O.C., Carstensen K., Dau W.D.* // Phys. Lett. B. 1971. V. 36. Issue 4. P. 425.
19. *Кобякин А.С.* Дис. ... канд. физ.-мат. наук. 2010. М., ИТЭФ. 98 с.
20. *Browne E., Dairiki J.M., Doebler R.E. et al.* Table of isotopes. N.Y.—Chichester—Brisbane—Toronto: A Wiley-Interscience Publication, John Wiley & Sons, Inc., 1978.
21. Evaluated Nuclear Structure Data File (ENSDF). <http://www.nndc.bnl.gov/ensdf>