

ПРЕЦИЗИОННОЕ ИЗМЕРЕНИЕ β -СПЕКТРА RaE ПРИ ПОМОЩИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СПЕКТРОМЕТРОВ

А. В. Дербин, И. С. Драчнев, И. С. Ломская,
В. Н. Муратова, Н. В. Пилипенко, Д. А. Семенов,
Е. В. Унжаков*

Петербургский институт ядерной физики
Национального исследовательского центра «Курчатовский институт»,
Гатчина, Россия

Точное знание β -спектров запрещенных переходов играет важную роль как в ядерной физике, так и в физике элементарных частиц. В этой работе мы представляем точное измерение формы β -спектра ^{210}Bi (исторически называемого RaE), выполненное с помощью спектрометров на основе полупроводниковых Si(Li)-детекторов. Этот неуникальный переход первого порядка запрещения имеет формфактор, существенно отличный от единицы, и знание спектра играет важную роль в низкофоновой физике в присутствии фона ^{210}Pb . Исследования проводились на спектрометрах в геометрии мишень–детектор и геометрии 4π . Измеренный формфактор перехода может быть описан как $H(W) = 1 + (-0,436 \pm 0,004)W + (0,0523 \pm 0,0010)W^2$ и $H(W) = 1 + (-0,436 \pm 0,008)W + (0,0532 \pm 0,0023)W^2$ для спектрометра в геометрии мишень–детектор и 4π -спектрометра соответственно, причем результаты находятся в хорошем согласии друг с другом, а также с результатами предыдущих исследований. Точность определения параметров формфактора была существенно увеличена по сравнению с результатами предыдущих экспериментов.

Precise knowledge of forbidden transition beta-spectra plays a significant role in both nuclear and particle physics. In this work, we present a precision measurement of the beta-spectrum shape for ^{210}Bi (historically RaE) performed with spectrometers based on semiconductor Si(Li) detectors. This first forbidden non-unique transition has the transition formfactor strongly deviated from unity and knowledge of its spectrum would play an important role in low-background physics in presence of ^{210}Pb background. The studies were performed with spectrometers in target–detector and 4π geometries. The measured transition form-factor could be approximated as $H(W) = 1 + (-0.436 \pm 0.004)W + (0.0523 \pm 0.0010)W^2$ and $H(W) = 1 + (-0.436 \pm 0.008)W + (0.0532 \pm 0.0023)W^2$ for the target–detector and 4π spectrometer respectively that is in good agreement between the two experiments as well as with the previous studies. The form-factor parameter

* E-mail: drachnev_is@npfi.nrcki.ru

precision has been substantially increased with respect to the previous experimental results.

PACS: 44.25.+f; 44.90.+c

ВВЕДЕНИЕ

Прецизионные измерения β -спектров в настоящее время очень важны в исследованиях нейтринных и ядерных β -распадов как средство поиска эффектов, выходящих за рамки Стандартной модели (СМ) в области низких энергий [1, 2]. Точные исследования ядерных β -распадов в течение многих лет использовались в различных приложениях к проблемам фундаментальной физики, главным образом в физике нейтрино.

В данной статье представлены результаты измерения β -спектра ^{210}Bi , выполненного спектрометрами на основе Si(Li)-детекторов [3, 4]. Проблемы β -распада ^{210}Bi , такие как сильное отклонение от распределения энергии в разрешенном переходе, увеличенное время жизни и аномальная продольная поляризация электронов, широко исследовались начиная с 1930-х гг. в многочисленных экспериментальных и теоретических работах [5–17]. Ситуация прояснилась после предположения, что основное состояние ^{210}Bi является комбинацией нескольких волновых функций, вычисления ядерных матричных элементов для β -распада на основе теории конечных ферми-систем и извлечения ядерных волновых функций непосредственно из экспериментальных данных (см. [18, 19] и приведенные там ссылки). Последние измерения спектра β -распада ^{210}Bi были выполнены в [19–22] с помощью магнитных линзовых и твердотельных β -спектрометров. Точное исследование β -спектра ^{210}Bi и уточнение формфактора продолжают оставаться важными задачами ядерной физики. Являясь дочерним ядром радиоактивного газа ^{222}Rn и последующего долгоживущего ^{210}Pb , изотоп ^{210}Bi присутствует внутри или на поверхности почти всех конструкционных материалов. В настоящее время точное измерение β -спектра ^{210}Bi остается важной задачей моделирования фона для современных детекторов нейтрино, а также при поиске темной материи и в других низкофоновых экспериментах. В частности, форма β -спектра ^{210}Bi очень похожа на спектр электронов отдачи, возникающих при рассеянии солнечных CNO-нейтрино [23], поэтому для извлечения сигнала от CNO необходимо с достаточной точностью определить форму β -спектра.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Магнитные [24, 25] и электростатические [26, 27] β -спектрометры обладают превосходным энергетическим разрешением, но это достигается ценой большого масштаба и сложности таких экспериментальных установок. Поскольку свободный пробег электрона при 3 МэВ кинетической энергии (которая является максимальной энергией β -перехода для долгоживущих изотопов) не превышает 2 г/см^3 , твердотельные сцинтил-

ляционные и ионизационные детекторы эффективно используются для регистрации β -электронов [28, 29]. Основным недостатком твердотельных сцинтилляторов является их относительно низкое энергетическое разрешение, которое составляет примерно 10% при 1 МэВ, а также нелинейные эффекты, связанные с эффектом гашения и черенковским излучением.

При использовании полупроводниковых детекторов существует значительная вероятность обратного рассеяния от поверхности детектора, которая зависит от материала детектора. Наиболее распространенные полупроводники на основе кремния имеют вероятность обратного рассеяния порядка 10% для электронов с энергией 100 кэВ при нормальном падении [30]. В случае энергии электронов выше 1 МэВ и материалов детектора с большим Z также важно учитывать тормозное излучение. Однако хорошая линейность этих детекторов в сочетании с высоким энергетическим разрешением дает им массу преимуществ по сравнению с другими типами твердотельных детекторов.

Мы использовали два β -спектрометра на основе полупроводниковых Si(Li)-детекторов. Проведение двух экспериментов позволяет осуществить перекрестную проверку экспериментальных результатов, полученных на экспериментальных установках с существенными различиями.

Компоновка первого β -спектрометра, использованного для наших измерений, была основана на простой геометрии «мишень–детектор» [3, 4]. Si(Li)-детектор с диаметром чувствительной области 15,1 мм и толщиной 6,6 мм был изготовлен по стандартной диффузионно-дрейфовой технологии [31]. Поскольку чувствительная область детектора не покрывала весь детектор, он был оснащен вольфрамовым коллиматором (диаметр 14 мм), который гарантировал обратное рассеяние падающих электронов либо их остановку в i -области детектора.

Вся установка помещалась в вакуумный криостат и охлаждалась до температуры жидкого азота. Установка была оснащена умеренной пассивной защитой (50 мм железа и 10 мм меди), что позволило уменьшить значения фона окружающей среды в 7 раз, до $2,6 \cdot 10^{-1}$ отсчетов/с выше 50 кэВ.

Детектор работал с напряжением смещения 800 В. Сигнал обрабатывался зарядочувствительным предусилителем с резистивной обратной связью и охлаждаемым полевым транзистором первого каскада. Сигнал предусилителя обрабатывался с помощью стандартного CR-3RC аналогового формирователя и оцифровывался с использованием 14-битного АЦП. Энергетическое разрешение, определенное для 59,6 кэВ γ -линии ^{241}Am , оказалось $\text{FWHM} = 900$ эВ для полной ширины на полувысоте.

Для определения основных характеристик спектрометра использовался источник ^{207}Bi , испускающий γ - и X-лучи, конверсионные и оже-электроны. Источник ^{207}Bi с активностью 10^4 Бк помещался внутри вакуумного криостата на расстоянии 14 мм над поверхностью Si(Li)-детектора.

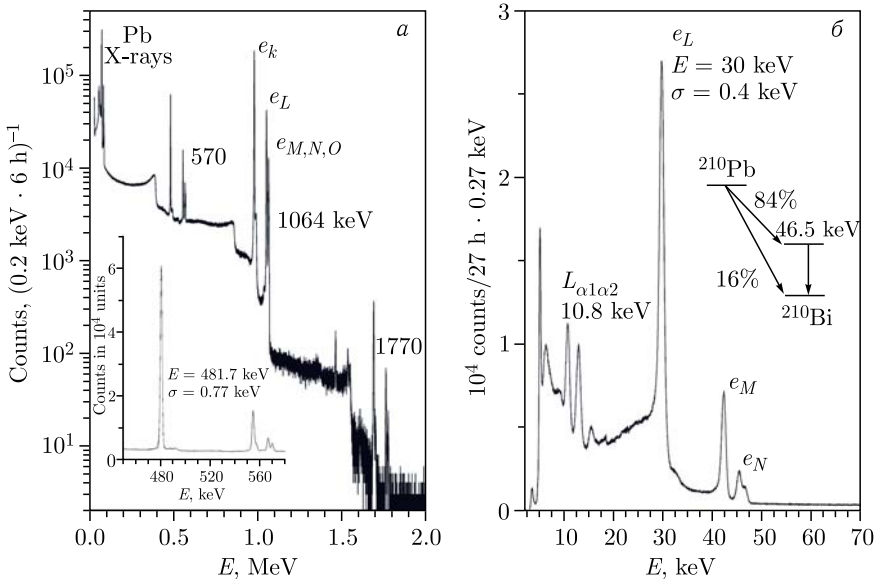


Рис. 1. а) Спектр источника ^{207}Bi , измеренный Si(Li)-детектором в диапазоне значений энергии 0,01–2,0 МэВ. На вставке показаны электронные пики, соответствующие внутренней конверсии из оболочек K , L , M и N ядерного уровня 570 кэВ. б) Низкоэнергетическая часть спектров $^{210}\text{Pb} \rightarrow ^{210}\text{Bi}$, измеренных с помощью Si(Li)-детектора. Показана схема распада ^{210}Pb

Спектр ^{207}Bi , измеренный с помощью Si(Li)-детектора, показан на рис. 1 для интервала 0,01–2,0 МэВ [3].

Три наиболее интенсивных γ -линии ^{207}Bi имеют энергии 569,7, 1063,7 и 1770,2 кэВ и излучаются с вероятностями 0,977, 0,745 и 0,069 на один распад ^{207}Bi [32, 33]. Соответствующие пики конверсионных электронов из оболочек K , L и M отчетливо видны в спектре на рис. 1. Энергетическое разрешение для электрона, определяемое по линии 480 кэВ, равно $\text{FWHM} = 1,8 \text{ кэВ}$. Энергетическая калибровка, выполненная с использованием рентгеновской линии $K_{\alpha 1}$ свинца и γ -линии с энергиями 74,97 и 569,70 кэВ соответственно, предсказывает положение пика электронов конверсии 975,66 кэВ с точностью лучше чем 0,3 кэВ.

Низкоэнергетическая часть спектра ^{207}Bi использовалась для оценки толщины нечувствительного слоя на поверхности Si(Li)-детектора. Эта область содержала набор пиков, соответствующих X-лучам свинца серий K и L и оже-электронам. Наблюдаемое положение оже-пика 56,94 кэВ (e_{K,L_1,L_2}) оказалось на уровне 56,22 кэВ. С учетом золотого покрытия 500 Å измеренные потери энергии в 720 эВ для электронов 57 кэВ соответствуют 4700 Å нечувствительного слоя.

Планарный источник ^{210}Bi был получен методом термического окисления [3]. В качестве подложки для нанесения ^{210}Bi использовалась

полированная фольга из нержавеющей стали диаметром 24 мм и толщиной 11 мкм. Водно-спиртовой раствор, содержащий ^{210}Bi , был нанесен на окисленную поверхность фольги. Раствор высушивали на воздухе, а затем отжигали в течение 3 мин при температуре 300°C для диффузии радиоактивного изотопа на окисленную поверхность подложки.

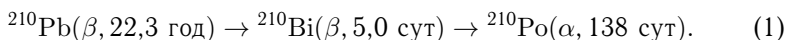
Этот метод способен производить источник пренебрежимо малой толщины, подавляя эффекты, вызванные затуханием и рассеянием электронов внутри объема материала самого источника. Полученный таким образом источник уменьшает систематическую неопределенность измерения, так как указанные эффекты обычно трудно моделировать из-за сложностей с реконструкцией геометрии источника.

Вторая (4π) установка была построена таким образом, который позволяет уменьшить влияние эффекта обратного рассеяния. В ней использовались два полупроводниковых детектора, подобных тому, что применялся в установке «мишень–детектор», смонтированных золото на золото. Один из детекторов имел полость диаметром 5 мм и глубиной около 2 мм, которая была заполнена источником ^{210}Pb в форме капли, высушенной из кислотного раствора. Такой источник имеет относительно большую толщину, что необходимо учитывать при анализе, но эта технология не имеет альтернативы в случае размещения его непосредственно на детекторе. Общий золотой контакт использовался для приложения напряжения смещения в 900 В.

Установка помещалась в вакуумный криостат и охлаждалась до температуры жидкого азота аналогично предыдущей. Она также была оснащена аналогичной пассивной защитой. Электроника была основана на АЦП прямого преобразования CAEN v1725, который оцифровывал сигнал непосредственно от зарядочувствительных преусилителей. В нем использовалось треугольное цифровое формирование входного сигнала, а также обеспечивалась точная временная привязка, позволяющая выполнять временной анализ. В нашем случае детекторы калибровались отдельно с уравнением усиления и применялись в схеме совпадений, имитирующей один цельный детектор, т. е. производился спектр амплитуд событий в одном детекторе и суммы амплитуд детекторов для совпадений.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Естественная радиоактивность семейств ^{238}U и ^{232}Th наряду с долгоживущим изотопом ^{40}K является основным источником фона для физики нейтрино и поиска темной материи при энергиях ниже 3–5 МэВ. Основными модами распада и значениями периода полураспада $T_{1/2}$ дочерних ядер, продуцируемых долгоживущим изотопом ^{210}Pb , являются



Граничные энергии β -спектров ^{210}Pb и ^{210}Bi — 63,5 и 1162 кэВ соответственно, в то время как энергия α -частиц ^{210}Po составляет

5,304 МэВ [32, 33]. Поскольку наш источник ^{210}Pb был изготовлен для данного эксперимента и очищен от других изотопов свинца, равновесие цепи распада (1) еще не было установлено во время измерений.

На рис. 1 показана низкоэнергетическая область измеренного спектра, определяемая в основном распадами ^{210}Pb . Переход ядерного уровня 46,5 кэВ в ^{210}Bi имеет значительный коэффициент внутренней конверсии ($e/\gamma \approx 20$ [32]). Поэтому в спектре отчетливо видны электронные пики, соответствующие конверсии из оболочек L , M и N .

Энергетическое разрешение Si(Li)-детектора для линии электронного преобразования 30 кэВ соответствовало $\text{FWHM} = 1,0$ кэВ, а нижний порог обнаружения энергии составлял около 5 кэВ. Кинетическая энергия ядра отдачи от α -распада ^{210}Po 100 кэВ. Широкий пик, который выглядит как левое плечо пика e_L , вероятно, связан с этими событиями. Спектр также показывает пики характеристических 10,8 и 13,0 кэВ $L_{\alpha 1}$ и $L_{\beta 1}$ X-лучей и более широкий пик 15,5 кэВ оже-электронов e_{LNM} .

Весь спектр в диапазоне значений энергии 0,05–1,2 МэВ показан на рис. 2. Энергетическое разрешение 5407 кэВ ^{210}Po α -пика было определено как $\text{FWHM} = 26$ кэВ. Пик слегка асимметричен из-за конечной толщины мишени и возможных других α -примесей. Фоновый уровень вблизи граничной энергии β -спектра ^{210}Bi составил 0,18 отсчетов/ч/кэВ и был связан главным образом с комптоновским рассеянием 1,46 МэВ

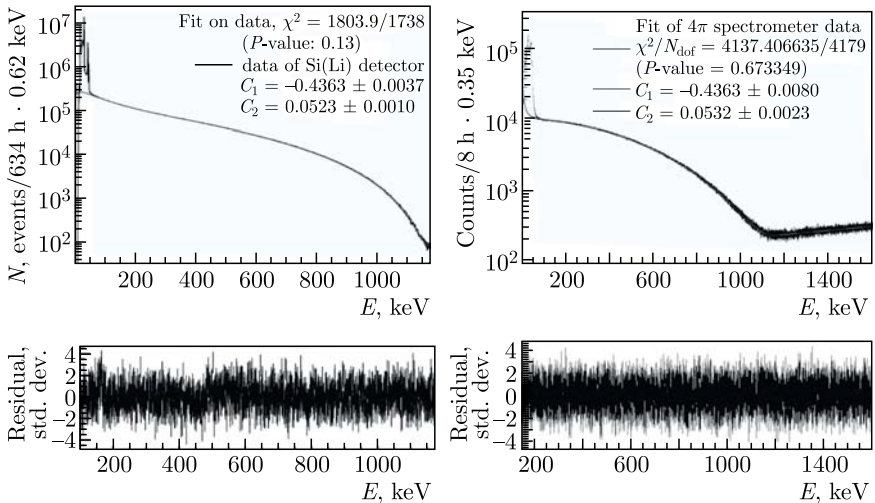


Рис. 2. Слева: энергетический спектр источника $^{210}\text{Pb} \rightarrow ^{210}\text{Bi} \rightarrow ^{210}\text{Po}$, измеренный Si(Li)-детектором в диапазоне значений энергии 0,05–5,5 МэВ. β -спектр ^{210}Bi имеет граничную энергию в 1162 кэВ, α -распад ^{210}Po соответствует пику 5,3 МэВ. Справа: тот же спектр, измеренный с помощью спектрометра 4 π . Подгонка спектров имеет один свободный калибровочный параметр и свободный формфактор в виде параболической функции

γ -квантов от ^{40}K , проходящих через пассивную защиту. Максимальная энергия электронов отдачи на краю комптоновского рассеяния составляет $E_C = 2E^2/(2E + m_e) = 1243$ кэВ, что существенно отличается от граничной энергии β -распада ^{210}Bi .

Скорость счета в диапазоне от 80 кэВ до 1,5 МэВ составила 27 с^{-1} , что при 1 мкс времени режекции наложений приводит к пренебрежимо малой доле наложений и, соответственно, мертвому времени спектрометра.

Данные спектрометра «мишень–детектор» были получены в течение 634 ч сбора данных в коротких 1-ч сериях, используемых для контроля стабильности. Для определения энергетической калибровки $E = a + bN$ (где E — видимая энергия в Si(Li)-детекторе и N является номером канала АЦП) использовались позиция 46,5 кэВ γ -пика и значение граничной энергии ^{210}Bi $E_0 = 1162$ кэВ, которые измерены с высокой точностью в других экспериментах и в работах [32, 33].

При подгонке спектра калибровочный наклон b , равный ширине канала анализатора, был свободен, а значение параметра a фиксировалось положением пика 46,5 кэВ. Различия параметров подгонки для всех 1-ч пробегов согласуются со статистической неопределенностью. Тот факт, что равновесие в (1) не было достигнуто, не мог повлиять на результаты подгонки для различных рядов хотя бы потому, что вклад хвоста α -частиц в область β -спектра очень мал. Общее число зарегистрированных распадов ^{210}Bi составило $1,0 \cdot 10^8$.

Данные спектрометра 4 π были получены за 25 сут непрерывного сбора данных, но из-за тепловой зависимости усиления анализировались только короткими 8-ч сериями. Окончательный спектр показан на рис. 2.

АНАЛИЗ ДАННЫХ

Распределение энергии $S(W)$ для β -частиц, испускаемых в процессе β -распада, можно выразить как

$$S(W) = PW(W - W_0)^2 F(W, Z) C(W), \quad (2)$$

где P и T — импульс и кинетическая энергия электрона; $W = T/mc^2 + 1$ — полная энергия электрона; $W_0 = T_0/mc^2 + 1$ — граничная энергия β -спектра; $F(W, Z)$ — электронная функция Ферми, учитывающая электромагнитное взаимодействие исходящего электрона с атомом, и $C(W)$ — ядерный формфактор перехода, учитывающий эффекты внутренних ядерных взаимодействий.

Функция Ферми $F(W, Z)$ исторически получена в аппроксимации точечного ядра без учета атомных оболочек [34], что означает, что сравнение с экспериментами с использованием этой модели требует применения той же аппроксимации, в то время как β -спектр для практических применений потребовал бы более глубокого вычисления функции Ферми, которое может быть выполнено в соответствии с [35–37].

Исследуемый в данной работе переход имеет запрещенный тип, и ядерный формфактор $C(W)$, как ожидается, отклонится от единицы и станет основным предметом измерения. Поскольку формфактор первого запрещенного неуникального перехода с такими соотношениями четности и импульса может быть выражен с достаточной точностью полиномом второй степени, мы выбираем параметризацию $C(W)$, аналогично [19]:

$$C(W) = 1 + C_1 W + C_2 W^2, \quad (3)$$

со свободными значениями параметров C_1 и C_2 , которые определяются через максимальное правдоподобие, с функцией правдоподобия χ^2 .

Окончательная модель экспериментального спектра выражается как

$$N(E) = \int_{E/mc^2+1}^{W_0} S(W)R(W, E) dW, \quad (4)$$

где $R(W, E)$ — нормированная функция отклика спектрометра, полученная при моделировании методом Монте-Карло электронов с энергией W , выходящих из источника с равномерным распределением внутри источника и изотропным распределением направления движения.

Для установки с классической геометрией «мишень–детектор» весьма важно учитывать функцию отклика детектора, которая содержит длинный низкоэнергетический хвост, вызванный долей электронов, обратно рассеянных от детектора, а также выходом тормозного излучения из кристалла. Детектор имеет толщину i -области, превышающую диапазон остановки электрона с граничной энергией 1162 кэВ, и поэтому геометрия облученных областей установки достаточно хорошо определена. Это позволяет учесть энергетический отклик детектора с помощью точного моделирования методом Монте-Карло. Мы использовали пакет моделирования Geant4.10.04 [38] со стандартным пакетом электромагнитных взаимодействий G4EmStandardPhysics_option 4.

Выбор пакета был в основном мотивирован моделью одиночного рассеяния электронов, которая является наиболее перспективной среди стандартных по данным [39, 40]. Проводилось моделирование входных окон детектора, коллиматора и держателей в соответствии с геометрией реальной установки.

Поскольку модель функции отклика основана на упрощенных моделях взаимодействия, важно оценить неопределенности, связанные с ее несовершенством. Учет этих неопределенностей осуществлялся путем аналитической модификации функции отклика в виде

$$\tilde{R}(E, W) = \begin{cases} R(E, W)(1 + A \ln(BW)), & \text{если } E < T - 5\sigma, \\ R(E, W), & \text{если } E > T - 5\sigma, \end{cases} \quad (5)$$

где σ — разрешение детектора при кинетической энергии T ; A , B — свободные параметры. В итоге шесть параметров были свободны в под-

гонке: общий коэффициент нормировки, наклон энергетической калибровки, параметры формфактора C_1 и C_2 , а также параметры функции отклика A и B .

Зависимость $A \ln(BW)$, используемая для вариации хвоста функции отклика, приблизительно соответствует расхождениям функции отклика для различных пакетов моделирования в GEANT4 [39]. Функция отклика была нормирована для сохранения эффективности регистрации исходного моделирования.

Диапазон подгонки имеет нижнюю границу, полученную из соображений присутствия ^{210}Pb в источнике, который закрывает низкоэнергетическую область. С учетом того, что ядерный формфактор $C(W)$ зависит только от импульсов электрона и нейтрино, не следует ожидать его внезапного поведения в нижней десятой части энергетического спектра, поэтому эта нижняя граница не должна иметь принципиального значения для определения ядерного формфактора.

Окончательная процедура подгонки была выполнена с использованием классического определения функции Ферми с несколькими поправками, которые включали эффект экранирования атомной оболочкой [41], конечного распределения электромагнитного и слабого зарядов внутри ядра [42] и радиационные поправки КЭД [43]. Окончательный $F(E, Z)$ имел следующий вид:

$$F(E, Z) = F_0(E, Z)S(E, Z)L_0(E, Z)M(E, Z)G_\beta(E), \quad (6)$$

где E — полная энергия электрона; Z — заряд дочернего ядра; $F_0(E, Z)$ — функция Ферми; $S(E, Z)$ — поправка на экранирование; $L_0(E, Z)$ и $M(E, Z)$ — электромагнитные и слабые поправки на конечный размер, а $G_\beta(E)$ — радиационная поправка.

Подгонка проводилась в диапазоне значений энергии 100–1175 кэВ с аппроксимацией плоского фона. Результаты подгонки показаны слева на рис. 2. Полученный минимум $\chi^2/\text{ndf} = 1803/1738$ соответствует числу Пирсона $P\text{-value} = 0,13$ и параметрам формфактора $C_1 = -0,4363 \pm 0,0037$ и $C_2 = 0,0523 \pm 0,0010$.

Эти значения C_1 и C_2 получены с учетом наиболее полного знания взаимодействий испускаемого электрона с атомом. Следует отметить, что параметры C_1 и C_2 достаточно сильно скоррелированы в соответствии с подгонкой экспериментальных данных и имеют коэффициент корреляции 0,94.

Проведенные подгонки показали сходимость параметра A к нулю, следовательно, при текущей экспериментальной статистике моделирование отклика спектрометра методом Монте-Карло дает результаты, согласующиеся с данными. Консервативный подход демонстрирует, что включение параметров A и B в подгонку приводит к увеличению ошибок C_1 и C_2 примерно в три раза.

Настоящие результаты сравниваются с полученными в работах [21] (Daniel, 1962) и [19] (Carles & Malonda, 1996) (рис. 3). В верхней части

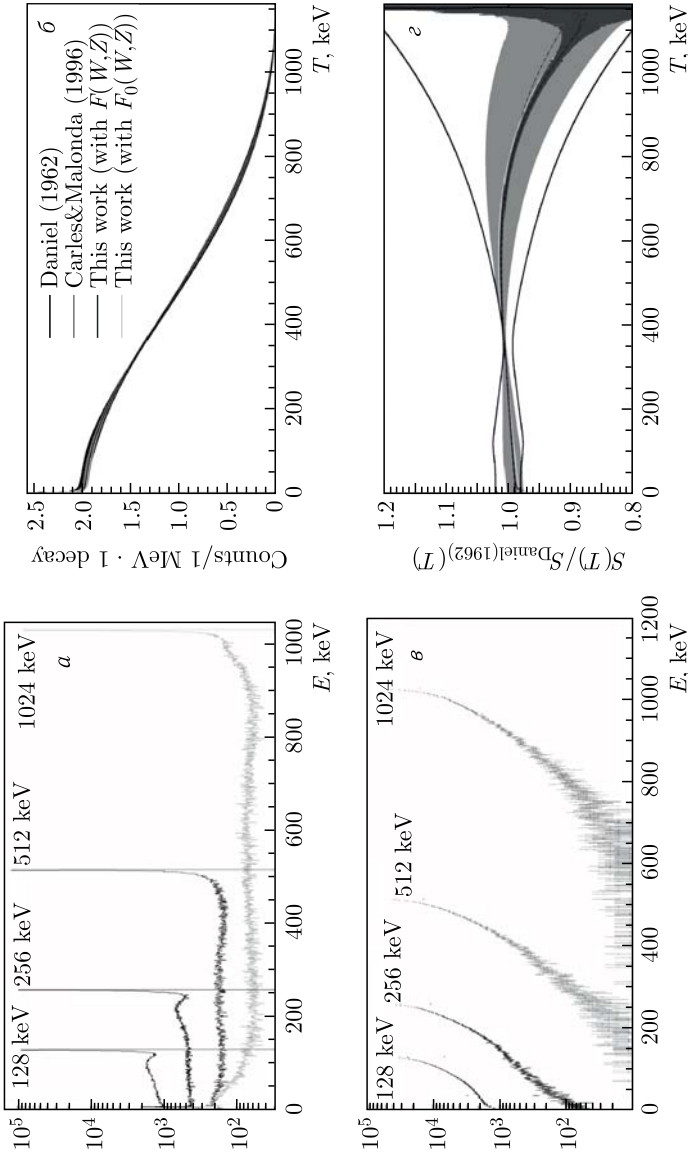


Рис. 3. а) Смоделированный отклик установки «мишень – детектор». б) Сравнение спектров, измеренных Daniel (1962) [21] и Carles & Malonda (1996) [19] с настоящим исследованием. в) Смоделированный ответ установки 4т. г) Отношение к спектру Daniel (1962) (внизу). Ошибки спектра Daniel (1962) показаны сплошными черными линиями

рисунка показаны электронные спектры. Для определения спектра Даниэля (1962) использовались данные из табл. 2 [21] и функция Ферми из [35]. Спектр Carles & Malonda (1996) был рассчитан в соответствии с параметрами C_1 и C_2 , приведенными в [19]. На рисунке показаны два электронных спектра, полученных в настоящей работе для функций Ферми $F_0(W, Z)$ и $F(W, Z)$ в соответствии с [34] и [36, 41]. Все β -спектры нормированы на единицу.

На рис. 3 также показано отношение спектров Carles & Malonda (1996) и настоящей работы к спектру Daniel (1962) [21]. Для Daniel (1962) ошибки спектра, определяемые подгонкой, отмечены сплошными линиями.

Поскольку C_1 и C_2 имеют довольно сильную корреляцию, для оценки неопределенностей на кривой формфактора, показанной на рис. 3, мы применили метод Монте-Карло, отбирающий параметры формфактора в соответствии с двумерным гауссовым распределением, включающим коэффициент корреляции, полученный в подгонке. Можно видеть, что оба наших спектра согласуются со спектрами Daniel (1962) и Carles & Malonda (1996) в пределах неопределенностей. Нынешнее исследование показывает значительно возросшую точность по сравнению с предыдущими исследованиями.

Данные 4π -спектрометра были использованы для сравнения с классическим спектром из-за преимущества малого влияния обратного рассеяния. Установка также была смоделирована методом Монте-Карло с применением пакета моделирования Geant4.10.04 [38] со стандартным пакетом электромагнитных взаимодействий G4EmStandardPhysics_option4. Отличие этого случая состоит в том, что источник, полученный в виде высушенной капли, имеет не пренебрежимо малую толщину и нетривиальную геометрию, которую практически невозможно однозначно реконструировать по спектральным данным. Для продолжения работы было решено выбрать упрощенную аналитическую модель отклика в виде

$$R(E, T_e) = e^{A(T_e)E + B(T_e)\theta} \theta(E - T_e), \quad (7)$$

где параметры $A(T_e)$ и $B(T_e)$ выбирались путем выравнивания дисперсии с результатами моделирования функции отклика с дополнительной параболической энергетической зависимостью со свободными параметрами подгонки, введенными для компенсации несовершенства этой модели ценой увеличения неопределенностей. Подгонка проводилась в диапазоне 180–1175 кэВ с экспоненциальным описанием фона, в котором в данном случае доминировали α -распады ^{210}Po . Результаты такой процедуры приведены на рис. 2. Полученный минимум $\chi^2/\text{ndf} = 4137,4/4179$ соответствует числу Пирсона $P\text{-value} = 0,67$ и параметрам формфактора $C_1 = -0,4363 \pm 0,0080$ и $C_2 = 0,0523 \pm 0,0023$. Эти значения хорошо согласуются с теми, что мы получили с установкой «мишень–детектор», и тем самым подтверждают ее результаты, хотя и имеют несколько большую неопределенность.

ВЫВОДЫ

Спектрометры на основе детектора Si(Li) были использованы для точного измерения β -спектра ядер ^{210}Bi . В результате 634- и 8-ч измерений с общим числом $1,0 \cdot 10^8$ и $1,0 \cdot 10^7$ зарегистрированных электронов было установлено, что β -спектр описывается формфактором $C(W) = 1 + (-0,4363 \pm 0,0037)W + (0,0523 \pm 0,0010)W^2$, если функция Ферми вычисляется в соответствии с [37]. Полученные параметры формфактора согласуются с предыдущими исследованиями и имеют значительно повышенную точность.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты 19-02-00097 и 20-02-00571).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Herczeg P.* Beta Decay beyond the Standard Model // Prog. Part. Nucl. Phys. 2001. V. 46, No. 2. P. 413–457; <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0146641001001491>.
2. *Nico J. S., Snow W. M.* Fundamental Neutron Physics // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 2005. V. 55, No. 1. P. 27–69; <https://doi.org/10.1146/annurev.nucl.55.090704.151611>.
3. *Alexeev I., Bakhlanov S., Bazlov N., Chmel E., Derbin A., Drachnev I., Kotina I., Muratova V., Pilipenko N., Semyonov D., Unzhakov E., Yeremin V.* Beta Spectrometer with Si-Detectors for the Study of ^{144}Ce – ^{144}Pr Decays // Nucl. Instr. Meth. A. 2018. V. 890. P. 64–67; <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900218301852>.
4. *Bazlov N. V., Bakhlanov S., Derbin A., Drachnev I., Eremin V., Kotina I., Muratova V., Pilipenko N., Semyonov D., Unzhakov E., Chmel E. A.* Beta Spectrometer Based on Silicon Detectors // Instrum. Exp. Techn. 2018. V. 61. P. 323–327; <https://doi.org/10.1134/S002044121803017X>.
5. *O'Connor J. S.* The Beta-Ray Spectrum of Radium E // Phys. Rev. 1937. V. 52. P. 303–314; <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.52.303>.
6. *Martin L. H., Townsend A. A., Laby T. H.* The Beta-Ray Spectrum of RaE // Proc. Roy. Soc. London. Ser. A. 1939. V. 170, No. 941. P. 190–205; <https://royalsocietypublishing.org/doi/pdf/10.1098/rspa.1939.0026>.
7. *Neary G. J., Cockcroft J. D.* The Beta-Ray Spectrum of Radium E // Proc. Roy. Soc. London. Ser. A. 1940. V. 175, No. 960. P. 71–87; <https://royalsocietypublishing.org/doi/pdf/10.1098/rspa.1940.0044>.
8. *Konopinski E. J., Uhlenbeck G. E.* On the Fermi Theory of β -Radioactivity. II. The “Forbidden” Spectra // Phys. Rev. 1941. V. 60. P. 308–320; <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.60.308>.
9. *Newby N., Konopinski E. J.* Nuclear States in the RaE β Decay // Phys. Rev. 1959. V. 115. P. 434–444; <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.115.434>.
10. *Fujita J. I.* Conserved Current Hypothesis and the Beta Decay of RaE // Phys. Rev. 1962. V. 126. P. 202–210; <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.126.202>.

11. *Kim Y. E., Rasmussen J. O.* Energy Levels of ^{210}Bi and ^{210}Po and the Shell-Model Residual Force // *Nucl. Phys.* 1963. V. 47. P. 184–206;
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0029558263908642>.
12. *Spector R. M.* Shell Model Investigation of RaE Beta Decay // *Nucl. Phys.* 1963. V. 40. P. 338–346;
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0029558263902773>.
13. *Sodemann J., Winther A.* Nuclear Matrix Elements for the β -Decay of $^{210}\text{Bi}(\text{RaE})$ // *Nucl. Phys.* 1965. V. 69, No. 2. P. 369–383;
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/002955826590057X>.
14. *Damgaard J., Broglia R., Riedel C.* First-Forbidden β -Decays in the Lead Region // *Nucl. Phys. A.* 1969. V. 135, No. 2. P. 310–324;
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0375947469901651>.
15. *Fayans S., Khodel V.* Calculations of Nuclear Matrix Elements for Beta Decay of RaE // *Phys. Lett. B.* 1970. V. 31, No. 3. P. 99–102;
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269370901206>.
16. *Morita M., Yamada M., Fujita J. I., Fujii A., Ohtsubo H., Morita R., Ikeda K., Yokoo Y., Hiro-Oka M., Takahashi K.* Nuclear Structure Studied from Weak and Related Processes // *Prog. Theor. Phys. Suppl.* 1971. V. 48. P. 41–100;
<https://academic.oup.com/ptps/article-pdf/doi/10.1143/PTP.48.41/5293017/48-41.pdf>.
17. *Ebert K., Wild W., Krmpotic F.* A Nuclear Structure Study of the β -Decay of $^{210}\text{Bi}(\text{RaE})$ // *Phys. Lett. B.* 1975. V. 58, No. 2. P. 132–134;
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/037026937590619X>.
18. *Behrens H., Szybisz L.* On the β -Decay $^{210}\text{Bi}(\text{RaE}) \rightarrow ^{210}\text{Po}(\text{RaF})$ // *Nucl. Phys. A.* 1974. V. 223, No. 2. P. 268–284;
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/037594747490414X>.
19. *Carles A., Malonda A.* Precision Measurement of the RaE Shape Factor // *Nucl. Phys. A.* 1996. V. 596, No. 1. P. 83–90;
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0375947495003819>.
20. *Plassmann E. A., Langer L. M.* Beta Spectrum of Radium E // *Phys. Rev.* 1954. V. 96. P. 1593–1598; <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.96.1593>.
21. *Daniel H.* Das β -spektrum des RaE // *Nucl. Phys.* 1962. V. 31. P. 293–307;
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0029558262907459>.
22. *Flothmann D., Wiesner W. L. R. et al.* β -Spektroskopie mit Halbleiterdetektoren beim Zerfall // *Z. Phys.* 1969. V. 225. P. 164–194;
<https://doi.org/10.1007/BF01392517>.
23. *Agostini M. et al. (Borexino Collab.).* Simultaneous Precision Spectroscopy of pp , ^7Be , and pep Solar Neutrinos with Borexino Phase-II // *Phys. Rev. D.* 2019. V. 100. P. 082004; <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.100.082004>.
24. *Bergkvist K. E.* A High-Luminosity, High-Resolution Study of the Endpoint Behaviour of the Tritium β -Spectrum (I). Basic Experimental Procedure and Analysis with Regard to Neutrino Mass and Neutrino Degeneracy // *Nucl. Phys. B.* 1972. V. 39. P. 317–370;
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0550321372903768>.
25. *Tretyakov E.* // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 1975. V. 39. P. 583–587.
26. *Lobashev V., Spivak P.* A Method for Measuring the Electron Antineutrino Rest Mass // *Nucl. Instr. Meth. A.* 1985. V. 240, No. 2. P. 305–310;
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0168900285906400>.

27. *Aker M. et al. (KATRIN Collab.)*. Improved Upper Limit on the Neutrino Mass from a Direct Kinematic Method by KATRIN // *Phys. Rev. Lett.* 2019. V. 123. P. 221802; <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.123.221802>.
28. *Simpson J. J.* Evidence of Heavy-Neutrino Emission in Beta Decay // *Phys. Rev. Lett.* 1985. V. 54. P. 1891–1893; <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.54.1891>.
29. *Derbin A. V., Egorov A. I. et al.* Search for 17-keV Neutrinos in ^{63}Ni Beta Decay // *JETP Lett.* 1993. V. 58. P. 1–4.
30. *Derbin A. V., Egorov A. I. et al.* Measurement of the ^{45}Ca β Spectrum in Search of Deviations from the Theoretical Shape // *JETP Lett.* 1997. V. 66. P. 88–92; <https://doi.org/10.1134/1.567508>.
31. *Bazlov N. V., Derbin A. V., Drachnev I. S., Gicharevich G. E., Kotina I. M., Konkov O. I., Pilipenko N. V., Chmel E. A., Abolmasov S. N., Terukov E. I., Unzhakov E. V.* Si(Li) Detector with Ultra-Thin Entrance Window on the Diffusive Lithium Side // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2019. V. 1400. P. 055056.
32. *Lederer C. M.* Table of Isotopes. Seventh ed. New York: Wiley, 1978.
33. *Chu L. E., Firestone R.* The Lund/LBNL Nuclear Data Search. Version 2.0, February 1999L. BNL, Berkeley, USA, Department of Phys., Lund Univ., Sweden. 1999.
34. *Fermi E.* An Attempt of a Theory of Beta Radiation. 1 // *Z. Phys.* 1934. V. 88. P. 161–177.
35. *Dzheleпов B., Zyrianova L.* The Influence of the Atomic Electron Field on the Beta Decay // *Izv. Akad. Nauk SSSR. M.*, 1956.
36. *Huber P.* Determination of Antineutrino Spectra from Nuclear Reactors // *Phys. Rev. C.* 2011. V. 84. P. 024617; <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.84.024617>.
37. *Hayen L., Severijns N., Bodek K., Rozpedzik D., Mougeot X.* High Precision Analytical Description of the Allowed β Spectrum Shape // *Rev. Mod. Phys.* 2018. V. 90. P. 015008; <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.90.015008>.
38. *Agostinelli S. et al. (GEANT4 Collab.)*. GEANT4: A Simulation Toolkit // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2003. V. 506. P. 250–303.
39. *Basaglia T., Han M. C., Hoff G., Kim C. H., Kim S. H., Pia M. G., Saracco P.* Quantitative Test of the Evolution of Geant4 Electron Backscattering Simulation // *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 2016. V. 63, No. 6. P. 2849–2865.
40. *Dondero P., Mantero A., Ivanchenko V., Lotti S., Mineo T., Fioretti V.* Electron Backscattering Simulation in Geant4 // *Nucl. Instr. Meth. B.* 2018. V. 425. P. 18–25; <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168583X18302301>.
41. *Buhring W.* The Screening Correction to the Fermi Function of Nuclear β -Decay and Its Model Dependence // *Nucl. Phys. A.* 1984. V. 430, No. 1. P. 1–20; <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0375947484901908>.
42. *Wilkinson D.* Evaluation of Beta Decay: II. Finite Mass and Size Effects // *Nucl. Instr. Meth. A.* 1990. V. 290, No. 2. P. 509–515; <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/016890029090570V>.
43. *Sirlin A.* General Properties of the Electromagnetic Corrections to the Beta Decay of a Physical Nucleon // *Phys. Rev.* 1967. V. 164. P. 1767–1775; <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.164.1767>.