

РЕЗУЛЬТАТЫ УГЛУБЛЕННОГО АНАЛИЗА ДАННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТА ПО ПОИСКУ $2K(2\nu)$ -ЗАХВАТА В ^{78}Kr

Ю. М. Гаврилюк¹, А. М. Ганганшев¹, В. В. Казалов^{1,*},
В. В. Кузьминов¹, С. И. Панасенко², С. С. Раткевич²,
Д. А. Текуева¹, С. П. Якименко¹

¹ Институт ядерных исследований РАН, Москва

² Харьковский национальный университет им. В. Н. Каразина, Харьков, Украина

В работе представлено краткое описание совместного анализа данных длительных измерений образцов криптона, отличающихся содержанием изотопа ^{78}Kr . В качестве детекторов использовались низкофонные пропорциональные газовые камеры высокого давления. Сравнительный анализ экспериментальных данных после одинарного и двойного K -захвата позволил впервые определить вероятность создания двойной K -вакансии при захвате K -электрона в ^{81}Kr на уровне $P_{KK} = (5,7 \pm 0,8(\text{стат.}) \pm 0,4(\text{сист.})) \cdot 10^{-5}$ и получить новый результат для периода полураспада ^{78}Kr для $2K(2\nu)$ -моды: $T_{1/2} = (1,9_{-0,7}^{+1,3}(\text{стат.}) \pm 0,3(\text{сист.})) \cdot 10^{22}$ лет (90 % уровня достоверности).

The work presents a brief description of the joint analysis of long-term measurements of krypton samples differing in content of the isotope ^{78}Kr . We carried out the comparative study of the signal from the decay of double K -shell vacancy production that follows after single K -shell electron capture of ^{81}Kr and double K -shell electron capture of ^{78}Kr . The probability per K -capture for double K -shell ionization in the electron capture decay of ^{81}Kr has been studied by recording coincidences between Br K^H and K^S X rays produced when the two K -shell vacancies are filled. The probability for this decay was found to be $P_{KK} = (5.7 \pm 0.8(\text{stat.}) \pm 0.4(\text{sys.})) \cdot 10^{-5}$. A new result for the half-life of ^{78}Kr was obtained for the neutrino-accompanied $2K$ -capture: $T_{1/2} = (1.9_{-0.7}^{+1.3}(\text{stat.}) \pm 0.3(\text{sys.})) \cdot 10^{22}$ y (at a 90% C.L.).

PACS: 23.40.-s; 29.40.Cs

ВВЕДЕНИЕ

Для получения прецизионных данных, помимо качественных детекторов и электроники, необходимы адекватные процедуры обработки полученных

*E-mail: vvk1982@mail.ru

экспериментальных данных, особенно при поиске редких распадов, таких как двойной электронный захват. В эксперименте по поиску $2K$ -захвата, проводимого нами с помощью больших медных пропорциональных счетчиков высокого давления (МПС), общая экспозиция низкофоновых измерений образца, обогащенного $^{78}\text{Kг}$ до 99,81 %, достигла 134,6 кг · сут. Время набора данных с образцом, обедненным до 0,002 % для $^{78}\text{Kг}$, составило 1167 сут. В последнем образце после очистки натурального криптона от долгоживущего космогенного радиоактивного изотопа $^{85}\text{Kг}$ содержалось остаточное количество изотопа $^{81}\text{Kг}$ с активностью порядка 4 распадов в минуту.

Регистрация отклика релаксации атомных процессов после захвата атомных электронов в газовой среде дает некоторые важные преимущества по сравнению с жидкостными и твердотельными детекторами. В то же время влияние фона сильно зависит от достигнутого энергетического разрешения, что намного лучше для обнаружения события в газе, чем в жидкости. Кроме того, взаимодействие излучения в газе позволяет выявить топологическую сигнатуру редкого события, что продемонстрировано в наших предыдущих работах [1, 2], в отличие от взаимодействия в жидкости, где экстремально малы размеры первичных ионизационных треков, что затрудняет выявление особенностей сигнала от первичных частиц с малой энергией.

Методика поиска в нашем эксперименте основана на регистрации излучений, возникающих при заполнении двойной K -вакансии в оболочке дочерних атомов, с помощью МПС, заполненного газом с исследуемым изотопом. Уникальное состояние образуется в дочернем атоме, когда ядром захватываются два электрона из K -оболочки. Это состояние представляет собой нейтральный атом с раздутой оболочкой, обнажая две вакансии в K -оболочке. Чтобы обнаружить такой процесс, мы учитываем, что для атомов с $Z > 30$ выход K -флуоресценции достаточно большой, а распад двойных вакансий на K -оболочке происходит преимущественно через последовательное излучение двух рентгеновских квантов и нескольких оже-электронов. При этом полезные события обладают уникальным набором признаков. Их полный сигнал состоит из трех парциальных импульсов с известными амплитудами, образованными в результате поглощения в рабочем объеме двух характеристических фотонов и каскада оже-электронов малой энергии. Отбор событий с такими признаками из всей совокупности оцифрованных импульсов позволяет повысить отношение эффект/фон в ~ 2000 раз.

Поиск $2K$ -захвата в $^{78}\text{Kг}$ проводился в подземной низкофоновой лаборатории глубокого залегания в Баканской нейтринной обсерватории в течение нескольких лет [1, 2]. Выбор МПС в качестве детекторов был обусловлен их надежностью и простотой конструкции, особенно для регистрации рентгеновских лучей и электронов менее 100 кэВ. Подробное описание экспериментальной установки можно найти, например, в работе [3]. Методика поиска процесса $2K$ -захвата основана на сравнении спектров энерговыделений

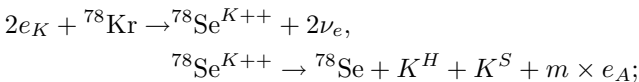
в области релаксации возбужденной электронной оболочки атома. С этой целью счетчик заполнялся до 4,51 атм ($\text{кг}/\text{см}^2$) чистым исследуемым криптоном без добавления горящих или ускоряющих газов. Перед заполнением криптон очищался от электроотрицательных примесей в реакторе Ni/SiO₂.

Известно, что кроме $2K$ -захвата существуют другие редкие физические эффекты, которые могут создавать двойную K -вакансию в атомах. К ним относится двойной фотоэффект на K -оболочке при поглощении одного внешнего фотона с подходящей энергией и образование двойной вакансии на K -оболочке в небольшой доле случаев обычного K -захвата. В одном из сравниваемых образцов криптона, как было указано выше, присутствует в остаточных количествах космогенный изотоп ^{81}Kr , испытывающий K -захват. Полные энерговыделения и характеристики излучений при релаксации возбужденной атомной оболочки в этих процессах близки к значениям соответствующих характеристик полезных событий от $2K$ -захвата и могут быть рассчитаны по общей теоретической модели. Модельные расчеты, в свою очередь, могут быть проверены путем анализа данных, накопленных в режиме калибровки счетчика γ -квантами от внешнего источника, и данных от образца криптона, содержащего ^{81}Kr .

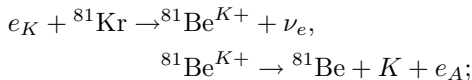
1. АНАЛИЗ ДАННЫХ

С экспериментальной точки зрения сигнал от $2K(2\nu)$ -захвата в МПС подобен отклику от релаксации двойной вакансии на K -оболочке, образованной вследствие редкого процесса встряхивания второго K -электрона при обычном K -захвате. В сжатом виде эти процессы можно представить в виде цепочек реакций:

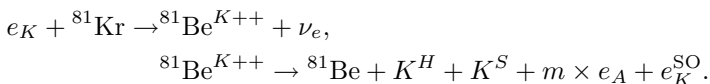
1) захват двух электронов



2) захват одного электрона



3) захват одного электрона с выбросом второго K -электрона



Первый фотон называется гиперсателлитом (H), второй — сателлитом (S). Причиной возникновения $2K$ -вакансии при обычном K -захвате является внезапное изменение заряда ядра $Ze \rightarrow (Z - 1)e$. Это изменение может возбудить переход второго K -электрона на незанятый связанный уровень (SU-процесс, shakeup) или выбить его из оболочки (SO-процесс, shakeoff) [4]. Вклад SU-процесса в итоговый результат относительно мал. Баланс энергий для SO-процесса можно записать в виде

$$Q_0 = [E_{K,\alpha} + 2(E_{ab} - E_K)] + q_\nu + 2E_K, \quad (1)$$

где Q_0 — полная энергия перехода при e -захвате; $E_{K,\alpha}$ — кинетическая энергия выброшенного K -электрона (e_K^{SO}); E_{ab} — энергия связи электрона на K -оболочке дочернего атома; E_K — энергия характеристических K -фотонов дочернего атома; q_ν — энергия, уносимая нейтрино [5]. В балансе не учтен сдвиг по энергии E_{ab} в атоме с $2K$ -вакансией по сравнению с удвоенной K -вакансией. Максимальная энергия электрона равна $E_{K,\alpha \text{ макс}} = Q_0 - 2E_{ab}$.

Общий вид формы спектра электронов, выброшенных с K -оболочки Вг в результате SO-процесса, сходен с аналогичным спектром, измеренным в [5] для ^{55}Fe , с поправкой на энергию перехода при K -захвате ($Q_0 = 232$ кэВ для ^{55}Fe , $Q_0 = 281$ кэВ для ^{81}Kr [6]). Этот спектр в виде распределения по энергии плотности вероятности, нормированной на массу электрона в энергетических единицах, приведен на рис. 3 в работе [5]. В интервал энергии 0–10 кэВ попадает 0,75 от полного числа «вытряхнутых» K -электронов, в том числе 0,28 — в интервал 0–2 кэВ. Полный выход $2K$ -ионизации на один K -захват ^{55}Fe составил $(1,531 \pm 0,079) \cdot 10^{-4}$ [7].

Вероятность образования $2K$ -вакансии при K -захвате была измерена для разных изотопов (см., например, [8]). С умеренной точностью зависимость от атомного номера вероятности образования $2K$ -вакансии на один K -захват может быть описана выражением

$$P_{KK}(K\text{-захват}) \approx P_{SO} \approx 0,08Z^{-2}. \quad (2)$$

Для ^{81}Kr расчетная величина P_{KK} равна $6,2 \cdot 10^{-5}$.

В результате длительных низкофоновых измерений с образцом криптона, содержащим ^{81}Kr , было выполнено три этапа набора данных с общей экспозицией более 3 лет. Это позволило набрать достаточно большую статистику для исследования процессов встряски атомной оболочки после захвата K -электрона. Полное число ЕС-распадов ^{81}Kr достигло $7,9 \cdot 10^6$ событий.

^{81}Kr , спин и четность основного состояния которого равны $7/2^+$, с вероятностью 0,997 распадается в основное состояние ^{81}Br со спином и четностью $3/2^-$ через захват электронов с периодом полураспада $T_{1/2} = 2,3 \cdot 10^5$ лет [6]. Схема распада показана на рис. 1. Полная энергия распада равна $(280,8 \pm 0,5)$ кэВ. Возможен также переход на подуровень $5/2^-$ возбужденного состо-

яния атома ^{81}Br с последующим испусканием фотона 276 кэВ, который происходит с вероятностью $3,0(2) \cdot 10^{-3}$. Энергия распада этого редкого процесса равна всего 4,7 кэВ и значительно меньше энергии связи K -электрона в атоме

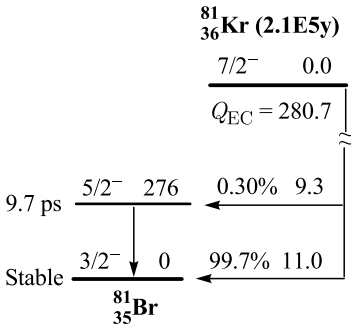


Рис. 1. Схема распада ^{81}Kr

брома, которая составляет $E_K = 13,47$ кэВ. Поэтому любой переход на возбужденное состояние в ^{81}Br происходит только электронными захватами из высших оболочек. Следовательно, захват K -электронов может происходить только при переходе из основного состояния в основное состояние. Захват электронов с K -оболочки происходит с вероятностью $P_K = 0,875$.

Отклик МПС от трехточечного события, возможно состоящего из кластеров ионизации от двух K -фотонов и суммарного кластера от оже- и K^{SO} -электронов, показан на рис. 2. Подобный сигнал может быть вызван SO-процессом после распада ^{81}Kr . Рис. 2 демонстрирует токовый импульс первичных электронов в лавине счетчика, полученный в результате математических процедур из импульса зарядочувствительного усилителя после фильтрации высокочастотного шума. Процедура, которую мы используем для

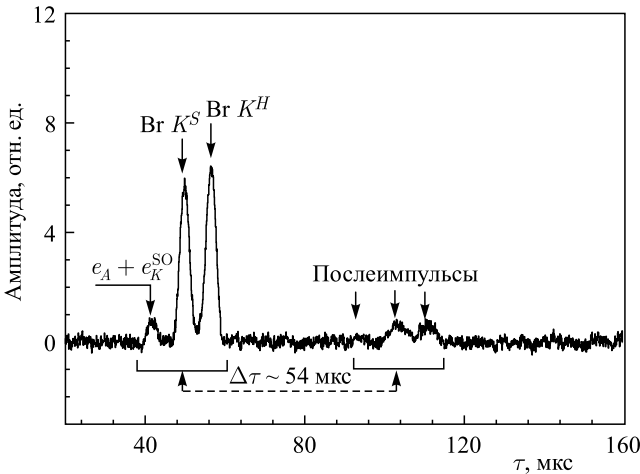


Рис. 2. Токовый сигнал первичной ионизации для трехточечного события с одновременным излучением двух характеристических квантов и сопутствующих электронов после K -захвата в ^{81}Kr . $\Delta\tau = \tau_{\text{aft}}$ — длительность дрейфа электронов от катода к аноду

определения электронной компоненты точечных кластеров первичной ионизации путем анализа всей формы импульса МПС, подробно обсуждалась в работах [2, 3]. Там же описаны методы порогового шумоподавления на основе вейвлет-фильтров. Максимальное расстояние между потоками зарядовых кластеров в проекции на радиус счетчика равно радиусу. Из рис. 2 видно, что после основного импульса через 53–54 мкс следуют вторичные послеимпульсы. Амплитуды послеимпульсов примерно в пять-шесть раз меньше. Они создаются вторичными фотоэлектронами, выбитыми из катода фотонами, родившимися в процессе развития лавины от первичной ионизации. Фотоэффект на катоде достаточно вероятен, поскольку в рабочем газе отсутствуют гасящие добавки. Задержка между импульсом и послеимпульсом определяется полным временем дрейфа электронов от катода до анода. Она задает длительность интервала времени, в котором полностью укладывается любое одиночное событие независимо от распределения первичной ионизации по объему МПС. Для чистого криптона расчетное время дрейфа электронов ионизации от катода до анода составляет 53 мкс. Площадь гауссиана или сумма площадей гауссианов (в случае многоточечного события) на временном интервале 53 мкс от начала импульса дает полное число электронов первичной ионизации.

Таким образом, измерения образца криптона, содержащего микроостатки космогенного изотопа ^{81}Kr , позволяют нам более детально исследовать спектрометрические свойства МПС в длительных измерениях в эксперименте по поиску $2K(2\nu)$ -распада. Несмотря на то, что счетчики герметизированы, их срок службы ограничен микроскопической дегазацией внутреннего материала. Это приводит к постепенному загрязнению наполняющего газа. Влияние электроотрицательных примесей более существенно выражено в счетчиках большого объема и с малыми значениями скорости дрейфа электронов. Гасящие и ускоряющие добавки поступают в рабочий газ во время длительной работы счетчика. Предположительно, это происходит из-за медленной сублимации многоатомных молекул газа, поступающих с поверхностей корпуса и изоляторов, куда они попали при протирке деталей спиртом и ацетоном в процессе сборки детектора. Кроме того, кислород постепенно диффундирует из уплотнительного кольца фланцев МПС и действует как «охлаждающая» добавка.

Все эти факторы приводят к постепенному изменению характеристик детектора. Такие параметры детектора, как длительность дрейфа электронов от катода до анода — τ_{aft} , отношение амплитуды послеимпульса к амплитуде основного импульса — λ , энергетическое разрешение и коэффициент усиления газа, плавно изменяются во времени. Для более прецизионного определения измеряемых спектров для целей нашего эксперимента требуется корректировка отклика детектора в зависимости от времени набора данных.

Для примера на рис. 3 продемонстрированы временные зависимости центроидов λ - и τ_{aft} -распределений для двух исследуемых образцов газа. Как видно из рис. 3, *a*, центроиды λ -распределений двух образцов криптона зависят от амплитуды сигнала и по-разному ведут себя в зависимости от времени. При селекции импульсов эти распределения служат дополнительным фактором отбора полезных событий, так как малые значения λ имеют события вблизи торцов, а большие указывают на наложение импульсов заряда. Нижняя граница времени дрейфа электронов позволяет исключить токовый сигнал из области послеимпульсов МПС в качестве основного подымпульса [2]. В то же время вейвлет-анализ формы вторичных импульсов служит дополнительной сигнатурой искомого трехточечного события. С этой целью при повторном анализе данных в режиме *offline* нами была осуществлена коррекция функции отклика детектора с учетом энергетической зависимости и временной метки события.

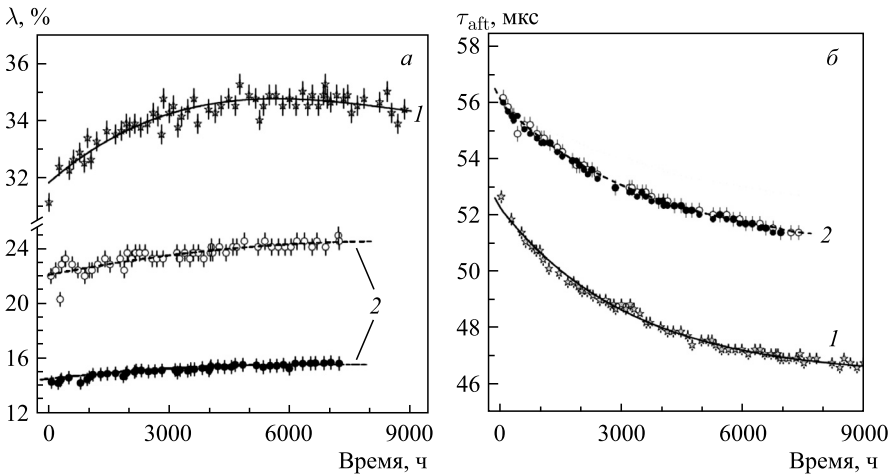


Рис. 3. Отношение распределений амплитуд послеимпульса к основному импульсу (λ , *a*) и время дрейфа электронов (τ_{aft} , *b*) от катода к аноду для продолжительных измерений МПС с обедненным и обогащенным образцами криптона в одних и тех же условиях. Кривые 1 — данные для обогащенного образца для событий в диапазоне энергии от 20 до 100 кэВ. Кривые 2 — данные для обедненного образца, темные и светлые точки — данные для событий в диапазоне энергии от 8 до 16 кэВ и от 20 до 100 кэВ соответственно

Для интересующего нас диапазона энергии фотоэлектрический эффект для фоновых фотонов является доминирующим. Сечения взаимодействия для других конкурирующих механизмов, таких как комптоновское рассеяние или некогерентное рассеяние, примерно в тысячу раз меньше. Фотоэлектрический

эффект связан с взаимодействием фотона обычно с электроном из K - или L -оболочки атома. В отличие от плавной потери энергии заряженных частиц передача энергии фотона электрону происходит внезапно. Фотоэлектрон выбрасывается из атома с кинетической энергией, которая определяется как $E_{pe} = E_\gamma - E_b$, где E_γ — энергия падающего фотона; E_b — энергия связи электрона в его исходной оболочке. Каждое фотоэлектрическое взаимодействие оставляет атом в ионизированном состоянии. Девозбуждение может происходить за счет захвата свободного электрона из среды или с помощью серии внутренних электронных переходов атомной оболочки, при этом может произойти излучение одного или нескольких флуоресцентных рентгеновских квантов.

Эти рентгеновские фотоны могут быть реабсорбированы в непосредственной близости от исходного фотоэлектрического события при взаимодействии с электронами, которые связаны менее плотно. Однако газовая среда счетчика обычно имеет относительно низкое сечение поглощения для такого флуоресцентного излучения. Это приводит к выходу K -флуоресцентных рентгеновских квантов из активного объема детектора. В этом случае энерговыделение в рабочей области счетчика равно разности между энергией падающего фотона и энергией покидающего фотона. Таким образом, фоновые γ -лучи производят излучение $K\alpha$ -флуоресценции. Сечение фотоэлектрического эффекта на K -оболочке достаточно велико. Этот аргумент подтверждается вертикальными и горизонтальными локусами на двумерном распределении энерговыделений, показанном на рис. 4. Это двумерное распределение двухточечных событий с полной энергией 1–100 кэВ и амплитудами подымпulses (площадь гауссиана под пиком токового импульса в кэВ: A_1 и A_2 — первый и второй в пачке импульсов тока). Плоский спектр фона, представляющий случайное совпадение некогерентного рассеяния и тормозного излучения, был вычтен из распределений. Горизонтальные и вертикальные локусы представляют собой эффект взаимодействия фоновых фотонов с рабочим веществом счетчика и его стенками. Диагональные локусы образуются комптоновским рассеянием в газе и тормозным излучением. Видно, что среди двухточечных событий в областях энергии $\sim 1,6$

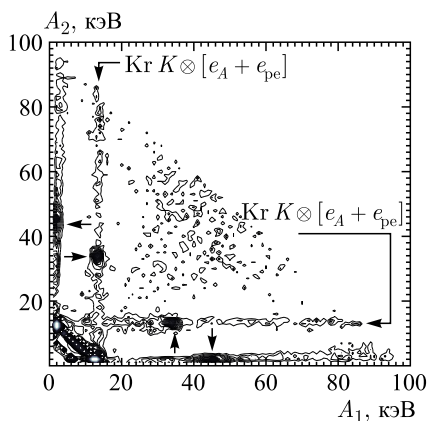


Рис. 4. Двумерное амплитудное распределение энергетических вкладов отдельных кластеров ионизации для двухточечных событий от образца криптона, содержащего ^{81}Kr

и $\sim 11,9$ кэВ имеются четко выраженные локусы, соответствующие оже-электронам и линиям Вг K . Короткими стрелками указаны наиболее интенсивные линии фотоэлектрического эффекта, связанного с взаимодействием фотона с электроном из K - или L -оболочки атома криптона от наиболее интенсивной γ -линии 46,5 кэВ, соответствующей фоновому источнику ^{210}Pb ($T_{1/2} = 22,3$ г.) [9]. Изотоп ^{210}Pb рождается в цепи распадов ^{238}U после ^{222}Rn ($T_{1/2} = 3,82$ сут). Он может образовываться непосредственно в меди от распада внутренних радиоактивных микропримесей (объемный источник) или накопиться на поверхности корпуса (поверхностный источник) за время изготовления детектора в результате осаждения дочерних продуктов распада ^{222}Rn , присутствующего в атмосферном воздухе. В рабочий объем счетчика попадает γ -излучение от обоих источников. Об этом свидетельствуют заметные сгустки событий на рис. 4 при энергии ~ 34 кэВ, что соответствует фоновому пику выхода фотона с энергией 46,5 кэВ (^{210}Bi) для Кг ($E_{\gamma 46,5} - E_{K \text{ Кг}} = 33,9$ кэВ) и Кг $K_{\alpha} = 12,6$ кэВ.

На рис. 5 показаны спектры полных энерговыделений двухточечных событий, нормированных на один год измерений. События отобраны при условии, что один из подымпульсов попадает в диапазон энергии $E = K_{\alpha}(\text{Kr}) \pm \Delta E$ или $E = K_{\alpha}(\text{Br}) \pm \Delta E$ для двух образцов криптона — обогащенного

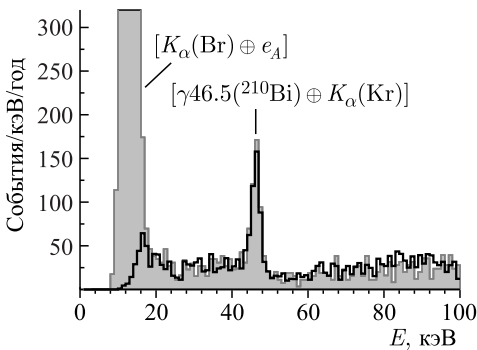


Рис. 5. Спектры полных энерговыделений двухточечных событий, один из подымпульсов которых находится в диапазоне энергии $E = K_{\alpha}(\text{Kr}) \pm \Delta E = (12,6 \pm 1,9)$ кэВ для двух образцов криптона: обогащенного ^{78}Kr (темная линия) и обедненного, содержащего ^{81}Kr (серая область)

^{78}Kr (темная линия) и обедненного, содержащего ^{81}Kr (серая область). Мы можем видеть достаточно хорошее согласие фоновых измерений выше 20 кэВ, что свидетельствует о точности учета корректирующих поправок на отклик детектора.

Трехточечные события могут образоваться при полном поглощении в рабочем объеме детектора вторичных частиц, возникших: 1) при комптоновском рассеянии внешнего кванта на электроне с поглощением вторичного кванта через фотоэффект, сопровождающийся образованием характеристического K -кванта; 2) при ионизации K -оболочки второго атома рабочей среды K -фотоэлектроном от первичного фотоэффекта и заполнения обеих K -вакансий с вылетом характеристических фотонов. Трехточечные события, являющиеся целью исследования, образуются в результате поглощения

в рабочем объеме двух характеристических фотонов, образовавшихся при заполнении $2K$ -вакансии в оболочке атома исследуемого газа, и группы оже-электронов в случае ^{78}Kr (или оже-электронов + выброшенного K -электрона в случае ^{81}Kr), исходящей из того же атома.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Из трехточечных событий с полной энергией от 5 до 100 кэВ мы можем отобрать только те, в которых один из подымпульсов (условно обозначим A_1) находится в диапазоне от 0,6 до 8,5 кэВ и от 0,6 до 4,5 кэВ для обедненного и обогащенного образцов криптона соответственно. Для таких событий двумерные распределения энерговыделений оставшихся двух из трехточечных зарядовых кластеров с амплитудами A_2 и A_3 показаны на рис. 6. Количество событий, представляющих интерес в данной работе и попавших в локусы, указанные стрелками, $((A_2 \sim 12) \otimes (A_3 \sim 12))$, составило $n_{KK} = 42 \pm 7$ для обедненного образца и $n_{2K} = 16 \pm 4$ для обогащенного ^{78}Kr .

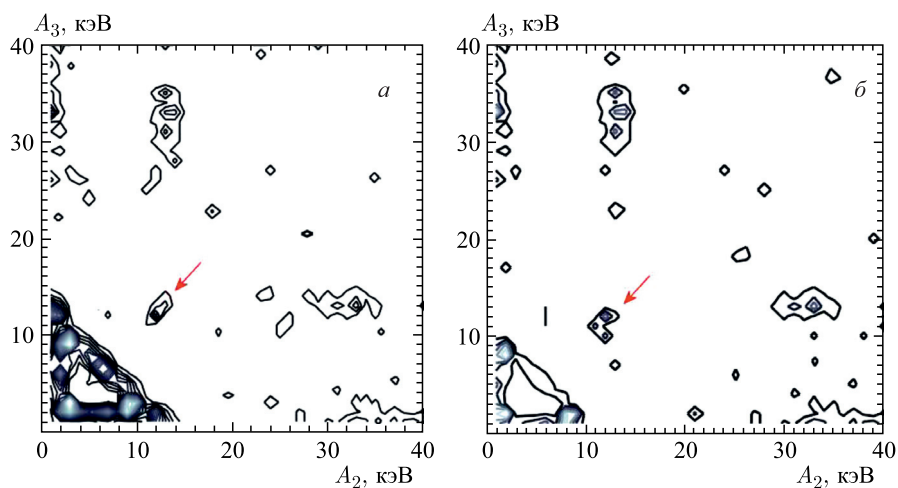


Рис. 6. Двумерное распределение энерговыделений оставшихся двух из трехточечных зарядовых кластеров ионизации с амплитудами A_2 и A_3 при условии, что A_1 находится в диапазоне от 0,6 до 8,5 кэВ и от 0,6 до 4,5 кэВ для обедненного (а) и обогащенного образцов криптона (б) соответственно. Стрелками указаны локусы от искомых эффектов

Если все события, попавшие в искомый локус для двумерных распределений в обедненном образце, приписать тройным совпадениям ($K^H \otimes K^S \otimes (e_A + e^{SO})$) в рабочем объеме МПС, то можно получить оценку вероятности P_{KK}

образования двойной вакансии при захвате электрона из K -оболочки ^{81}Kr :

$$P_{KK}^{\text{SO}} = \frac{1}{N_K} \frac{n_{KK}}{w^H w^S \delta_e \eta} = (5,7 \pm 0,8(\text{стат.}) \pm 0,4(\text{сист.})) \cdot 10^{-5},$$

где $N_K = 7,9 \cdot 10^6$ — полное число K -захватов в ^{81}Kr ; $w^H \sim w^S$ — выход флуоресценции гиперсателлитного и сателлитного переходов, в первом приближении не отличающейся от обычной K -флуоресценции; δ_e — фракция K^{SO} -электронов, попавших в выделенный диапазон энергии, и η — полная эффективность регистрации и отбора полезных событий. Полученная оценка находится в удовлетворительном согласии с предсказаниями (2). Исходя из имеющегося результата, можно сделать вывод о почти нулевом фоне в искомом локусе.

Согласно рекомендации работы [10], для сигналов с малой статистикой можно оценить вклад фона, не превышающего 2,5 событий, на уровне достоверности 90% для всего времени набора данных. На основе этой оценки вклад фоновых событий в пересчете на время набора данных с обогащенным образцом не превышает одного события. Таким образом, для аналогичного локуса в данных измерениях с обогащенным образцом криптона мы имеем отношение сигнала к фону как 15 к 1, что позволяет получить новый результат для периода полураспада ^{78}Kr для $2K(2\nu)$ -моды с 90%-м уровнем достоверности:

$$T_{1/2} = (1,9_{-0,7}^{+1,3}(\text{стат.}) \pm 0,3(\text{сист.})) \cdot 10^{22} \text{ лет.}$$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе экспериментальных данных, полученных при наборе фоновых характеристик МПС при поочередном заполнении двумя образцами криптона с разным содержанием изотопа ^{78}Kr , проведен тщательный анализ временной зависимости отклика детектора при длительных измерениях. Анализ скорректированных экспериментальных данных для одинарного и двойного K -захвата позволил определить вероятность создания двойной K -вакансии при захвате K -электрона в ^{81}Kr на уровне $P_{KK} = (5,7 \pm 0,8(\text{стат.}) \pm 0,4(\text{сист.})) \cdot 10^{-5}$ и получить новый результат для периода полураспада ^{78}Kr для $2K(2\nu)$ -моды: $T_{1/2} = (1,9_{-0,7}^{+1,3}(\text{стат.}) \pm 0,3(\text{сист.})) \cdot 10^{22}$ лет.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Gavriljuk Yu. M., Gangapshv A. M., Zhantudueva Dj. A., Kazalov V. V., Kuzminov V. V., Panasenko S. I., Ratkevich S. S., Efendiev K. V., Yakimenko S. P. // Phys. At. Nucl. 2013. V. 76, No. 9. P. 1063–1071.

2. *Gavrilyuk Yu. M., Gangapshev A. M., Kazalov V. V., Kuzminov V. V., Panasenko S. I., Ratkevich S. S.* // *Phys. Rev. C.* 2013. V. 87. P. 035501.
3. *Gavrilyuk Yu. M., Gangapshev A. M., Kazalov V. V., Kuzminov V. V., Panasenko S. I., Ratkevich S. S., Yakimenko S. P.* // *Instr. Exp. Tech.* 2010. V. 53, No. 1. P. 57–69.
4. *Freedman M. S.* // *Annu. Rev. Nucl. Sci.* 1974. V. 24. P. 209–248.
5. *Kitahara T., Shimizu S.* // *Phys. Rev. C.* 1975. V. 11, No. 3. P. 920–926.
6. *Baglin C. M.* // *Nucl. Data Sheets.* 2008. V. 109. P. 2257.
7. *Michel Th., Bergmann B., Durst J., Filipenko M., Gleixner Th., Zuber K.* // *Phys. Rev. C.* 2014. V. 89. P. 014609.
8. *Hindi M. M., Kozub R. L.* // *Phys. Rev. C.* 1992. V. 45. P. 1070.
9. *Firestone R. B.* Table of Isotopes. CD ROM Edition. Version 1.0. March 1996.
10. *Feldman G. J., Cousins R. D.* // *Phys. Rev. D.* 1998. V. 57, No. 7. P. 3873.