

КОМПЛЕКС ИРИС И СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ НУКЛИДОВ, УДАЛЕННЫХ ОТ ПОЛОСЫ БЕТА-СТАБИЛЬНОСТИ

Ю.Н.Новиков, В.Н.Пантелеев, В.И.Тихонов

Введение

В середине 60-х годов в различных лабораториях мира четко обозначился повышенный интерес к ядрам, удаленным от полосы бета-стабильности, которые, в силу их малых периодов полураспада и небольших сечений образования в реакциях, не могли быть исследованы существовавшими к тому времени экспериментальными методами. Экстраполяция значений масс нуклидов по известным полуэмпирическим формулам приводила к выводу, что число еще неизвестных в то время ядер превышает количество известных. Это позволяло надеяться на возможность значительного увеличения информации, которая помогла бы построить полную картину свойств ядер и послужить базой для качественно новых заключений о структуре ядра и ядерных сил. Наибольший интерес вызывал вопрос о возможности обнаружения протонной и двухпротонной радиоактивности, испускания запаздывающих протонов и нейтронов, запаздывающего деления и других экзотических видов распада, которые энергетически невозможны для нуклидов вблизи дорожки бета-стабильности.

Введение в строй установок ISOL (Isotope Separator On-Line) позволяло, с одной стороны, используя разделение по массам, избавляться от фона, обусловленного нуклидами соседних масс, а, с другой стороны, получать благодаря быстрдействию всей установки весьма короткоживущие ядра, с временем жизни в особо благоприятных случаях до нескольких миллисекунд, что в совокупности при непрерывном процессе получения ядер существенно увеличивало эффективность исследований.

Волна интереса к удаленным ядрам не обошла стороной и Россию. Благодаря инициативе и усилиям профессора Э.Е.Берловича в ПИЯФ была создана первая в стране современная система ISOL, которая долгое время была единственной. Российская ISOL-установка получила название ИРИС (Исследование Радиоактивных Изотопов на Синхроциклотроне) [1].

В декабре 1975 г. установка ИРИС была запущена в режиме "on-line", и были получены первые физические результаты [2]. В последующие несколько лет в работах на установке участвовала большая группа ученых ЛЯП ОИЯИ. В результате совместной работы был получен ряд важных результатов по измерению масс ядер и определению границы протонной устойчивости [3–7]. В дальнейшем благодаря развитию экспериментальной техники и созданию новых оригинальных мишенно-ионных устройств число доступных для измерения ядер существенно выросло [8]. Также значительно расширилась экспериментальная база для проведения физических исследований: создан лазерно-ядерный комплекс, разработан метод и создана установка для исследования бета-распада с помощью гамма-спектрометра полного поглощения [9–10], спроектирован и строится масс-спектрометр высокого разрешения для прямого прецизионного измерения масс ядер [11].

Лаборатория короткоживущих ядер, базируясь на комплексе ИРИС, успешно сотрудничает с физиками из зарубежных центров ISOLDE (CERN, Швейцария), GSI (Дармштадт, Германия), университетов Марбурга и Гиссена (Германия), циклотронной лаборатории

университета Ювяскюля (Финляндия), нейтронной лаборатории в Студсвике и некоторых других.

Экспериментальный комплекс ИРИС

Основу комплекса ИРИС составляет электромагнитный масс-сепаратор, работающий "on-line" с пучком протонов энергии 1 ГэВ синхроциклотрона ПИЯФ. Общий вид системы в момент ее создания (1975–1976 гг.) показан на рис.1. Комплекс ИРИС можно подразделить на следующие функциональные части: тракт пучка протонов, масс-сепаратор, мишенно-ионное устройство, подвижные коллекторы ионов, экспериментальные установки с детектирующими устройствами, автоматизированные средства накопления и обработки данных.

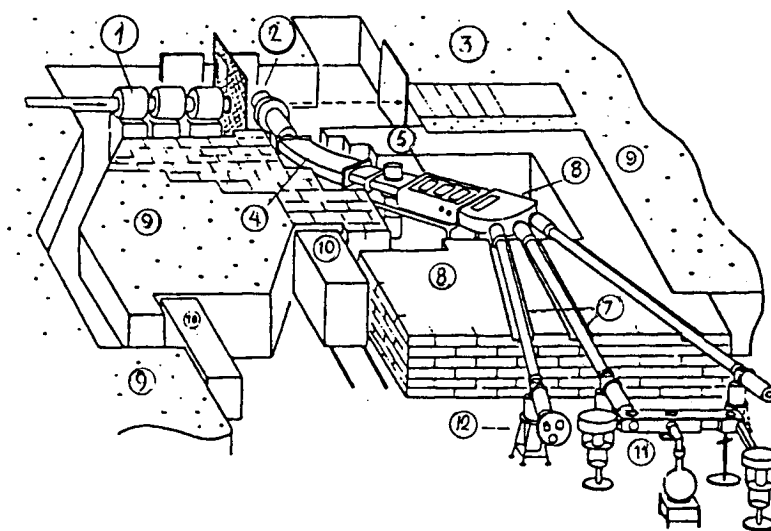


Рис 1. Общий вид установки ИРИС. 1 – трасса пучка протонов, 2 – мишень-ионизатор, 3 – блоки гашения протонного пучка, 4 – электромагнит, 5 – коллекторная камера, 6 – камера разводки ионных пучков, 7 – ионопроводы, 8 – защитная стена, 9 – бетонная стена, 10 – откатные двери, 11 – лентопротяжное устройство, 12 – вращающийся коллектор.

Тракт пучка протонов

Протонный вакуумный тракт включает 16 магнитных элементов для трассировки протонов из главного зала ускорителя до мишенного помещения корпуса ИРИС. Длина тракта около 60 м. Интенсивность протонного пучка на мишени составляет $(5 \cdot 10^{11} - 10^{12})$ 1/с, поперечное сечение пучка – около 1.5 см^2 . Фокусировка протонов на мишень производится с помощью системы пропорциональных камер, установленных вдоль тракта.

Масс-сепаратор

Секторный электромагнит с углом отклонения 55° и радиусом кривизны центральной траектории в магнитном поле $R = 1.5$ м обеспечивает дисперсию, равную 10 мм для массового числа $A = 150$. Энергия ионов 30 кэВ, поперечное сечение пучка ионов составляет примерно 1 мм^2 . В коллекторной камере масс-сепаратора установлены три электростатических дефлектора, отклоняющих ионные пучки на 30° , 45° и 70° , соответственно, в три ионных тракта, ведущих в экспериментальный зал ИРИС. Для управления и фокусировки выведенных пучков ионов используется система квадрупольных линз и электростатических конденсаторов, установленных вдоль каждого тракта. Пульт управления масс-сепаратора включает блок питания магнита, высоковольтный блок, контроль и управление вакуумной системой, контроль и управление нагреванием мишени и ионного источника, управление элементами проводки ионных пучков и измерительные устройства.

Мишенно-ионное устройство

Мишень и ионный источник являются сердцем всей установки и во многом определяют ее возможности, поэтому их разработке всегда уделялось особое внимание.

Мишень должна удовлетворять многим требованиям, главными из которых являются ее быстродействие, термостойкость, низкая упругость пара вещества мишени при высоких и очень высоких температурах, универсальность (то есть возможность получения широкого спектра ядер-продуктов) и, наконец, селективность, поскольку масс-сепаратор не дает возможности разделения изобар. Очевидно, что некоторые из этих требований взаимно исключают друг друга, в связи с чем разработка "хорошей" мишени является достаточно трудной задачей.

На комплексе ИРИС использовались следующие типы мишеней, дающие принципиальную возможность получать ядра большинства элементов периодической таблицы:

а) "Кипящая" мишень для получения изотопов благородных газов, работающая по принципу диффузионного насоса. Применялась в первых экспериментах на комплексе ИРИС для получения нейтронодефицитных изотопов ксенона [2].

б) Мишень из расплавленного лантана и его сплавов для получения изотопов ксенона и цезия.

в) Полый вольфрамовый или танталовый цилиндр длиной 50 мм, внутренним диаметром 3 – 5 мм, нагреваемый с помощью электронной бомбардировки до $2500 - 2800^\circ\text{C}$ и составляющий одно целое с ионным источником. Мишень разработана в ОИЯИ (г. Дубна) и использовалась в совместных с сотрудниками ЛЯП ОИЯИ экспериментах для получения изотопов редкоземельных элементов (РЗЭ) [3]. Основное преимущество такой мишени – ее быстродействие, недостатком же является относительно малая полезная масса (несколько г), что существенно снижает выход ядер-продуктов.

г) Мишень из металлических фольг тугоплавких металлов: W, Ta, Nb для получения нейтронодефицитных нуклидов РЗЭ Rb, Sr, Y и Br. Рулон фольги толщиной 20 – 30 мкм, весом до 120 – 150 г помещается в герметичный танталовый корпус, нагреваемый переменным током. Максимальная температура составляет 2200°C для Nb и $2600 - 2800^\circ\text{C}$ для Ta и W. Одна из модификаций такого типа мишеней выполнена в виде пучка лент, причем оба конца лент с помощью электронно-лучевой сварки приварены к торцам корпуса, так что электрический ток протекает и по этим лентам. Это позволило улучшить время выделения нуклидов до величины порядка 1 с. Большая масса мишени позволяет

эффективно использовать протонный пучок и получать интенсивные (до $10^7 - 10^8$ 1/с) потоки радиоактивных нуклидов практически всех РЗЭ [12].

д) Мишень на основе пиролизованных дифталоцианинов урана, тория и других элементов 3-ей и 4-ой групп периодической таблицы для получения как нейтронодефицитных, так и нейтроноизбыточных изотопов большой группы элементов [13]. Максимальная температура мишени -2400°C . Благодаря высокоразвитой поверхности получаемого в результате пиролиза дифталоцианинов углеподобного композита и исключительно высокой скорости диффузии в этом веществе атомов некоторых элементов была получена рекордная для массивных мишеней скорость выделения ядер (массивными принято считать мишени, используемые на глубоко проникающих пучках частиц). Мишень использовалась в Лаборатории нейтронной физики (Студвик, Швеция), а также в CERN'e (Швейцария). На рис.2 представлена кривая скорости выделения Rb из торий -содержащей мишени, полученная при испытаниях мишени на масс-сепараторе ISOLDE в CERN'e. Время полувыведения нуклидов Rb (время, за которое половина образующихся в мишени ядер достигает коллектора) составляет около 30 мс.

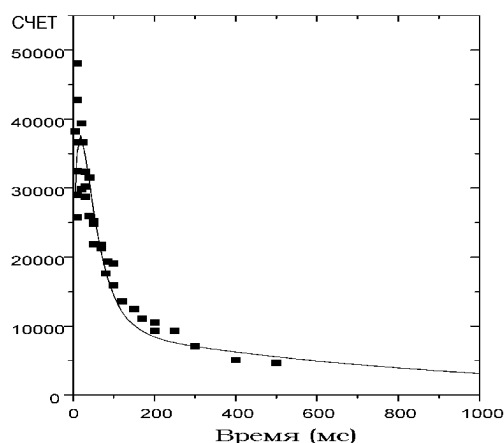


Рис 2. Временные характеристики мишенного вещества ThCx.

е) Мишень на основе расплава металлического золота для получения изотопов тугоплавких элементов в ряду Hf – Pt. Эта область ядер до сих пор является недоступной для ISOL-установок, работающих на массивных мишенях. Как показали стендовые испытания, при обработке поверхности предварительно облученного расплавленного золота небольшим количеством фторсодержащего газа, например, SF_6 , из него полностью выделяются в виде легко летучих фторидов изотопы всех элементов этого ряда [14]. Однако в "on-line" экспериментах мишень не применялась в связи с крайне низкой (менее 0.1%) эффективностью ионизации.

На масс-сепараторе ИРИС использовались три типа ионных источников:

а) Стандартный плазменный ионный источник применялся только в первых "on-line" экспериментах.

б) Наибольшее распространение получил ионный источник, использующий принцип ионизации атомов при вылете с раскаленной поверхности. Он может эффективно приме-

няться для элементов, потенциал ионизации которых не превышает 6.5 – 7.0 эВ, а для атомов щелочных металлов эффективность ионизации достигает 100%. На рис.3 приведена схема стандартного мишенно-ионного устройства с ионным источником поверхностной ионизации. Вариантом этого принципа ионизации было получение отрицательных ионов атомов галогенов.

в) Лазерный ионный источник, предложенный и впервые испытанный в ПИЯФ [15]. Этот тип ионизации атомов позволяет разделять изобары и, следовательно, в сочетании с разделением по массам позволяет получать исключительно чистые пучки ядер одного сорта.

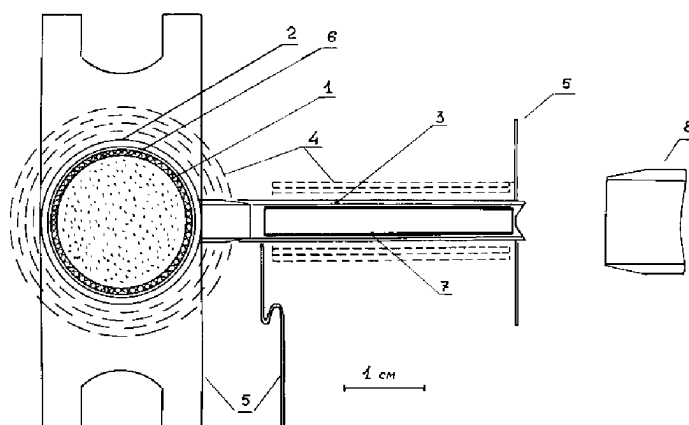


Рис 3. Схема узла "мишень – ионный источник". 1 – мишенное вещество, 2 – герметичный танталовый цилиндр, нагреваемый переменным током, 3 – вольфрамовый ионный источник, 4 – тепловые экраны, 5 – электроды для питания мишени и ионного источника, 6 – кольцо из танталовой фольги, 7 – полоска фольги из W-Re сплава для повышения эффективности ионизации, 8 – вытягивающий электрод (11 кВ).

Спектрометрическая система и средства автоматизации исследований

В парк спектрометрических приборов, используемых на установке ИРИС, входят различные по своим параметрам Si(Au)-детекторы для измерения альфа-излучения, Si(Li)-детекторы для регистрации конверсионных электронов, рентгеновского излучения, Ge(Li)-детекторы для изучения рентгеновского и гамма-излучений, Ge(НР)-детекторы из сверхчистого германия для регистрации сплошных бета-спектров, а также сцинтилляционный детектор из больших кристаллов NaI для измерения спектров полного поглощения гамма-лучей.

Средства автоматизации комплекса ИРИС учитывают потребность в большом числе буферов для накопления информации и накопления больших массивов данных. В экспериментах по изучению короткоживущих ядер требуется большое число циклов облучения (источников), т.е. большое число спектров, количество которых за один сеанс эксперимента может достигнуть нескольких тысяч. Сортировка этой информации с учетом изменившихся режимов и других условий эксперимента, а также частичная экспрессная обработка для контроля за ходом эксперимента производится во время эксперимента.

Спектроскопические эксперименты по изучению нуклидов, удаленных от полосы бета-стабильности

Идентификация новых нуклидов

Тщательное спектроскопическое исследование экзотических областей с использованием всего парка детекторов позволило идентифицировать новые нуклиды. Список открытых нуклидов с некоторыми данными о них приведен в таблице 1. Система критериев, по которым осуществлялась идентификация новых изотопов, сводится к следующему:

а) массовое число A надежно идентифицируется благодаря использованию масс-сепаратора;

б) характеристическое рентгеновское излучение, возникающее при электронном захвате или в результате конверсии электронов, свидетельствует о наличии изотопов искомого элемента (Z);

в) одновременная регистрация амплитудных спектров во времени для различных типов излучений (альфа, бета, гамма и X) позволяет сопоставить полученные значения периодов полураспада и дает дополнительную уверенность в правильности идентификации неизвестного изотопа и спектра его излучения;

г) кривая интенсивности дочернего излучения во времени, имеющая характерную форму "накопления – распада", свидетельствует о присутствии в спектре генетически связанного неизвестного материнского излучения и дает возможность определить период полураспада последнего.

Определение масс нуклидов измерением граничных энергий позитронных спектров

Неизвестная масса нуклида может быть определена по известной массе дочернего и разности масс материнского и дочернего нуклидов, в частности, путем измерения граничных энергий бета-спектра спектрометром высокого разрешения.

На установке ИРИС изучались позитронные излучатели - изотопы РЗЭ. В качестве детектора использовался сверхчистый германий Ge(НР) объемом 1.2 см^3 , обладающий большой эффективностью регистрации электронов (и очень малой эффективностью регистрации жестких гамма-линий) и имеющий высокое разрешение ($\sim 10 \text{ кэВ}$ при энергии электронов 2 МэВ).

Граничная энергия спектра определялась из графика Ферми-Кюри, полученного для сплошного позитронного спектра, исправленного аналитически на искажения. Для получения энергетической поправки к максимальной энергии, определяемой в результате обработки сплошного бета-спектра, были измерены в качестве калибровочных позитронные спектры нуклидов с хорошо известными разностями масс [3].

Большим преимуществом Ge(НР)-детектора является возможность его использования для анализа состава излучения измеряемого источника по одновременно регистрируемому гамма-излучению с энергией $< 1 \text{ МэВ}$ и электронам внутренней конверсии высокомультипольных (или E_0) переходов. Кроме того, благодаря малым размерам детектора он может использоваться в эксперименте в сочетании с другими детекторами, Ge(Li) и Si(Li), также дающими информацию о составе излучения и компонентах фона.

Нуклиды, впервые идентифицированные на установке ИРИС

Нуклид.	Период полурасп.,с	Метод идент.		Нуклид	Период полурасп.,с	Метод идент.
^{234}Ra	30(10)	β		^{159}Lu	12.3(10)	α, γ, X
^{233}Ra	30(5)	β		^{158}Lu	10(1)	α, γ, X
^{232}Fr	5(1)	β, γ, X		^{146}Dy	32(5)	γ, X
^{185}Tl	19.5(5)	α, β, X		^{145}Dy	18(3)	γ, X
^{183}Tl	9.7(6)	α, β, X		^{145}Tb	29.5(15)	γ, X
^{182}Tl	2.8(6)	α, β		^{136}Sm	42(4)	γ, X
^{181}Tl	3.4(6)	α, X		^{138m}Pm	10(2)	γ, X
^{163}Lu	246(12)	γ, X		^{131m}Pr	6.5(10)	γ, X
^{161}Lu	72(6)	γ, X				

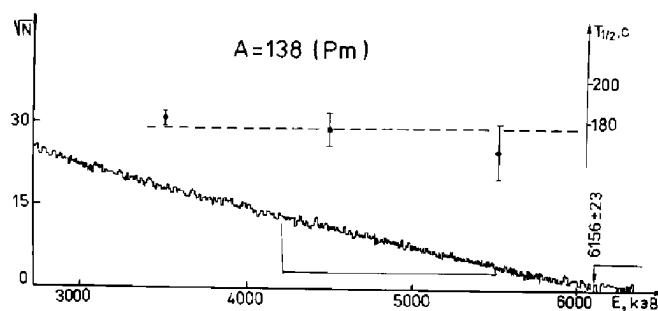


Рис 4. Позитронный спектр распада ^{138}Pm , набранный в одной из серий измерений. Вертикальными линиями очерчена область энергий, используемая для обработки спектра и получения граничной энергии. В верхней части рисунка приведены периоды полураспада для соответствующих участков бета-спектра.

Методика измерений и обработки позитронных спектров позволила впервые для широкой области масс с помощью детектора из сверхчистого германия с хорошей точностью (≤ 30 кэВ) измерить граничные энергии позитронных спектров. В [3] приводятся полные данные об измеренных граничных энергиях, а на рис.4 приведен в качестве примера один из измеренных позитронных спектров, ^{138}Pm .

Идентификация границы протонной устойчивости нуклидов

Определение масс нуклидов по измеренным граничным энергиям позитронных спектров позволило получить поверхность масс экстремально удаленных нуклидов. Проведенные

на комплексе ИРИС прецизионные измерения альфа-спектров в области РЗЭ [3,7] приведшие, в частности, к обнаружению новых альфа-излучателей (см. таблицу 1), позволили замкнуть длинные цепочки альфа-распадов и тем самым определить массу каждого нуклида в этой цепочке по известным значениям массы нуклидов, лежащих в основаниях цепочек.

Полученные значения масс позволили идентифицировать протоннеустойчивые ядра в соответствии с соотношением: $S_p = M(Z-1, N) + m_H - M(Z, N)$, где S_p означает энергию отрыва валентного протона, а M – соответствующие массы нуклидов. Ядра, в которых энергия оказалась отрицательной, показаны на рис.5 звездочкой.

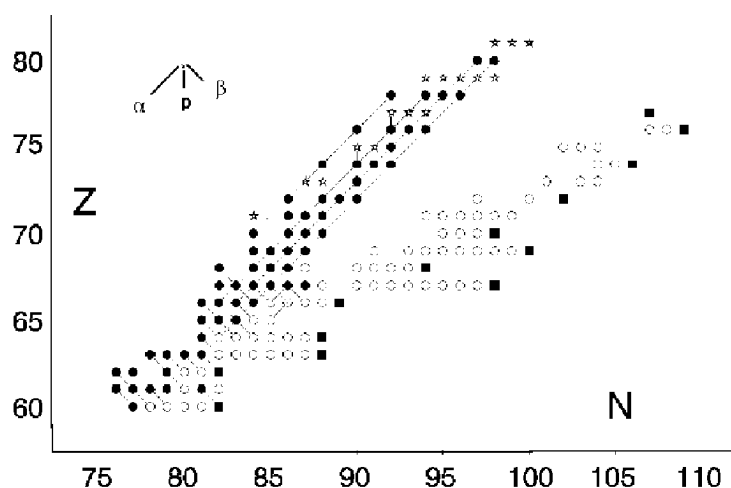


Рис.5. Фрагмент нуклидной карты с областью, где была определена массовая поверхность. Черные точки – нуклиды, масса которых определена на установке ИРИС; светлые точки – нуклиды с известными массами; квадраты – стабильные нуклиды; звездочками обозначены протоннеустойчивые ядра.

Таким образом, удалось впервые идентифицировать участок границы устойчивости нуклидов [7].

Поиск явления запаздывающего деления нейтроноизбыточных тяжелых ядер и космохронология

На наличие большого массива тяжелых ядер, в которых может наблюдаться новый вид распада – запаздывающее деление (деление после бета-распада) – было указано в [16]. С тех пор появилось большое количество теоретических работ, в которых оценивалась величина вероятности такого распада в различных нуклидах. В одной из последних работ [17] давались весьма оптимистические оценки в отношении положения границы области запаздывающего деления на нуклидной карте. Согласно этим оценкам, для ближайшего к области известных ядер нуклида ^{232}Fr величина парциальной вероятности на запаздывающее деление составляет 29%. С учетом этой величины, которая существенно изменяет баланс заселенности космохронометра ^{232}Th в бета-распадной стадии нуклеосинтеза в Природе, была произведена оценка возраста Вселенной. Она оказалась равной $T_U = 22_{-5}^{+2}$ Глет по оценкам Клапдора [17], что превышает прежнюю величину $T_U \leq 15$ Глет.

На установке ИРИС был осуществлен поиск запаздывающего деления ядра ^{232}Fr и соседних нуклидов [18]. Эта попытка и по сей день остается единственной. Поиск запаздывающего деления проводился параллельно идентификации ^{232}Fr , ^{233}Ra и ^{234}Ra , которые до наших измерений были неизвестны. Для регистрации осколков деления использовался поверхностно-барьерный Si(Au)-детектор. Область поиска запаздывающего деления указана на рис.6, а величины парциальных вероятностей $P(df)$ приведены в таблице 2.

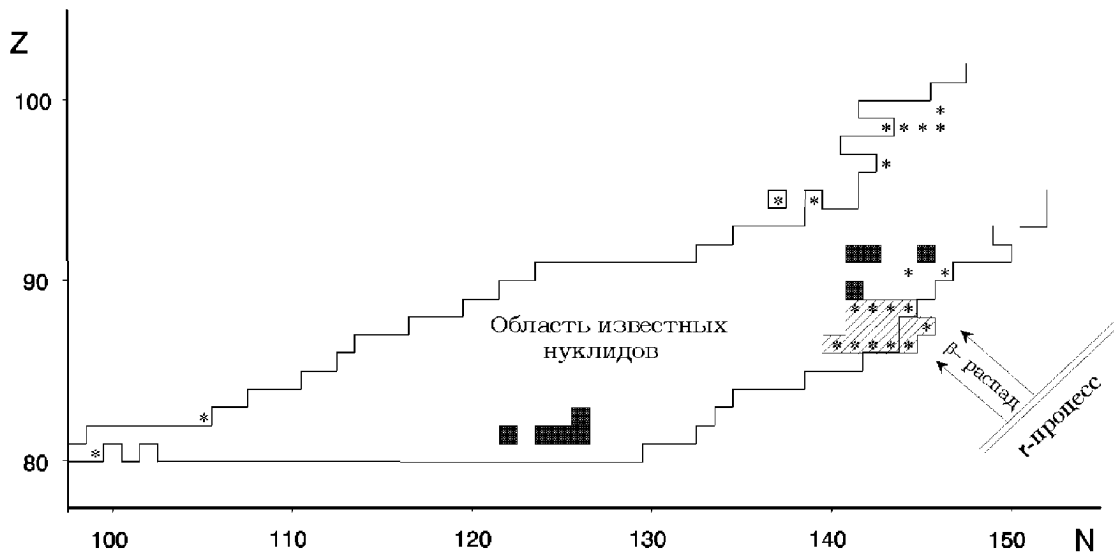


Рис.6. Фрагмент нуклидной карты. Звездочками отмечены ядра, для которых измерена вероятность запаздывающего деления; квадраты — стабильные и долгоживущие ядра, в том числе ядра-космохронометры. Заштрихована область поиска процессов запаздывающего деления на комплексе ИРИС.

Как видно из таблицы, ни в одном из перечисленных случаев осколки деления не наблюдались. Для нуклида ^{232}Fr величина предела вероятности деления, $\leq 2 \cdot 10^{-6}$, существенно отличается от теоретической оценки 0.29 [17] и свидетельствует о том, что запаздывающее деление ядра ^{232}Fr не препятствовало образованию космохронометра ^{232}Th при протекании r -процесса, и оценки возраста Вселенной, сделанные Клапдором, нуждаются в пересмотре.

Спектроскопические исследования, выполненные на установке ИРИС за 20-летний период, не ограничиваются перечисленными выше работами.

Осталась за пределами настоящего обзора работа, посвященная поведению парных энергий протонов и нейтронов, которые имеют явную тенденцию к одновременному увеличению по мере приближения к границе протонной устойчивости [7]. Этот результат привел к необходимости пересмотра классической формулы Бора-Моттельсона для парной энергии, т.е. введения поправок, учитывающих степень удаленности нуклида от полосы бета-стабильности (величину $(N-Z)/A$) [19].

Спектроскопическая информация о нейтроноизбыточных нуклидах из области, представляющей космохронологический интерес

Нуклид.	$T_{1/2}$, с	Q , МэВ	Излучение	Интенс., %	$P(df)$
^{226}Fr	48	3.7(1)	β, γ	-	-
^{228}Fr	39	4.2	γ 474	20	$<10^{-7}$
^{230}Fr	19	-	γ 129	100	$<10^{-6}$
^{232}Fr	5(1)	-	γ, β, X	100	$<10^{-6}$
^{232}Ac	35	3.4(1)	γ 665, X	15	$<10^{-6}$
^{233}Ra	30(5)	-	β	100	-
^{234}Ra	30(10)	-	β	100	-
^{234}Ac	44	4.6(15)	γ 688 + 693	100	$<10^{-4}$

Не освещенным остался цикл работ по изучению перенормировки в ядре константы аксиально-векторного слабого тока G_A . Экспериментальная информация об одиночных гамма-теллеровских бета-переходах в области "магического" ядра ^{146}Gd позволила, с одной стороны, получить экспериментальные значения приведенных вероятностей переходов, а с другой, пользуясь "магичностью" ядра ^{146}Gd , произвести адекватный расчет этих вероятностей. Из сравнения экспериментальных и теоретических величин произведена оценка эффективной константы G_A . Сопоставляя перенормированные величины G_A со значением эффективной константы $G_{\pi A}$ пион-ядерного взаимодействия, полученные из двух совершенно разных по своей природе процессов, можно утверждать, что в ядерном веществе выполняются требования гипотезы частично сохраняющегося аксиально-векторного тока (PCAC) [20].

Список литературы

- [1] *E.Ye.Berlovich, E.I.Ignatenko, Yu.N.Novikov.* // Proc. EMIS-8 Conf., Sweden, 1973. P.349.
- [2] *Э.Е.Берлович, Л.Х.Батист, Ю.С.Блинников, В.А.Бондаренко, В.В.Гаврилов, Ю.В.Елкин, К.А.Мезилев, Ю.Т.Миронов, Ф.В.Мороз, Ю.Н.Новиков, С.Ю.Орлов, В.Н.Пантелеев, А.Г.Поляков, С.Л.Смольский, В.К.Тарасов, В.И.Тихонов, Н.Д.ЩигOLEV.* // Изв. АН СССР, сер. физ., 1976. Т.40. С.2036.
- [3] *В.П.Афанасьев, Л.Х.Батист, Э.Е.Берлович, Ю.С.Блинников, В.А.Быстров, К.Я.Громов, Ю.В.Елкин, В.Г.Калинников, Т.Козловски, Я.Кормицки, К.А.Мезилев, Ф.В.Мороз, Ю.Н.Новиков, В.Н.Пантелеев, А.Г.Поляков, Э.Пураж, В.К.Тарасов, Н.Д.ЩигOLEV, М.Яницки, М.Яхим.* Препринт ЛИЯФ-532, Гатчина, 1979. 60с.
- [4] *G.D.Alkhazov, L.Kh.Batist, E.Ye.Berlovich, Yu.S.Blinnikov, Yu.V.Yelkin, K.A.Mezilev, Yu.N.Novikov, V.N.Panteleev, A.G.Polyakov, N.D.Schigolev, V.K.Tarasov, V.P.Afanasyev, K.Ya.Gromov, M.Jachim, M.Yanicki, V.G.Kalinnikov, J.Kormicki, A.Potempa, E.Rurarz and Yu.V.Yushkiievich.* // Z.Phys., 1979. V.A291. P.397.

- [5] *Г.Д.Алхазов, Н.Ганбаатор, К.Я.Громов, В.Г.Калинников, Я.Кормицки, К.А.Мезилев, Ю.Н.Новиков, Е.Сенявски, А.Потемпа, Ф.Таркани.* Препринт ЛИЯФ–716, Гатчина, 1981. 12с.
- [6] *Г.Д.Алхазов, Н.Ганбаатор, К.Я.Громов, В.Г.Калинников, К.А.Мезилев, Ю.Н.Новиков, А.М.Нурмухамедов, А.Потемпа, Ф.Таркани.* // Изв. АН СССР, сер. физ., 1984. Т.48. С.834.
- [7] *Ю.Н.Новиков.* Докторская диссертация. ЛИЯФ, 1988.
- [8] *Э.Е.Берлович, Ю.Н. Новиков.* ”Современные методы ядерной спектроскопии”, 1986. С.107.
- [9] *Г.Д.Алхазов, А.Е.Барзах, Э.Е.Берлович, В.П.Денисов, А.Г.Дерягин, В.С.Иванов, А.Н.Жерихин, О.Н.Компанец, В.С.Летохов, В.И.Мишин, В.Н.Федосеев.* // Письма в ЖЭТФ, 1983. Т.37. С.918.
- [10] *А.А.Быков, В.Д.Витман, Ф.В.Мороз, Ю.В.Наумов.* // Изв. АН СССР, сер. физ., 1980. Т.44. С.918.
- [11] *В.В.Лукашевич.* Препринт ЛИЯФ–989, Гатчина, 1984. 21с.
- [12] *А.А.Ахмонен, В.Н.Пантелеев, А.Г.Поляков.* Препринт ЛИЯФ–935, Гатчина, 1984. 47с.
- [13] *V.A.Bolshakov, A.G.Dernyatin, K.A.Mezilev, Yu.N.Novikov, A.G.Polyakov, A.V.Popov, Yu.Ya.Sergeev, V.I.Tikhonov.* // Nucl.Instr.Meth., 1992. V.B70. P.69.
- [14] *А.А.Александров, Ю.Я.Сергеев, В.И.Тихонов.* Авт. свидетельство 1147045, 1984.
- [15] *G.D.Alkhasov, E.Ye.Berlovich, V.N.Panteleev.* // Nucl.Instr.Meth., 1989. V.A180. P.141.
- [16] *Ю.Н.Новиков.* // Материалы XXVI зимней школы ЛИЯФ по физике ядра и элементарных частиц, Л., 1991. С.124.
- [17] *H.V.Klapdor.* // Fortsch.Phys., 1985. V.33. P.1.
- [18] *К.А.Мезилев, Ю.Н.Новиков, А.В.Попов, Ю.Я.Сергеев, В.И.Тихонов.* // Z.Phys., 1990. V.A337. P.109.
- [19] *P.Vogel, B.Jonson, P.G.Hansen.* // Phys.Lett., 1984. V.139B. P.227.
- [20] *В.И.Исаков, Ю.Н.Новиков.* // Материалы XX зимней школы ЛИЯФ по физике ядра и элементарных частиц, Л., 1985. С.83.