

ИССЛЕДОВАНИЕ СПИНОВ, ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ МОМЕНТОВ И ЗАРЯДОВЫХ РАДИУСОВ НЕСТАБИЛЬНЫХ ЯДЕР МЕТОДОМ ЛАЗЕРНОЙ АТОМНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Г.Д.Алхазов, А.Е.Барзах, В.П.Денисов, И.Я.Чубуков

Одной из важнейших задач теории ядра является адекватное описание основных состояний ядер. В этой связи экспериментальные данные об этих состояниях представляют большую ценность, особенно, когда они имеются для обширных областей на карте нуклидов, простирающихся далеко за пределы полосы стабильных ядер. Перед теорией стоит задача, во-первых, описать общую тенденцию поведения экспериментальных величин (при изменении числа протонов Z и числа нейтронов N) и, во-вторых, объяснить их неожиданные изменения вблизи некоторых особых точек на нуклидной карте. Исключительно важными являются данные для ядер вблизи границ нуклонной устойчивости, поскольку именно здесь возможны неожиданные эффекты, проливающие свет на общие закономерности.

В построении двумерной картины изменения свойств основных состояний ядер (в зависимости от N и Z) ведущая роль в настоящее время принадлежит лазерной атомной спектроскопии. С ее помощью можно определить для нестабильных ядер (с временем жизни вплоть до долей секунды) спины I , магнитные дипольные моменты μ , спектроскопические электрические квадрупольные моменты Q_s , а также изменения средних квадратов распределения заряда $\delta \langle r^2 \rangle_{AA'} = \langle r^2 \rangle_A - \langle r^2 \rangle_{A'}$ для изотопов с атомными номерами A и A' . Спины и электромагнитные моменты извлекаются из сверхтонкого расщепления оптических линий в атомах, а величины $\delta \langle r^2 \rangle_{AA'}$ — из изотопических сдвигов этих линий. За последние двадцать лет лазерная спектроскопия стала повсеместно применяться для ядерных исследований. При этом используются разнообразные методы: возбуждение флуоресценции в парах атомов и в коллимированных тепловых атомных пучках; оптическая накачка паров атомов поляризованным излучением и детектирование возникающей поляризации атомов по асимметрии β - распада; оптическая накачка в атомном пучке с последующим анализом методом Штерна-Герлаха; возбуждение флуоресценции в быстрых атомных пучках коллинеарным лазерным излучением и некоторые другие. Наиболее эффективным из перечисленных оказался метод коллинеарной спектроскопии, применяемый в ЦЕРНе на масс-сепараторной установке ISOLDE, работающий в режиме "в линию" с ускорителем протонов. Там были выполнены измерения для длинных изотопических цепочек многих элементов.

В ПИЯФ в середине семидесятых годов была сооружена масс-сепараторная установка ИРИС на базе ускорителя протонов с энергией 1 ГэВ. В 1979 году по инициативе Э.Е.Берловича начались работы по изготовлению высокочувствительного спектрометра для измерений сверхтонкого расщепления и изотопических сдвигов оптических переходов нестабильных нуклидов. В 1983 году были получены первые экспериментальные результаты — изотопические изменения зарядовых радиусов нейтронодефицитных ядер европия [1]. Создание спектрометра и последующие эксперименты с его помощью проводились совместно с Институтом спектроскопии РАН. В основу спектрометра был положен метод резонансной ступенчатой фотоионизации атомов, предложенный в том же институте

для целей детектирования одиночных атомов. Отметим, что в ПИЯФ впервые в мировой практике этот метод был применен для исследования нестабильных ядер. Фотоионизация происходит в процессе ступенчатого возбуждения атомов с уровня на уровень в автоионизационное состояние или непосредственно в непрерывный спектр синхронным импульсным излучением отдельных лазеров, настроенных в резонанс с переходами между этими уровнями. Измерение оптических спектров с применением резонансной фотоионизации осуществляется по первой ступени возбуждения. Частота излучения лазера, действующего на этой ступени, варьируется, тогда как частоты излучения других лазеров не меняются. Атомы ионизируются при совпадении частоты излучения первого лазера с частотой линий поглощения на первом переходе. Оптический спектр представляет собой зависимость числа фотоионов от сканируемой частоты. Схема спектрометра представлена на рис.1.

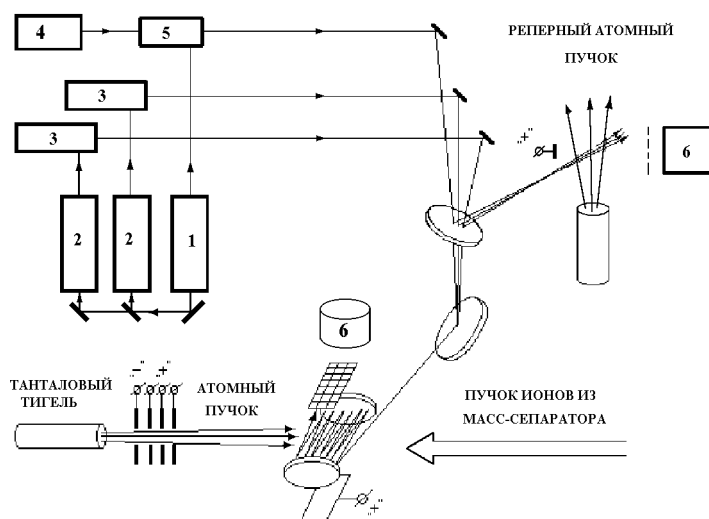


Рис.1. Схема спектрометрической установки. 1 – лазер на парах меди (генератор); 2 – лазеры на парах меди (усилители); 3 – лазеры на красителях; 4 – система: аргоновый непрерывный лазер и непрерывный лазер на красителе; 5 – импульсный усилитель на красителе; 6 – каналные электронные умножители.

Исследуемые изотопы образуются в облучаемой протонами мишени масс-сепаратора. После ионизации в ионном источнике радиоактивные изотопы разделяются по массам в масс-сепараторе. Ионы из масс-сепаратора направляются в горячий трубчатый тигель. Там они нейтрализуются. Обратно выходит коллимированный пучок тепловых атомов. Он пересекается многократно лазерным излучением. Фотоионы выталкиваются электрическим полем к детектору – вторичному электронному умножителю. Данный спектрометр предназначен для трехступенчатого возбуждения. Лазерное излучение – импульсное (длительность импульсов – 20 нс, частота следования – 10 кГц). Возбуждение первой ступени обеспечивает импульсный усилитель на красителе. Он усиливает непрерывное излучение перестраиваемого по частоте лазера на красителе *Spectra Physics* (mod 380), накачива-

емого аргоновым лазером *Spectra Physics* (mod 2020). Усилитель, в свою очередь, накачивается излучением одного из трех задействованных в установке лазеров на парах меди. Ширина спектра излучения усилителя 30 МГц. Излучение для второй и третьей ступени генерируется импульсными лазерами на красителях, накачиваемых лазерами на парах меди. Ширина спектра излучения лазеров на красителях такова (около 30 ГГц), что перекрывает изотопические сдвиги и сверхтонкое расщепление соответствующих переходов. Ширина оптических линий в измеряемых спектрах составляет 100 – 300 МГц и обусловлена остаточным доплеровским уширением в атомном пучке. Образец получаемых на спектрометре оптических спектров приведен на рис.2.

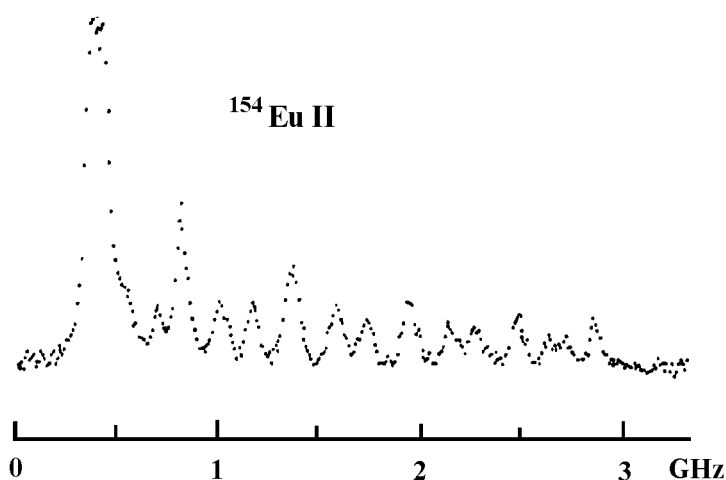


Рис.2. Экспериментальные спектры, получаемые за один цикл сканирования (около одной минуты).

Чувствительность установки такова, что удастся проводить измерения при столь малых потоках сепарированных изотопов, как 10^4 с^{-1} . Для сравнения, в коллинеарном методе требуемые минимальные потоки составляют 10^6 с^{-1} . Наряду с описанным методом на масс-сепараторе ИРИС реализован и другой – коллинеарная спектроскопия на ионах в метастабильных состояниях [2], обеспечивающая высокое разрешение (вплоть до естественной ширины линии). Она была предложена в Марбургском университете (ФРГ), совместно с сотрудниками которого и проводились работы в ПИЯФ. Высокое разрешение в коллинеарной спектроскопии есть результат уменьшения разброса продольных составляющих скоростей частиц (и тем самым доплеровского уширения линий поглощения) при электростатическом ускорении. Схема экспериментальной установки показана на рис.3.

По двум трактам масс-сепаратора пучки ионов реперного и исследуемого изотопа с энергией 30 кэВ направляются каждый в свою камеру взаимодействия с непрерывным лазерным излучением с шириной линии приблизительно 10 МГц. Настройка в резонанс с одним из переходов реперного изотопа осуществляется как изменением частоты излучения

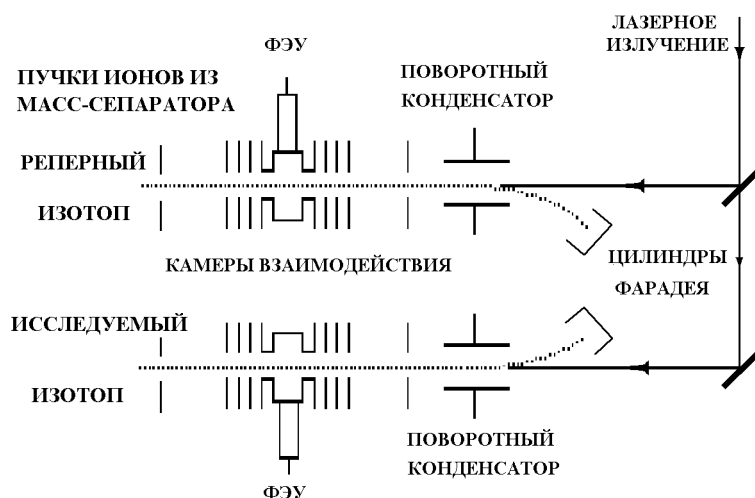


Рис.3. Схема экспериментальной установки для коллинеарной спектроскопии.

лазера, так и подбором величины ускоряющего или замедляющего ионы электрического потенциала на камере (за счет доплеровского смещения линий). Измерение оптического спектра исследуемого изотопа производится варьированием потенциала камеры взаимодействия в тракте данного изотопа. Разность напряжений между обеими камерами характеризует сдвиг частоты в измеряемом спектре относительно соответствующего резонанса у реперного изотопа. Возбуждение оптических переходов детектируется по флуоресцентному излучению. Использование метастабильных состояний диктуется тем, что возбуждение ионов из основных состояний требует излучения в ультрафиолетовом диапазоне, недостижимом для узкополосных перестраиваемых по частоте лазеров. Метастабильные состояния заселяются в высокотемпературном ионном источнике.

В ПИЯФ в качестве объектов лазерно – спектроскопических исследований были выбраны редкоземельные нуклиды. Эти ядра представляют большой интерес. Так, форма ядер меняется от сферической в окрестностях магического числа $N = 82$ до сильно деформированной как в "классической" области деформаций (при $N > 90$), так и в области нейтронодефицитных ядер ($N < 78$). Существенно сказывается на структуре ядер и близость их заряда к "магическому" числу $Z = 64$.

Коллинеарный метод был использован в ПИЯФ для прецизионных измерений стабильных изотопов Sm и Eu и некоторых долгоживущих изотопов тех же элементов, полученных на ускорителе и реакторе ПИЯФ, а также для радиоактивных ^{145}Pm и ^{147}Pm . Особый интерес представляет изомерное изменение зарядового радиуса для ^{152m}Eu , полученное этим методом. Метод резонансной ионизации был использован для исследования изотопов Yb, Tm, Ho, Tb, Gd, Eu, Sm и Nd. На рис.4 показано, для каких нуклидов редкоземельной области выполнены обсуждаемые лазерно-спектроскопические измерения в ПИЯФ. На рис.5 изображены определенные в ПИЯФ зависимости средних квадратов распределения

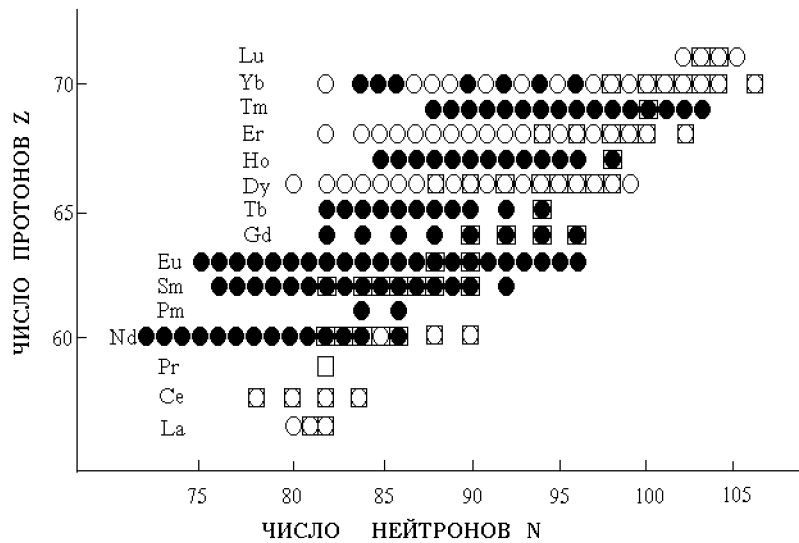


Рис.4. Фрагмент нуклидной карты. Темными значками отмечены нуклиды, для которых лазерно-спектроскопические измерения выполнены в ПИЯФ, а светлыми - в других лабораториях. Квадратами обозначены стабильные нуклиды.

заряда в ядрах $\langle r^2 \rangle$. Они получены из изотопических зависимостей $\delta \langle r^2 \rangle$ с учетом известных величин $\langle r^2 \rangle$ стабильных ядер.

Характер изотопических зависимостей $\langle r^2 \rangle$ обусловлен увеличением деформации ядер по мере удаления от $N = 82$, что подтверждается и измерениями квадрупольных моментов в тех же экспериментах. Более тщательное рассмотрение полученных зависимостей обнаруживает следующее.

Деформация нарастает по разному по обе стороны от $N = 82$. При $N > 82$ – скачкообразно при переходе к так называемой ”классической” области деформаций (при $N > 90$), причем скачок тем больше, чем ближе Z к 64 (к заполненной протонной подболочке). При $N < 82$ деформация меняется плавно. Считается, что на поведении деформации в обеих областях сказывается различный характер np -взаимодействия. Для ядер с $N > 82$ оно резко возрастает лишь при $N > 90$, когда начинает заполняться нейтронная подболочка $h_{9/2}$ – спин - орбитальный партнер протонной подболочки $h_{11/2}$, а при $N < 82$ достаточно сильное np -взаимодействие возникает сразу же при отходе от $N = 82$ ввиду образования дырочного состояния в нейтронной подболочке $h_{11/2}$, сильно взаимодействующего с $h_{11/2}$ – протонным состоянием.

В изотопических зависимостях зарядовых радиусов присутствует четно-нечетный эффект (радиусы нечетно-нейтронных изотопов меньше среднего значения радиусов соседних четно-нейтронных), причем этот эффект сильнее при $N < 82$, чем при $N > 82$. Четно-нечетные явления в зарядовых радиусах объясняют обычно эффектом блокировки, свя-

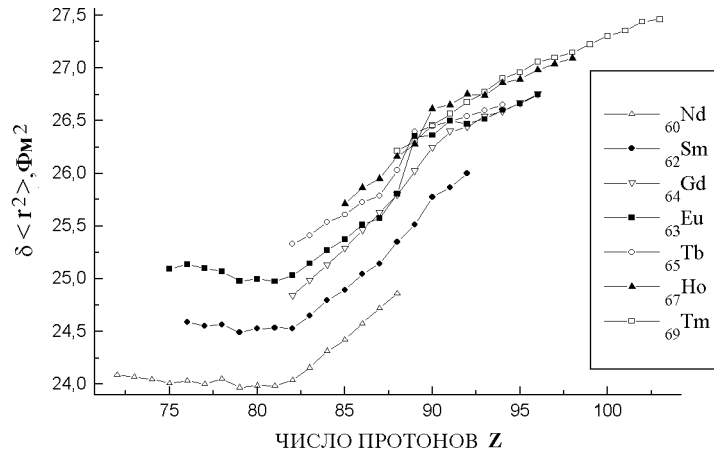


Рис.5. Средние квадраты зарядовых радиусов ядер $\delta \langle r^2 \rangle$.

занным с наличием нечетного нейтрона. Этот эффект приводит к подавлению нулевых колебаний у нечетно-нейтронных ядер. В районе ядра $^{154}\text{Eu}_{91}$ четно-нечетный эффект носит характер, противоположный обычному: зарядовый радиус этого ядра больше среднего значения зарядовых радиусов ядер соседних изотопов. Обратный четно-нечетный эффект связан, по-видимому, с наличием стабильной октупольной деформации в этой области ядер. Имеющийся в литературе анализ всей спектроскопической ядерной информации говорит в пользу такого заключения.

Основываясь на результатах измерений $\delta \langle r^2 \rangle$ для ядер, удаленных от полосы стабильности, и используя известные значения $\delta \langle r^2 \rangle$ для стабильных ядер, получили и проанализировали изотонические и изобарические зависимости зарядовых радиусов. В частности, в изотонической зависимости для ядер с $N = 82$ обращает на себя внимание отсутствие какой-либо нерегулярности в районе $Z = 64$ (замкнутой подоболочки) в противоположность тому, что имеет место в изотонической зависимости для $N = 66$, где наблюдался отчетливый излом при $Z = 50$. Отсутствие аналогичного излома при $Z = 64$ говорит о слабом проявлении магичности ядра $^{146}_{64}\text{Gd}$. Для этого магического ядра, параметры которого особенно важны с теоретической точки зрения, впервые дана величина среднеквадратичного зарядового радиуса (4,984(16) Фм).

Теоретический анализ экспериментальных данных (радиусов и электромагнитных моментов) проводился на основе капельной модели, макроскопически-микроскопического метода (с оболочечной поправкой Струтинского) и метода Хартри-Фока [3,4]. В качестве эффективных нуклон-нуклонных взаимодействий в рамках метода Хартри-Фока были использованы различные варианты сил Скирма. Оказалось, что общая тенденция поведения расчетных зависимостей $\delta \langle r^2 \rangle$ весьма чувствительна к типу эффективных взаимо-

действий, и сравнение с экспериментом позволило сделать выбор нуклон-нуклонных сил, наиболее адекватных с точки зрения описания зарядовых радиусов. На рис.6 и 7 видно, что, например, силы $S3$ хуже описывают экспериментальные данные, чем силы SkM' и силы G_σ .

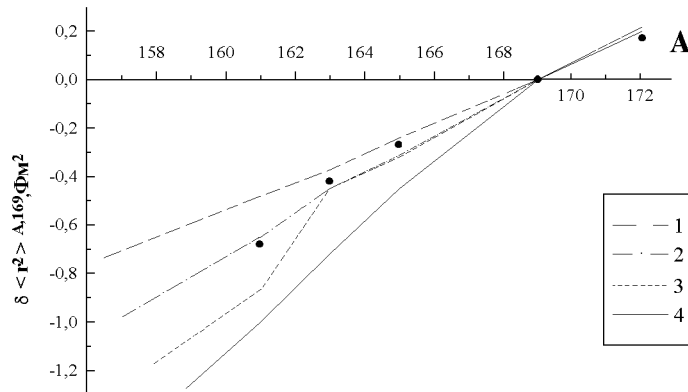


Рис.6. Изотопическая зависимость зарядовых радиусов ядер Tm. Точки-эксперимент. Расчет по Хартри-Фоку: 1-в предположении сферических ядер, 2-с силами SkM' , 3-с силами $S3$, 4-капельная модель.

В области сильнодеформированных ядер ($N > 94$) все известные варианты эффективных сил дают более быстрый рост зарядовых радиусов с увеличением числа нейтронов, чем наблюдается на эксперименте. Расхождение, по-видимому, связано с неверным описанием объемных изменений $\delta < r^2 >$ в этой области ядер, не связанных с деформацией ядра. Там, где предсказания модели Хартри-Фока и предсказания стандартной капельной модели для объемной части $\delta < r^2 >$ согласуются между собой (например, вблизи $N = 82$), наблюдается и согласие теории (Хартри-Фока) с экспериментом. Аналогичные закономерности наблюдаются и для ряда других самосогласованных подходов (квазичастичный лагранжев метод и др.). Особую значимость представляют изотопы у границы нуклонной устойчивости, как это подтверждает приведенное на рис.7 сравнение экспериментальных данных по $\delta < r^2 >$ с результатами расчетов по методу Хартри-Фока со спариванием в приближении БКШ. Когда в этом приближении используются только одночастичные состояния с отрицательной энергией, обнаруживается сильное расхождение между результатами теории и эксперимента для самых удаленных нейтронодефицитных изотопов, в особенности для ^{134}Nd , расположенного ближе всего к границе протонной устойчивости. Даже схематический учет непрерывного спектра [4] позволил радикально улучшить ситуацию.

Исследование ядер на границе нуклонной устойчивости тормозится сложностью проведения соответствующих экспериментов. Так, выходы изотопов из различных мишеней в реакциях с протонами падают примерно на пять порядков при отходе от полосы стабильности с уменьшением числа протонов на десять единиц. Чтобы проводить атомно-

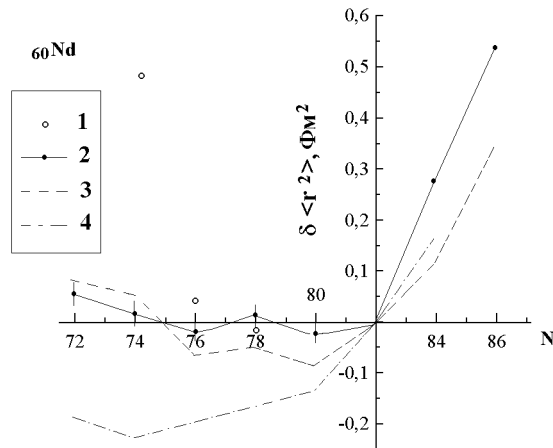


Рис.7. Изотопическая зависимость зарядовых радиусов ядер Nd . 2 – экспериментальные значения. Расчеты по Хартри-Фоку: 1-учет только связанных одночастичных состояний в процедуре БКШ (силы SkM'); 3 – учет непрерывного спектра в процедуре БКШ (силы SkM'); 4 – то же самое с силами $S3$.

спектроскопические исследования в этой области нуклидов, необходимо иметь чувствительность, обеспечивающую возможность измерений с количеством производимых атомов (с временами жизни до долей секунды) вплоть до нескольких штук в секунду. Оказалось, что в плане повышения чувствительности подобных спектроскопических измерений резонансная фотоионизация не исчерпала своих возможностей. Они раскрылись в методе фотоионизационной спектроскопии в лазерном ионном источнике [5], который был предложен авторами. Схема применения этого метода показана на рис.8 для случая измерения изотопических сдвигов и сверхтонкой структуры крайне удаленных нейтронодефицитных изотопов Yb , для которых проводилась трехступенчатая фотоионизация двумя лазерами (один из них одновременно возбуждал второй и третий переход) в лазерном ионном источнике. Последний представляет собой горячую трубку, соединенную с мишенью. Из нагретой мишени, облучаемой протонами, образовавшиеся в ней атомы – продукты ядерных реакций диффундируют внутрь указанной трубки. Вдоль ее оси пропускается лазерное излучение, которое многократно пересекается атомами при их хаотическом движении внутри трубки, в результате чего сильно возрастает вероятность фотоионизации (до 30 %).

Попаданию фотоионов на стенку с их последующей нейтрализацией препятствует электрический потенциальный барьер вблизи нее, возникающий от термоэмиссии электронов, которая сопутствует нагреву трубки. Разность потенциалов на ее концах, вызванная постоянным током накала, способствует продвижению ионов в сторону масс-сепараторной системы, настроенной на выделение ионов требуемой массы. Они регистрируются на выходе масс-сепаратора. Чтобы избавиться от фона поверхностной ионизации изобар, применяется селективная регистрация исследуемого изотопа по α -частицам характерных линий его распада с помощью кремниевого детектора и лентопротяжного устройства. В этом случае

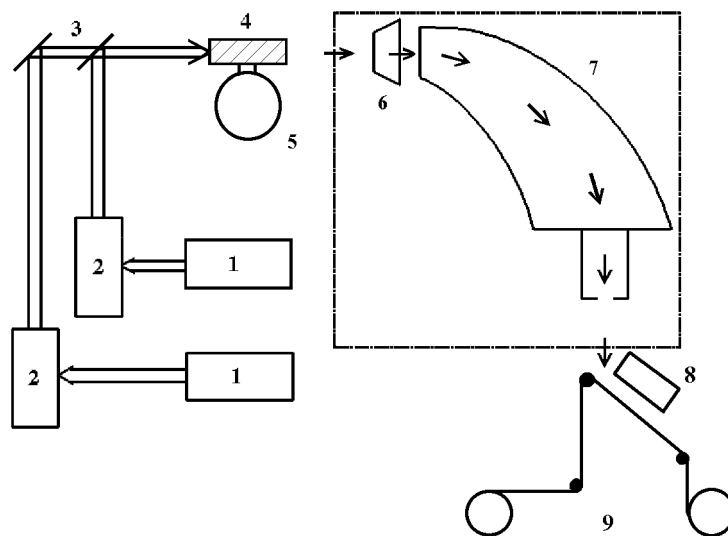


Рис.8. Схема спектроскопических измерений в лазерном ионном источнике масс-сепаратора для α -активных изотопов Yb . 1 – лазеры на парах меди; 2 – лазеры на красителях; 3 – разводящая оптика; 4 – лазерный ионный источник; 5 – мишень; 6 – вытягивающий электрод масс-сепаратора; 7 – магнит масс-сепаратора; 8 – детектор α -частиц; 9 – лентопротяжное устройство.

оптический спектр представляет собой зависимость числа зарегистрированных α -частиц данной энергии от частоты лазерного излучения на первой ступени возбуждения атомов. Чувствительность метода такова, что обеспечивает возможность проведения измерений при образовании в мишени 10 атомов требуемого изотопа в секунду. Таким способом (по α -частицам) были выполнены измерения для $^{154,155,156}Yb$, а для других (см рис.5) фотоионы регистрировались с помощью канального электронного умножителя. К сожалению, оптическое разрешение в этом методе – не лучше полного доплеровского уширения линий. Поэтому наиболее эффективно данный метод может применяться в случае далеко отстоящих друг от друга компонентов сверхтонкой структуры, например, для элементов в районе свинца и более тяжелых. Однако отмеченный недостаток можно устранить, если для получения высокого разрешения привлечь метод, применяемый в спектроскопии насыщения с возбуждением атомов прямым и отраженным излучением, что дает провалы для линий поглощения в наблюдаемом спектре. Ширина провалов должна равняться ширине контура лазерного излучения на первой ступени возбуждения (до 30 МГц). Комбинация спектроскопии насыщения и резонансной фотоионизации дает возможность проведения интересных нас измерений с высоким разрешением для изотопов, образуемых в мишенях в количестве $10^2 - 10^3$ в секунду. Одной из перспективных задач для таких измерений является определение ядерного зарядового радиуса экзотического ядра ^{11}Li .

Таким образом, за прошедшее время проведены лазерно-спектроскопические измерения для 108 нуклидов. Для них определены изотопические изменения зарядовых радиусов, спины и электромагнитные моменты. Выполнен анализ экспериментальных результатов на базе современных теоретических подходов. Постоянно развивалась и совершенствовалась экспериментальная техника. Предложены дальнейшие пути увеличения разрешения спектральных линий и чувствительности измерений. Намечены новые объекты исследований.

Список литературы

- [1] *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. 231.
- [2] *H. Wagner, K. Dorschel, W. Heddrich, H. Huhnemann, E.W. Peau, G.D. Alkhazov, E.Ye. Berlovich, A.G. Polyakov* // Nucl. Instr. and Meth., 1987. V. B26. P.431.
- [3] *G.D. Alkhazov, A.E. Barzakh, I.Ya. Chubukov, V.P. Denisov, V.S. Ivanov, V.N. Panteleev, N.B. Buyanov, V.N. Fedoseyev, V.S. Letokhov, V.I.Mishin, S.K. Sekatskiy* // Nucl. Phys., 1988. V. A477. P.37.
- [4] *V.S.Letokhov, V.I.Mishin, S.K. Sekatsky, G.D. Alkhazov, A.E. Barzakh, V.P. Denisov, V.E. Starodubsky* // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys., 1992. V.18. P.1177.
- [5] *G.D. Alkhazov, A.E. Barzakh, V.P. Denisov, K.A. Mezilev, Yu.N. Novikov, V.N. Panteleev, A.V. Popov, E.P. Sudentas, V.S. Letokhov, V.I. Mishin, V.N. Fedoseyev, S.V. Andreev, D.S. Vedeneyev, A.D. Zyuzikov* // Nucl. Instr. and Meth., 1992. V. B69. P.517.