

7-18

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

6-88-236

УДК 539.143.5

ЧАН КОНГ ТАМ

**ИЗМЕРЕНИЕ РАЗНОСТЕЙ
СРЕДНЕКВАДРАТИЧНЫХ ЗАРЯДОВЫХ
РАДИУСОВ ЯДЕР Zr, Ce, Nd, Sm, Gd И Am
МЕТОДОМ ЛАЗЕРНО-РЕЗОНАНСНОЙ
ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ**

**Специальность: 01.04.16 – физика атомного ядра
и элементарных частиц**

**Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук**

Дубна 1988

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций Объединенного института ядерных исследований, Дубна

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук
старший научный сотрудник

ГАНГРСКИЙ Ю.П.

Официальные оппоненты:
доктор физико-математических наук
профессор

КАЛИНИКОВ В.Г.

Кандидат физико-математических наук
ведущий научный сотрудник

ДОНЦОВ Ю.П.

Ведущее предприятие -
Физический факультет МГУ, Москва

Защита диссертации состоится " " 1988 года
в " час на заседании Специализированного совета Д.047.01.05 при
Лаборатории нейтронной физики и Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ
(г. Дубна Московской области).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.
Автореферат разослан " " 1988 года.

Ученый секретарь Специализированного совета

ТАРАН Ю.В.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность проблемы

Изотопический сдвиг (ИС) оптических атомных уровней при увеличении (или уменьшении) в ядрах числа нейтронов, может служить важным источником сведений об относительных изменениях зарядовых радиусов атомных ядер при переходе от одного изотопа к другому. Эти изменения могут быть связаны с деформацией ядра, его поверхностным слоем и различными одночастичными эффектами. В то же время изучение сверхтонкой структуры (СТС) в атомных спектрах позволяет определить значения ядерных моментов (спин, магнитный и электрический квадрупольный моменты). Полученные данные часто являются хорошим дополнением и подтверждением параметров ядерной структуры, измеренных другими методами. До конца шестидесятих годов измерения ИС и СТС проводились, главным образом, методом оптической эмиссионной спектроскопии высокой разрешающей силы с применением интерференционной техники. С середины семидесятих годов появление нового поколения перестраиваемых лазеров, в частности, перестраиваемых лазеров на красителях с высокой мощностью и монохроматичностью стимулировало много интересных, оригинальных и эффективных исследований в атомной спектроскопии. Во многих случаях применение таких лазеров позволяет решить проблемы, которые не удалось решить классическим оптическим методом, радикально упростить или существенно улучшить существующие методы исследования стабильных и радиоактивных нуклидов. Современная лазерно-оптическая спектроскопия дает следующие возможности для ядерной физики: определение моментов и формы ядер с высокой точностью с помощью измерений СТС и ИС соответственно в атомных спектрах; наблюдение исключительно малого количества нуклидов, вплоть до единичного атома или иона; исследование длинных короткоживущих изотопических цепочек ядер в основном и изомерном состояниях не только в режиме "ОФФ-ЛАЙН", но и в режиме "ОН-ЛАЙН". Благодаря этому, современным методам лазерно-оптической спектроскопии удалось решить ряд важных вопросов ядерной физики: исследование характера изменения деформации ядра на границах "классических" областей деформации; поиск и исследование новых областей деформации, расположенных вдали от полосы стабильности; соотношение и роль статической и динамической деформации в ядрах; исследование оболочечного эффекта в поведении среднеквадратичного зарядового радиуса (СКЗР) ядер; исследование эффекта четно-нечетного различия в зарядовых радиусах ядер с четным и нечетным числом нейтронов; изучение изменения толщины поверхностного слоя ядер.

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Основная цель работы

1. Разработка и создание экспериментальной установки для исследования ИС и СТС в атомных спектрах стабильных и радиоактивных нуклидов широкого круга элементов методом лазерно-резонансной флуоресценции на атомных пучках.

2. Проведение прецизионных измерений ИС и СТС ряда редкоземельных элементов с массовым числом $A=136+160$, а также Zr с числом нейтронов, близким к $N=50$, с целью получения информации об особенностях ядерной структуры в указанных областях ядер.

Научная новизна

1. Создана установка для исследования ИС и СТС в атомных спектрах стабильных и радиоактивных нуклидов, получаемых с помощью лазерного испарения в количестве вплоть до долей нанограмма широкого круга элементов, включая тугоплавкие и их соединения методом лазерно-резонансной флуоресценции.

2. С использованием новых оптических переходов проведены прецизионные измерения ИС и СТС для изотопов Ce, Nd, Gd и Zr методом лазерно-резонансной флуоресценции.

3. На основании большого экспериментального материала показано влияние на изменение зарядовых радиусов ядер, кроме известных эффектов, таких, как изменение объема и квадрупольной деформации, еще и деформации более высоких порядков и толщины поверхностного слоя.

Практическая ценность работы

Созданная экспериментальная установка может быть использована для элементного анализа микроколичеств широкого круга элементов, в частности, для достаточно экспрессного анализа изотопного состава элементов в тугоплавких образцах и соединениях.

Результаты исследования и идентификации новых оптических переходов в исследованных элементах могут быть использованы для исследований в области оптической атомной спектроскопии.

На защиту выносятся следующие положения и результаты

1. Разработке и создание экспериментальной установки для исследования ИС и СТС в атомных спектрах стабильных и радиоактивных нуклидов, получаемых в количестве долей нанограмма для широкого круга элементов, включая тугоплавкие, методом лазерно-резонансной флуоресценции на поперечном атомном пучке с порогом чувствительности около одного атома в объеме взаимодействия (или потока $\sim 10^8$ ат/с из тигля) и спектральным разрешением 15 МГц.

2. Применение метода лазерного испарения для получения атомного пучка тугоплавких элементов и химических соединений для исследований оптических ИС и СТС в атомных спектрах методом лазерно-резонансной флуоресценции.

3. Прецизионные измерения ИС и СТС изотопов Ce, Nd, Sm и Gd в области массовых чисел $A=136+160$.

4. Прецизионные измерения ИС и СТС изотопов Zr в области $A=90+96$ на атомном пучке, полученном методом лазерного испарения металлического образца и образца окислов.

5. Проведение корректной процедуры обработки измеренных значений ИС изотопов Zr, Ce, Nd, Sm и Gd, которая позволила определить значения разностной СКЗР ядер этих элементов в указанных областях массовых чисел с хорошей точностью.

6. Проведение детального исследования зависимости разностей зарядовых радиусов Ce, Nd, Sm, Gd и Zr от числа нейтронов в ядре в области $N=78+96$ и $N=50+56$, которое привело к обнаружению взаимокомпенсирующего влияния объемного и оболочечного эффектов в изменении зарядовых радиусов ядер Ce при $N < 82$;

- нетривиальной зависимости разностей зарядовых радиусов ядер Zr, Nd, Sm и Gd от числа нейтронов в ядре в области $N=50+56$ и $N=82+96$, которую нельзя объяснить только изменением объема и квадрупольной деформации ядра;

- эффекта четно-нечетного различия зарядовых радиусов ядер изотопов Nd, Sm и Gd с четным и нечетным числом нейтронов.

7. Анализ, сделанный на основании большого экспериментального материала и позволяющий установить влияние на величину зарядового радиуса таких характеристик ядра, как его октапольная деформация, толщина поверхностного слоя и квантовые числа нечетного нуклона.

Апробация работы

Материалы, вошедшие в диссертацию, докладывались на 35-м Совещании по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра (Ленинград, 1985 г.), на Международной школе-семинаре по физике тяжелых ионов (Дубна, 1986 г.), на 37-м Совещании по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра (Юмэла, 1987 г.), на 3-й Конференции по оптике и лазерной технике (Варна, 1987 г.), на 8-й Международной летней школе по ядерной физике (Варна, 1987 г.).

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения, приложения и списка литературы. Диссертация содержит 144 страницы машино-

писного текста (включая рисунки), 30 рисунков, 12 таблиц и список литературы из 120 наименований.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обоснованы актуальность и важность исследуемых в диссертации проблем. Кратко изложено основное содержание отдельных глав и приведены основные результаты, полученные автором в данной работе.

Первая глава содержит основные сведения о теории оптического ИС: нормального массового, специфического массового и полевого сдвигов. Рассмотрена связь полевого сдвига с особенностями структуры атомных спектров исследуемого элемента, выраженная через электронный фактор E_1 и ядерный фактор $f(z)$. Рассмотрена также связь полевого сдвига с изменением СКЗР ядер. Обсуждается вопрос о связи изменения СКЗР ядер с изменением их объема в рамках капельной модели (КМ) Майерса и Святецкого^{/1/}. Обсуждается также вопрос о влиянии изменения формы и толщины поверхностного слоя ядер на их зарядовый радиус, описанный единым образом в последней версии этой модели^{/2/}.

В первой главе описываются основные положения процедуры извлечения значения разностей СКЗР ядер из экспериментально измеренных ИС. Рассматривается процедура экспериментального определения специфического массового сдвига (СкС) с помощью графика Кинга, построенного из значений ИС исследуемого и известного реперного оптического перехода согласно^{/3/}. Обсуждается также возможность использования в качестве значения ИС реперного перехода данных по ИС КХ-лучей и спектров μ -атомов. Рассматриваются различные способы определения электронного фактора E_1 из оптических данных, в частности, с помощью полуэмпирического приближения Гудсмита-Ферми-Сегре^{/4/}. Приводится краткое сравнение различных теоретических и экспериментальных методов определения электронного фактора, использующих оптические данные и данные по упругому рассеянию электронов, КХ-лучей и спектрам μ -атомов. Обсуждается также вопрос о степени точности значений электронного фактора, следовательно, и значений разностей СКЗР ядер, определенных с помощью этих методов.

На основании анализа литературных данных можно сделать несколько замечаний относительно информации о ядерной структуре, полученной из экспериментально измеренных оптических ИС. Во-первых, теоретические расчеты значения электронного фактора и значения полевого сдвига могут отличаться от этих величин, определенных с помощью различных и полуэмпирических процедур на 10-30% в зависимости от степени сложности оптического спектра исследуемого элемента. Во-вторых, такая точ-

ность достигается и с помощью различных методов экспериментальной калибровки электронного фактора, включая методы, использующие данные по ИС КХ-лучей и спектров μ -атомов. В-третьих, систематические ошибки в определении электронного фактора, включая аппаратные и возникающие при обработке экспериментальных значений ИС являются чистыми ошибками шкалы, проявляющимися, например, в общем сдвиге кривой зависимости разностей СКЗР ядер $\Delta \langle r^2 \rangle_{\text{нн}}$ от массового числа A , числа нейтронов n как целого, т.е. эти ошибки мало влияют на возможность получения информации о характере изменения деформации, толщины поверхностного слоя ядер и о различных оболочечных эффектах из этой зависимости^{/5/}. В-четвертых, точность полуэмпирических методов, применяемых для извлечения $\Delta \langle r^2 \rangle$ из экспериментальных значений ИС зависит от объема всей совокупности экспериментальных данных об изотопах исследуемого элемента и от степени изученности его атомного спектра. Поэтому, чтобы получить правильную информацию о структуре ядра из оптических ИС, измеренных методом лазерно-резонансной флуоресценции, для каждого элемента требуется индивидуальный метод обработки экспериментальных значений ИС с привлечением всех известных данных по ИС, деформации и зарядовому радиусу ядер и т.д., касающихся данного элемента, но полученных другими методами.

Вторая глава посвящена проблеме выбора экспериментального метода исследования ИС и СТС, обзору научных и технических вопросов, связанных с разработкой и определением основных параметров созданной экспериментальной установки по выбранному методу, а также вопросу количественной оценки этих параметров.

Главные требования к экспериментальной установке заключаются в следующем:

1. Высокая чувствительность, позволяющая работать не только со стабильными изотопами, но и с микроколичествами нестабильных радиоизотопов широкого круга элементов.
2. Высокая селективность по Z, A и высокое разрешение, позволяющие не только идентифицировать атомы стабильных и радиоактивных нуклидов, но и исследовать их ИС и СТС для изучения тонких особенностей их ядерной структуры.

В настоящее время для решения поставленной задачи широко применяются два метода лазерной резонансной спектроскопии:

1. Метод коллинеарной лазерно-резонансной флуоресценции на быстрых ионных пучках, выходящих из масс-сепаратора, работающего в режиме "ОН-ЛАЙН"^{/5/}.
2. Метод многоступенчатой резонансной фотоионизации атомов^{/6/}.

При исследовании радиоактивных ядер эти методы обычно применяются в сочетании с масс-сепаратором. Это особенно необходимо при работе на ускорителях высокой энергии (например, на синхротронных в ЦЕРНе или в ЛИНЕ), где в реакциях с протонами получаются десятки изотопов со сравнимым выходом, их использование без разделения на масс-сепараторе практически невозможно. При работе на ускорителях тяжелых ионов (таких, как в ЛЯР ОИЯИ) использование масс-сепаратора не является обязательным: подбирая мишень, тяжелый ион с нужной энергией, можно с достаточно большим выходом получать практически любые изотопы с минимальными примесями других нуклидов. В этом случае отпадают некоторые ограничения, связанные с работой масс-сепаратора: малая эффективность для тугоплавких элементов, недостаточное быстродействие. Поэтому для изучения СКЭР ядер, полученных на ускорителях тяжелых ионов, работа в режиме "ОН-ЛАЙН" без масс-сепаратора имеет определенное преимущество. В таком случае представляется целесообразным выбрать метод лазерно-резонансной флуоресценции на поперечном атомном пучке в качестве экспериментального метода. Этот метод обладает неплохой чувствительностью, позволяющей работать с потоком 2×10^8 ат/с и исключительно высоким спектральным разрешением 3 МГц. Кроме того, метод лазерно-резонансной флуоресценции является наиболее простым в плане решения технических задач, связанных с созданием экспериментальной установки.

Блок-схема созданной экспериментальной установки для измерения ИС и СТС, основанной на методе лазерно-резонансной флуоресценции на поперечном атомном пучке, представлена на рис. 1. Лазерный луч с высокостабилизированной и перестраиваемой частотой пересекает под прямым углом коллимированный атомный пучок исследуемого элемента, возникающая при этом резонансная флуоресценция регистрируется ФЭУ-79, работающим в режиме счета одиночных фотонов. Лазерный луч, атомный пучок и направление сбора резонансной флуоресценции взаимно ортогональны. Оптический спектр получается в виде зависимости числа резонансных флуоресцентных фотонов от частоты излучения перестраиваемого лазера на красителях. Установка включает в себя следующие узлы: 1) систему лазеров; 2) камеру взаимодействия; 3) источник атомного пучка; 4) систему регистрации резонансной флуоресценции и управления экспериментом.

Система лазеров состоит из аргонового лазера накачки SP171-18 и перестраиваемого лазера на красителях SP380D, имеющего следующие параметры: спектральная область 560 ± 620 нм (для родамина 6Ж); мощность 800 мВт; диапазон сканирования частоты лазера до 30 ГГц; ширина лазерной линии 20 МГц (без стабилизатора частоты) и 3 МГц (со стабилизатором частоты).

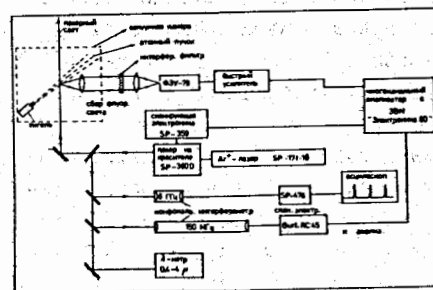


Рис. 1
Блок-схема установки для измерения ИС и СТС, основанной на методе лазерно-резонансной флуоресценции на поперечном атомном пучке

Настройка лазера на необходимую длину волны проводится с точностью около 1,5 ГГц с помощью λ -метра. Для наблюдения за стабильностью и линейностью сканирования частоты лазера на красителях в установку включены два конфокальных интерферометра фабри-Перо с областью свободной дисперсии 8 ГГц и 150 МГц. Метки от 150 МГц — интерферометра записываются синхронно с записью спектров ИС и СТС исследуемых элементов и используются для калибровки шкалы частот в этих спектрах.

Камера взаимодействия сконструирована и изготовлена согласно требованию обеспечения надежной защиты ФЭУ от различных источников фона и оперативности работы установки. Основными источниками дополнительного фона ФЭУ являются засветка от рассеяния лазерного излучения и засветка от нагревателя и тигля. Для уменьшения засветки от лазерного излучения все внутренние поверхности камеры тщательно зачернены, входное и выходное окна Брюстера камеры удалены на большое расстояние (1,8 м), в проводной части лазерного луча используется ряд зачерненных диафрагм с острыми кромками и подходящей конфигурацией. В результате этого уровень фона ФЭУ от лазерного излучения удается снизить до 25 сч/с на один мВт мощности лазера. Для уменьшения засветки от нагревателя и тигля пространство нагревателя и тигля отделено от области взаимодействия системой охлаждаемых и неохлаждаемых экранов, диафрагм и ловушек для света. Кроме этого, для дополнительного уменьшения засветки от нагревателя и тигля перед ФЭУ ставится интерференционный фильтр с полосой пропускания на полувысоте $\Delta\lambda = 70 \pm 100$ А. Экспериментально определено, что такой фильтр уменьшает засветку от нагревателя и тигля на ФЭУ-79 около 10^2 раз. В результате принятия всех перечисленных мер фон ФЭУ от нагревателя и тигля удалось снизить до уровня 400 сч/с при температуре тигля $T_{\text{тиг}} = 1700^\circ\text{C}$.

Для уменьшения засветок от всех источников на остаточном газе и для эффективного формирования атомного пучка камера взаимодействия откачивается до вакуума 5×10^{-6} тор. Такой вакуум получается через 40 мин после смены образца, это накладывает ограничение на нижний предел периода полураспада изучаемых ядер.

Источник атомного пучка разработан и выполнен в нескольких вариантах. Один из вариантов представляет собой танталовую трубочку диаметром 3 мм, длиной 60 мм, сделанную из танталовой фольги толщиной 80 мкм. Тигель находится внутри цилиндрического нагревателя из танталовой фольги толщиной 50 мкм. Температура дна тигля измеряется калиброванным оптическим пирометром. Эффективность коллимации атомного пучка в созданной конструкции составляет 2×10^{-3} . Другим вариантом источника атомного пучка является лазерное испарение образца, выполняемое с помощью импульсного ИАГ-лазера ЛТИПЧ-7, имеющего следующие параметры: длина волны $\lambda = 1,06$ мкм; длительность импульса $\tau_{\text{имп}} = 10$ нс; мощность в импульсе 5 МВт; диапазон частоты повторения 10–100 Гц. Такой источник атомного пучка применяется для работы с тугоплавкими элементами и соединениями. В зависимости от конкретного образца для получения максимального выхода свободных атомов необходимо выбрать подходящую плотность мощности светового излучения импульсного лазера.

Система регистрации резонансной флуоресценции: для сбора резонансных фотонов сконструирована оптическая система из двух короткофокусных линз с одинаковым фокусным расстоянием 35 мм. Эта система дает изображение области взаимодействия на фотокатод ФЭУ в отношении 1:1. Расстояние между областью взаимодействия и ФЭУ достаточно велико (~ 40 см) для уменьшения фона от δ -излучения при работе с радионуклидами. Для подготовки ФЭУ-79 к работе в режиме счета одиночных фотонов приняты специальные меры согласно [7]: выбор подходящего экземпляра ФЭУ-79 с хорошо вырезанными одно-, двух-... фотоэлектронными пиками из большой партии; подбор быстрого усилителя и дискриминатора для обеспечения минимальной потери количества счета фотоэлектронных импульсов из-за наложений; подбор оптимального порога дискриминации фотоэлектронных импульсов по отношению эффекта к фону; тренировка ФЭУ. Такие меры позволяют ФЭУ-79 работать в режиме счета одиночных фотонов с максимальной и стабильной чувствительностью и максимально возможным широким динамическим диапазоном линейного счета. После принятия всех вышеперечисленных мер собственный темновой шум ФЭУ-79 составляет 20–40 сч/с в зависимости от конкретного экземпляра. В созданной системе регистрации резонансной флуоресценции эффективность регистрации флуоресцентных фотонов составляет 5×10^{-3} .

Фотоэлектронные импульсы с ФЭУ-79 поступают на быстрый усилитель-дискриминатор и через них на многоканальный анализатор, построенный на базе ЭВМ "Электроника-60" и работающий во временном режиме синхронно со сканированием частоты лазера на красителях. В случае работы с атомным пучком, полученным с помощью лазерного испарения образца, регистрация фотоэлектронных импульсов ФЭУ проводится с помощью задержки временной задержки и окна в работе многоканального анализатора относительно окончания импульса испаряющего лазера. Такой режим работы анализатора обусловлен необходимостью исключения импульсов от сильной засветки из плазмы, возникающей на поверхности образца при воздействии на него светового импульса испаряющего лазера.

Для определения основных параметров созданной установки (а) спектрального разрешения; б) эффективности; в) чувствительности) проведены многочисленные эксперименты с образцами, содержащими естественную

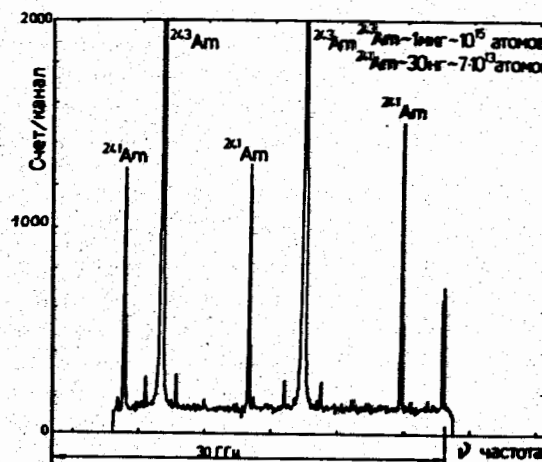


Рис. 2. Спектр СТС $^{241,243}\text{Am}$ на переходе $\lambda = 6056,49 \text{ \AA}$.

смесь стабильных изотопов $^{151,153}\text{Eu}$. Для оценки чувствительности установки проведены также эксперименты с радиоактивным изотопом $^{241,243}\text{Am}$. Полученный спектр СТС $^{241,243}\text{Am}$ при типичных условиях экспериментов: $T_{\text{тиг}} = 1500^\circ\text{C}$; время измерения одного спектра $t_{\text{из}} = 240$ с; время на канал $t_{\text{с}} = 0,4$ с, показан на рис. 2. Количество ^{241}Am , требуемое для получения одного спектра, составляет 2×10^{12} ат.

На основании проведенных экспериментов получены следующие оценки основных параметров созданной установки:

а) спектральное разрешение $\Delta\nu_r \approx 15$ МГц определяется главным образом доплеровским уширением спектральной линии, обусловленным расхождением атомного пучка.

б) полная эффективность – отношение числа регистрируемых фотонов к числу атомов, выходящих из тигля $\psi_e^{-1} \approx 6 \times 10^{-7}$ сч/ат. Полная эффективность складывается из: 1) эффективности коллимации атомного пучка; 2) эффективности регистрации резонансных фотонов; 3) эффективности возбуждения атомного перехода (которая меньше единицы при наличии СТС или тонкой структуры); 4) эффективности возбуждения спектральной линии при заданных ширине лазерной линии и доплеровского контура.

в) чувствительность – минимально наблюдаемый поток атомов, выходящих из тигля $\psi_s \approx 3 \times 10^8$ ат/с.

Анализ других экспериментальных установок, работающих по методу лазерно-резонансной флуоресценции на поперечном атомном пучке, показывает, что созданная экспериментальная установка находится на уровне с ними по основным параметрам.

В третьей главе приводится сводка полученных результатов измерений оптических ИС и СТС Zr, Ce, Nd, Sm и Gd, обработка этих результатов для извлечения значений разностей СКЗР ядер исследуемых элементов, а также обсуждается вопрос о точности полученных значений разностей СКЗР ядер.

Чтобы повысить точность экспериментально измеряемых значений ИС, для каждого из исследуемых элементов ИС измеряются на нескольких переходах. Число исследуемых переходов для Zr:3; Ce:3; Nd:2; Sm:2 и Gd:4. Причем на каждом из исследуемых переходов снято достаточно большое количество спектров при работе лазера на красителях со стабилизатором частоты. В результате этого ошибка измерений ИС изотопов исследуемых элементов обычно составляет 1–10 МГц. Совместимость полученных значений ИС на разных оптических переходах проверяется с помощью графика Кинга^{/3/}, при этом график Кинга определяется методом наименьших квадратов, описанным в Приложении.

Далее проводится обработка экспериментально полученных значений ИС согласно процедурам, описанным в первой главе для получения параметров, необходимых для расчета разностей СКЗР ядер $\Delta \langle r^2 \rangle_{AA'} : \text{СМС}$ $\Delta \nu_{i, \text{СМС}}^{AA'}$; электронный фактор E_i ; ядерный фактор $f(z)$; полевой сдвиг $\Delta \nu_{i, \text{ПС}}^{AA'}$. Для определения E_i , как подчеркнуто в первой главе, нужно сопоставить все совокупности известных экспериментальных и теоретических данных об исследуемом элементе. В частности, для определения СМС и E_i в Nd, Sm и Gd кроме оптических данных привлекались и данные по ИС КХ-лучей и спектров μ -атомов. Полученные с помощью этих величин относи-

тельные и абсолютные значения разностей СКЗР ядер Zr, Ce, Nd, Sm и Gd представлены в табл. I. Во всех случаях представленные ошибки включают в себя экспериментальную погрешность в определении ИС, неопределенность в значениях СМС и электронного фактора. Для сравнения в табл. I также представлены значения $\Delta \langle r^2 \rangle_{AA'}$ для изотопов исследуемых элементов, полученные из рентгеновских и μ -атомных спектров^{/8,9/}. Видно из табл. I, что за исключением случая Zr больших расхождений не наблюдается, в худшем случае эти данные находятся еще в пределах общих ошибок.

В заключении этой главы подведены некоторые итоги по полученным результатам разностей СКЗР ядер:

1. Для Zr впервые результаты измерений ИС доведены до определения $\Delta \langle r^2 \rangle$ с точностью, типичной для метода лазерно-резонансной флуоресценции.

2. Для Ce впервые результаты по измерению ИС получены методом лазерной спектроскопии, точность определения $\Delta \langle r^2 \rangle$ повышена более чем в два раза по сравнению с результатами классической интерференционной спектроскопии^{/4/}.

3. Для Nd на основании измеренных ИС определено значение $\Delta \langle r^2 \rangle$ с ошибками меньшими, чем в результатах классической интерференционной спектроскопии^{/4/}.

4. Для Sm полученные значения $\Delta \langle r^2 \rangle$ отличаются от значений $\Delta \langle r^2 \rangle$, полученных раньше методом лазерно-резонансной флуоресценции высокого разрешения не более, чем на 2%, что и является хорошей демонстрацией возможностей созданной установки, точности измерений ИС и метода обработки значений ИС, выбранной и усовершенствованной в данной работе нами.

5. Для Gd впервые проведены последовательные измерения ИС методом лазерной спектроскопии и разработана корректная процедура извлечения $\Delta \langle r^2 \rangle$.

Четвертая глава посвящена исследованию изменения СКЗР ядер Ce, Nd, Sm и Gd в области массовых чисел $A=136+160$ и ядер Zr в области $A=90+96$, а также выяснению влияния на него деформации и толщины поверхностного слоя.

В случае Zr, зависимость изменения СКЗР ядер от массового числа A и числа нейтронов в ядре N показана на рис. 3, где представлены, кроме расчетов СКЗР по КМ (кривая 2), еще и расчет по простой модели жидкой капли (кривая 1). Видно, что в то время как оба расчета предсказывают слабую зависимость значения $\Delta \langle r^2 \rangle$ от N, экспериментальное значение $\Delta \langle r^2 \rangle$ уменьшается в два раза при переходе от пары изотопов (90,92) к паре (94,96). Учет изменения СКЗР ядер, обусловлен-

Таблица I. Относительные $\lambda_{отн}$ и абсолютные $\Delta\langle r^2 \rangle$ значения изменений СКЗР для всех исследованных ядер из оптического ИС и сравнение с данными о $\Delta\langle r^2 \rangle$ из КХ-лучей и спектров μ -атомов.

Элемент		$\lambda_{отн}$	$\Delta\langle r^2 \rangle_{AA'}$, фм^2	$\Delta\langle r^2 \rangle_{AA'}$, фм^2	
A	A'			ИС КХ-лучей	ИС μ -атомов
^{40}Zr					
90	91	0.429(16)	0.096(11)		
90	92	1.000	0.224(25)		0.306
92	94	0.759(21)	0.170(19)		
94	96	0.523(40)	0.117(14)		
^{58}Ce					
136	138	-0.040(13)	-0.011(4)		
138	140	0.131(11)	0.036(3)		
140	140	1.000	0.279(9)	0.274(10)	0.284(32)
^{60}Nd					
142	143	0.323(10)	0.128(13)	0.116(21)	0.102
142	144	0.718(9)	0.322(19)	0.289(11)	0.276
144	145	0.255(11)	0.100(11)	0.126(18)	0.098
144	146	0.662(10)	0.297(18)	0.269(46)	0.264
146	148	0.734(8)	0.329(19)	0.275(34)	0.295
148	150	1.000	0.448(26)	0.403(21)	0.391
^{62}Sm					
144	148	2.000	0.514(28)	0.478(83)	0.532(21)
148	150	1.165(3)	0.300(16)	0.303(10)	0.315(19)
150	152	1.648(7)	0.424(23)	0.411(12)	0.432(14)
152	154	0.883(2)	0.227(12)	0.221(13)	0.250(14)
147	148	0.590(2)	0.152(8)	0.171(10)	
148	149	0.343(1)	0.088(5)	0.080(8)	
^{64}Gd					
152	154	2.917(67)	0.431(29)		
154	156	1.285(9)	0.190(12)	0.203(23)	0.216(25)
156	158	0.969(3)	0.143(9)	0.144(10)	0.169(19)
158	160	1.000	0.148(9)	0.154(10)	0.161(12)
155	156	0.653(5)	0.096(5)	0.092(13)	
156	157	0.187(12)	0.028(2)	0.030(13)	0.032(23)

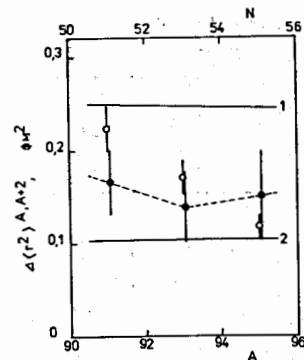


Рис. 3

Зависимость разностей СКЗР соседних четно-четных ядер Zr от числа нейтронов в ядре и от массовых чисел: \circ - эксперимент; \bullet - расчет по двухпараметрической формуле в КМ.

ного изменением известных для Zr статической квадрупольной и динамической октупольной деформаций по двухпараметрической формуле согласно КМ/2/

$$\Delta\langle r^2 \rangle_{расч.} = \Delta\langle r^2 \rangle_{КМ} + \sum_{i=2,3,\dots} \Delta\langle r^2 \rangle_{\beta_i} \quad (1)$$

где β_i - параметр деформации, дает лучшее согласование расчета разностей СКЗР ядер с экспериментом (рис. 3). Известные параметры деформации β_i ядер Zr и соответствующие им разности СКЗР ядер $\Delta\langle r^2 \rangle_{\beta_i}$ представлены в табл. 2. Дальнейшее согласование расчетов разностей СКЗР по КМ $\Delta\langle r^2 \rangle_{расч.}$ с экспериментом проводилось с помощью вариации параметра толщины поверхностного слоя b . В табл. 2 представлены экспериментальные значения параметра толщины поверхностного слоя b_s , полученные из экспериментов по упругому рассеянию электронов/10/. В этой таблице также представлена величина b_1 - значения параметра толщины поверхностного слоя, полученные в результате этой подгонки. Ошибки в значениях b_1 отражают ошибки в определении $\Delta\langle r^2 \rangle_{\beta_i}$ и экспериментальной ошибки в определении разностей СКЗР ядер. Итак, наблюдаемые значения разностей СКЗР ядер Zr и их зависимость от числа нейтронов в ядре можно объяснить, принимая во внимание изменения динамической октупольной деформации и толщины поверхностного слоя ядер.

В случае Nd, Sm и Gd, значения параметров деформации β_1 в исследуемой области $A=142-160$ хорошо известны. Для этих элементов значения параметров квадрупольной деформации наиболее сильно меняются: от $\beta_2=0,0929$ для ^{142}Nd до $\beta_2=0,3534$ для $^{156}\text{Gd}/11/$, в то же время изменения известных параметров деформации более высоких порядков (β_3, β_4) значительно меньше: $\beta_{3,4} \ll 0,05$. В табл. 2 представлены значения

Таблица 2. Параметры деформации ядра, соответствующие им разности СКЗР, параметры поверхностного слоя

	β_2	$\Delta \langle r^2 \rangle_{\beta_2}^{A, N, N+2}$ фм ²	β_3	$\Delta \langle r^2 \rangle_{\beta_3}^{A, N, N+2}$ фм ²	b_s , фм	b_i , фм
⁴⁰ Zr						
90	0.0909(36)	0.016(17)	0.15(1)	0.045(31)	0.946	0.946
92	0.1028(37)	-0.017(14)	0.17(1)	0.051(36)	0.963	0.955(7)
94	0.090(10)	-0.011(22)	0.19(1)	0.057(40)	0.993	0.960(10)
96	0.081(16)		0.21(1)		0.975	0.955(13)
⁵⁸ Ce						
136						
138						
140	0.1012(10)	0.049(9)				
142	0.1236(14)					
⁸⁰ Nd						
142	0.0926(14)	0.083(9)				
144	0.1309(30)	0.061(12)			1.042	1.042
146	0.1524(30)	0.180(12)			1.056	1.062(3)
148	0.2037(22)	0.394(14)			1.046	1.069(4)
150	0.2848(21)				0.888	1.062(6)
⁶² Sm						
144	0.0881(13)					
148	0.1423(30)	0.170(11)			0.916	0.916
150	0.1931(22)	0.558(13)				0.920(3)
152	0.3055(18)	0.243(17)			0.878	0.878(7)
154	0.3140(20)				0.838	0.855(8)
⁶⁴ Gd						
152	0.212(9)	0.519(39)				1.025(7)
154	0.3104(20)	0.194(17)				0.994(3)
156	0.3378(13)	0.093(17)			0.977	0.977
158	0.3484(17)	0.056(19)				0.968(3)
160	0.3534(20)					0.966(4)

β_2 для всех исследуемых изотопов Ce, Nd, Sm и Gd (данные взяты из^{/II/}) и соответствующие им значения $\Delta \langle r^2 \rangle_{\beta_2}$. Так как изменения СКЗР ядер Nd, Sm и Gd в области $A=142+160$ сильны, то вклад в изменение СКЗР ядер этих элементов, по-видимому, главным образом вносят изменения СКЗР, обусловленные квадрупольной деформацией $\Delta \langle r^2 \rangle_{\beta_2}$. Однако сравнение результата расчетов разностей СКЗР ядер Nd, Sm и Gd по формуле (I) в КМ $\Delta \langle r^2 \rangle_{\text{расч}}$ с экспериментом показывает значительное расхождение, превышающее ошибки. Таким образом, зависимость разностей СКЗР ядер Nd, Sm и Gd от числа нейтронов в ядре нельзя объяснить только изменением объема и квадрупольной деформации ядер. Можно согласовать дальше расчеты по формуле (I) в КМ $\Delta \langle r^2 \rangle_{\text{расч}}$ с экспериментом с помощью вариации значения параметра толщины поверхностного слоя b . Для каждого из исследуемых элементов Nd, Sm и Gd взято одно экспериментальное значение параметра толщины поверхностного слоя b_s как исходное (данные взяты из^{/II/}), в табл. 2 эти исходные значения для каждого элемента подчеркнуты. В табл. 2 также представлены значения параметра толщины поверхностного слоя b_i , полученные для изотопов исследуемых элементов в результате этой подгонки. Можно отметить, что в случае Sm совпадение b_i с экспериментальным b_s является хорошим, в случае Gd известно только одно экспериментальное значение $b_s=0.977$ для ¹⁵⁶Gd, а для Nd совпадения практически нет.

В случае Ce, зависимость разностей СКЗР ядер всех исследованных изотопов по отношению к $N=82$ ($\Delta \langle r^2 \rangle^{82, N}$) от числа нейтронов в ядре показана на рис. 4. Для полноты картины приведены аналогичные данные для Cs, Ba, Nd и Eu, взятые из^{/5/}. Так как значение β_2 известно только для изотопов ^{140,142}Ce, то с помощью значения параметра квадрупольной деформации для ¹⁴⁰Ce ($\beta_2 \approx 0.1$) можно вычислить разности СКЗР ядер всех изотопов Ce по формуле (I) в КМ, полученные таким образом значения разностей СКЗР ядер представлены на рис. 4 в виде штриховой прямой линии постоянной деформации $\beta_2=0,1$. На рис. 4 также представлены прямые линии постоянной деформации с $\beta_2=0,15$ и $0,2$, вычисленные по формуле (I). Видно, что по мере удаления от магического числа нейтронов $N=82$ имеет место сильное расхождение между значением СКЗР ядер, предсказанным КМ ядра и экспериментом, причем это расхождение растет с Z . Например, для Eu ($Z=63$) расхождение оказывается настолько сильным, что наклон кривой $\Delta \langle r^2 \rangle^{82, N}$ даже начинает менять знак, т.е. имеет излом при $N < 80$. То же самое наблюдается для Nd ($Z=60$), но в меньшей степени, для Cs ($Z=55$) и Ba ($Z=56$) такого поведения не наблюдается (рис. 4). Такое поведение изменения СКЗР ядер по мере удаления от закрытой протонной оболочки $Z=50$ явно указывает на наличие оболочечного эффекта и роста деформации при $N < 80$. для Ce наклон кривой $\Delta \langle r^2 \rangle^{82, N}$

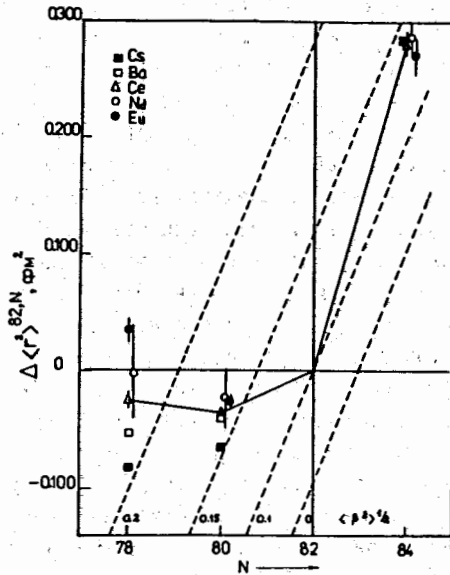


Рис. 4.
Зависимость разностей СКЗР ядер изотопов Се по отношению к $N=82$ от числа нейтронов в ядре.

слегка меняет знак при $N < 80$ и Се как бы занимает промежуточное положение между Ba и Nd. Отсюда можно предположить, что в случае Се влияния оболочечного и объемного эффекта являются взаимокompенсирующими.

Для сравнения различия зарядовых радиусов ядер с четным и нечетным числом нейтронов введен параметр, характеризующий это различие

$$\xi = \frac{\Delta \langle r^2 \rangle_{A, A+1}}{2 \Delta \langle r^2 \rangle_{A, A+2}} \quad (2)$$

Исследование зависимости параметра ξ для всех исследованных соседних четно-четных и четно-нечетных изотопов Nd, Sm и Gd от числа нейтронов в ядре показывает, что $\xi < 1$, т.е. приращение СКЗР при добавлении одного нейтрона, как правило, составляет менее половины соответствующего изменения СКЗР ядер при добавлении пары нейтронов. Следует отметить большой разброс значений ξ даже при одинаковых квантовых характеристиках добавляемого нейтрона, для всех исследованных ядер Nd и Sm нечетный нейтрон находится в состоянии $g_{7/2}$, а значения ξ для них меняются почти в два раза. В случае ^{155}Gd и ^{157}Gd значения ξ меняются в три раза, хотя в обоих ядрах состояния нечетного нейтрона одинаковы $[521]_{5/2}$. По-видимому, здесь важную роль играют нуклоны остова, к которым добавляется нечетный нейтрон.

В заключении сформулированы основные результаты, полученные автором в диссертационной работе.

1. На основе метода лазерно-резонансной флуоресценции на поперечном атомном пучке создана установка для исследования ИС и СТС в атомных спектрах стабильных и радиоактивных нуклидов, получаемых в количестве долей нанограмма широкого круга элементов, включая тугоплавкие. Созданная установка имеет порог чувствительности около одного атома в объеме взаимодействия (или потока 10^8 ат/с из тигля) и спектральное разрешение 15 МГц.

2. Впервые применен метод лазерного испарения для получения атомного пучка тугоплавких элементов и химических соединений для исследований оптических ИС и СТС в атомных спектрах методом лазерно-резонансной флуоресценции.

3. Методом лазерно-резонансной флуоресценции проведены прецизионные измерения ИС и СТС для изотопов Zr, Ce, Nd, Sm и Gd с использованием новых оптических переходов.

4. На основании проведенных измерений ИС и СТС, а также с помощью корректно разработанной процедуры обработки этих данных удалось определить значения разностей СКЗР ядер этих элементов с хорошей точностью, типичной для метода лазерно-резонансной флуоресценции.

5. Проведено детальное исследование зависимости разностей СКЗР ядер Ce, Nd, Sm, Gd и Zr от числа нейтронов в ядре в области $N=78+96$ и $N=50+56$, в котором обнаружены:

- взаимокompенсирующее влияние объемного и оболочечного эффектов в изменении зарядовых радиусов ядер Ce при $N < 82$;
- нетривиальная зависимость разностей зарядовых радиусов ядер Zr, Nd, Sm и Gd от числа нейтронов в ядре в области $N=50+56$ и $N=82+96$, которую нельзя объяснить только изменением объема и квадрупольной деформации ядра;
- эффект четно-нечетного различия зарядовых радиусов ядер Nd, Sm и Gd с четным и нечетным числом нейтронов.

6. На основании анализе большого экспериментального материала установлено влияние на величину зарядового радиуса таких характеристик ядра, как его октупольная деформация, толщина поверхностного слоя и квантовые числа нечетного нуклона.

Основные результаты, представленные в диссертации, опубликованы в следующих работах:

1. Гангрский Ю.П., Маринова К.П., Марков Б.Н., Наджаков Е.Г., Оганесян Ю.Ц., Хан Ген И, Чан Конг Там. Определение параметров установки для измерения ядерных моментов с помощью лазерного излучения.- Изв. АН СССР, сер. физ., 1985, т. 49, № II, с. 2261-2268.
2. Гангрский Ю.П., Градечны Ч., Маринова К.П., Марков Б.Н., Наджаков Е.Г., Хан Ген И, Чан Конг Там. Определение микроколичества европия в металлах методом оптической резонансной флуоресценции.- Дубна, 1986.- 5 с. (Сообщение/ОИЯИ: Р6-86-18).
3. Gangreky Yu.P., Han Gyong I., Matinova K.P., Markov B.N., Nadjia-kov E.G., Tran Cong Tam. Low amount nuclide registration by an atomic beam laser spectrometer.- Dubna, 1986.- 15 p. (Preprint/JINR: E6-86-233).
4. Гангрский Ю.П., Градечны Ч., Земляной С.Г., Илиев С.Н., Маринова К.П., Марков Б.Н., Оганесян Ю.Ц., Хоанг Тхи Ким Хуе, Чан Конг Там. Измерение зарядовых радиусов ядер Ce, Nd, Sm, Gd по резонансно-рассеянному лазерному излучению.- В кн.: Международная школа-семинар по физике тяжелых ионов. Дубна, 1986. Дубна: ОИЯИ. Д7-87-68, 1987, с. 313-321.
5. Борисов С.К., Гангрский Ю.П., Градечны Ч., Земляной С.Г., Крынецкий Б.Б., Маринова К.П., Марков Б.Н., Мишин В.А., Оганесян Ю.Ц., Стельмах О.М., Хоанг Тхи Ким Хуе, Чан Конг Там. Измерение разностей зарядовых радиусов ядер Nd, Sm и Gd по резонансно-рассеянному лазерному излучению.- ЖЭТФ, 1987, т. 93, вып. 5, с. 1545-1556.
6. Гангрский Ю.П., Земляной С.Г., Кульджанов Б.К., Маринова К.П., Марков Б.Н., Хоанг Тхи Ким Хуе, Чан Конг Там. Различие зарядовых радиусов ядер редкоземельных элементов с четным и нечетным числом нейтронов.- Дубна, 1987.- 6 с. (Препринт/ОИЯИ: Р6-87-478).- Изв. АН СССР, сер. физ., 1988, т. 52, № I, с. 48-52.
7. Гангрский Ю.П., Земляной С.Г., Кульджанов Б.К., Маринова К.П., Марков Б.Н., Хоанг Тхи Ким Хуе, Чан Конг Там. Измерение разностей зарядовых радиусов ядер циркония по резонансной лазерной флуоресценции.- Дубна, 1987.- II с. (Препринт/ОИЯИ:Р6-87-757).- ЖЭТФ, 1988, т. 94, вып. 6, с.
8. Гангрский Ю.П., Градечны Ч., Земляной С.Г., Илиев С.Н., Кульджанов Б.К., Маринова К.П., Марков Б.Н., Наджаков Е.Г., Хоанг Тхи Ким Хуе, Чан Конг Там. Лазерная техника в ядерной физике: метод лазерно-индуцированной резонансной флуоресценции для регистрации одиночных атомов.- В кн.: Сборник докладов III Конференции по оптике и лазерной технике. Варна, 18-21 мая 1987. София: БАН, 1987, с. 350-353.

Цитированная литература

1. Myers W.D., Swiatecki W.J. Average nuclear properties.- Ann. Phys., 1969, v. 55, №3, p. 395-505.
2. Myers W.D., Schmidt K.H. An update on droplet-model charge distribution.- Nucl. Phys., 1983, v. A410, №1, p. 61-73.
3. King W.H. Comment on the article "Recoilabilities" of the isotope shifts in the cesarium spectrum.- J. Opt. Soc. Am., 1963, v. 53, №5, p. 638-639.
4. Heilig K., Steudel A. Changes in mean-square nuclear charge radii from optical isotope shifts.- At. Data Nucl. Data Tables, 1974, v. 14, №5,6, p. 631-638.
5. Otten E.W. Nuclear radii and moments of unstable isotopes.- In: Nuclear far from stability. New York: Plenum Press, 1987, v. 8, p. 1-205.
6. Алхазов Г.Д., Барзах А.Е., Берлович Э.Е., Демисов В.П., Дерна-тин А.Г., Иванов В.С., Летохов В.С., Мишин В.И. Оболочечный эффект в изотопической зависимости среднеквадратичных зарядовых радиусов короткоживущих ядер европия, измеренной методом лазерного фотоионизационного детектирования "в линию" с ускорителем.- Письма в ЖЭТФ, 1984, т. 40, вып. 3, с. 95-98.
7. Ветохин С.С., Гулаков И.Р., Перцев А.Н., Резников И.В., Одноэлектронные фотоприемники.- М.: Атомиздат, 1979.- 192 с.
8. Boehm F., Lee P.L. Changes of mean-square nuclear charge radii from isotope shifts of electronic K α -rays.- At. Data Nucl. Data Tables, 1974, v. 14, №5, p. 605-612.
9. Engfer R., Schneuwly H., Vuilleumier J.L. et al. Charge-distribution parameters, isotope shifts, isomer shifts and magnetic hyperfine constants from muonic atoms.- At. Data Nucl. Data Tables, 1974, v. 14, №4, p. 509-598.
10. Friedrich J., Voegel N. The salient features of charge density distributions of medium and heavy even-even nuclei determined from a systematic analysis of elastic electron scattering form factor.- Nucl. Phys., 1982, v. A373, №2, p. 192-224.
11. Raman S., Malarkey C.H., Milnes W.T. Transition Probability B(E2) \uparrow from the ground to the first excited 2 $^+$ state of even-even nuclids.- At. Data Nucl. Data Tables, 1987, v. 36, №1, p. 1-96.

Рукопись поступила в издательский отдел
12 апреля 1988 года.