

3-534

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

6-95-165

На правах рукописи

ЗЕМЛЯНОЙ
Сергей Григорьевич

ИЗМЕРЕНИЕ РАЗНОСТЕЙ
СРЕДНЕКВАДРАТИЧНЫХ ЗАРЯДОВЫХ РАДИУСОВ
ЯДЕР ИЗОТОПОВ U, Ti И Hf МЕТОДАМИ
ЛАЗЕРНОЙ ФЛУОРЕСЦЕНТНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Специальность: 01.04.16 — физика атомного ядра
и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Дубна 1995

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций имени
Г.Н. Флерова Объединенного института ядерных исследований

Научные руководители:

доктор физико-математических наук
профессор
кандидат физико-математических наук
доцент

Гангрский Ю. П.

Маринова К. П.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук
профессор
кандидат физико-математических наук
старший научный сотрудник

Громов К. Я.

Секацкий С. К.

Ведущая организация:

Петербургский институт ядерной физики им. П.Б.Константинова,
Гатчина, Ленинградская обл.

Защита диссертации состоится "_____" 1995
года, в "_____" час. на заседании диссертационного совета
Д 047.01.03 при Лаборатории ядерных проблем Объединенного
института ядерных исследований, г. Дубна, Московская обл.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Автореферат разослан "22" сентября 1995 года.

ученный секретарь
диссертационного совета
доктор физико-математических наук

Батусов Ю. А.

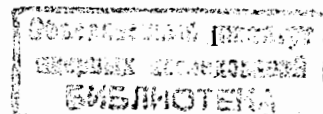
ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ДИССЕРТАЦИОННОЙ РАБОТЫ

Актуальность темы.

Представляемая диссертация посвящена актуальной и важной проблеме - исследованию поведения таких фундаментальных ядерных параметров, как среднеквадратичный зарядовый радиус ядра (СКЗР), магнитный дипольный и электрический квадрупольный моменты ядра с изменением числа нейтронов. Указанные параметры ядер играют первостепенную роль в построении ядерных моделей, их проверке и уточнении.

Одними из наиболее развиваемых и используемых методов исследования указанных параметров ядерной структуры в последнее время стали методы лазерной спектроскопии, которые основаны на том, что структура атомного ядра оказывает заметное влияние на электронную оболочку атома. Сверхтонкая структура (СТС) оптических линий обязана своим существованием ненулевому спину ядра и позволяет определять магнитный дипольный и электрический квадрупольный моменты ядра [1]. Изотопический сдвиг (ИС), возникающий из-за различных сдвигов энергетических уровней атомов с разной массой связан как с изменением массы ядра, так и с изменением его объема и формы. Высокая монохроматичность, направленность, спектральная плотность и интенсивность лазерного излучения позволяет проводить прецизионные измерения ИС и СТС (с точностью $\sim 10^{-9}$ эВ), связанных с приведенными ядерными параметрами на минимальных количествах вещества (вплоть до единичных атомов). Этот факт особенно важен при исследовании длинных цепочек изотопов, включая радиоактивные (а также изомеры и экзотические ядра с нейтронным или протонным гало), когда доступные количества вещества сильно ограничены и другие, ядерно-физические методы зачастую неприменимы. Немаловажной является также и модельная независимость измеряемых ядерных параметров.

Благодаря указанным преимуществам лазерных методов в настоящее время с их помощью накоплен довольно обширный материал по указанным ядерным параметрам и, в частности, по изменению СКЗР ядер изотопов многих элементов [2]. Несмотря



на это, имеется ряд малоисследованных областей ядер, которые и стали предметом исследований.

Изотопы титана принадлежат к интересной и недостаточно исследованной области легких ядер, находящихся вблизи заполненной протонной оболочки с $Z=20$ и в промежутке между двумя заполненными нейтронными оболочками: $20 \leq N \leq 28$. До начала наших исследований в указанной области имелись данные только для изотопов $^{38-47}_{19}\text{K}$ и $^{40-50}_{20}\text{Ca}$ [3,4]. Особенности в поведении зарядового радиуса проявились для изотопов ^{40}Ca и ^{48}Ca : для них зарядовые радиусы оказались примерно равными, хотя объем ядра должен расти. В случае калия зарядовые радиусы ведут себя обычным образом. Важным представлялось проследить, как меняется поведение СКЗР при добавлении протонов к заполненной протонной оболочке.

Интерес к изотопам ^{72}Hf обусловлен тем, что они расположены сразу за хорошо исследованной областью редких земель и лежат как раз между двумя заполненными нейтронными оболочками с $N=82$ и 126 . Эти изотопы принадлежат к области сильно деформированных ядер, причем квадрупольная деформация сначала увеличивается, достигая максимума при $N=104$, затем уменьшается [5]. Происходит также изменение деформации более высоких порядков, информации о которой имеется значительно меньше. Прецизионные измерения разностей СКЗР и отношений квадрупольных моментов методами лазерной спектроскопии позволили бы более детально судить об изменении формы ядра вблизи максимума деформации и влиянии на нее различных коллективных и одночастичных эффектов.

Кроме того, в области изотопов гафния имеется несколько так называемых высокоспиновых изомеров и, в частности, уникальный изомер $^{178m2}\text{Hf}$. Это состояние (со спином $I^{\pi}=16^{+}$ и временем жизни $T_{1/2}=31$ год) идентифицируется как четырехквартичное, образованное за счет разрыва двух пар нуклонов, что косвенно подтверждается его энергией возбуждения, составляющей $2447,4$ кэВ. Два промежуточные двухквартичные состояния со спином $I^{\pi}=8^{-}$ имеют суммарную энергию примерно равную приведенной выше ($1147,4$ кэВ и $1479,0$ кэВ). Важно было выяснить, как может влиять разрыв

нуклонных пар на зарядовый радиус ядра и его деформацию.

Изотопы урана принадлежат к сравнительно малоизученной области актинидных ядер (с $Z \geq 89$ и $N \geq 126$), где наблюдается ряд особенностей ядерной структуры - плавный переход от сферической формы к сфероидальной, статическая октупольная деформация ($\beta_3 = 0,15 - 0,20$), состояния с аномально большой квадрупольной деформацией ($\beta_2^* = 0,6$) [6]. Представлялось интересным исследовать, как меняются эти характеристики в случае цепочки изотопов урана и каким образом влияет их изменение на зарядовый радиус ядра.

Цель настоящей работы.

-Исследование поведения среднеквадратичного зарядового радиуса ядер с изменением числа нейтронов для ряда элементов (Ti , Hf , U с числом нейтронов $24 \leq N \leq 28$, $102 \leq N \leq 110$, $141 \leq N \leq 146$) методами лазерной спектроскопии. Для этого было необходимо проведение измерений ИС и СТС оптических линий указанных элементов и последующая обработка для извлечения информации об указанных основных параметрах ядер.

Научная новизна.

1. Впервые измерены изотопические сдвиги изотопов ^{47}Ti , ^{49}Ti , ^{182}Hf . Сверхтонкая структура (СТС) ^{233}U , а также изотопические сдвиги (ИС) для ^{233}U , ^{234}U и ^{236}U впервые измерены прецизионной лазерной методикой. На новых оптических переходах проведены прецизионные измерения ИС и СТС других изотопов U , Hf и Ti методом лазерной флуоресцентной спектроскопии.

2. Впервые получены данные о СКЗР ядра ^{182}Hf . Для изотопов ^{233}U , ^{234}U и ^{236}U значения разностей СКЗР получены впервые прецизионной лазерной методикой, а для изотопов Ti - вообще оптическим методом. Полученные данные в своем большинстве превосходят по точности имевшиеся ранее.

3. На основе рассчитанных из экспериментальных изотопических сдвигов данных по изменению СКЗР выявлена необычная зависимость в поведении СКЗР изотопов Ti , а также показано, что в случае разрыва двух пар нуклонов (изомер

$^{178m}_2\text{Hf}$) СКЗР ядра может уменьшаться при одновременном росте деформации.

Практическая ценность.

Результаты исследований и полученные новые оптические данные об атомных переходах и уровнях (константы сверхтонкого расщепления, например) могут использоваться в качестве табличных при дальнейших работах по оптической спектроскопии, а также элементного и изотопного анализа вещества методами лазерной спектроскопии. Новые ядерные данные также могут служить в качестве табличных.

На защиту выносятся следующие положения.

1. Проведение прецизионных измерений ИС и СТС для оптических линий изотопов Ti , Hf и U с числом нейтронов $24 \leq N \leq 28$, $102 \leq N \leq 110$, $141 \leq N \leq 146$ методами резонансной лазерной флуоресценции.

2. Проведение обработки полученных экспериментальных данных полуэмпирическим методом и методом прямой Кинга, с помощью которой получена информация об изменениях СКЗР исследованных изотопов и изомера гафния, а также данные о магнитных дипольных и электрических квадрупольных моментах.

3. Анализ полученных зависимостей СКЗР от числа нейтронов и сравнение результатов с предсказаниями капельной модели с учетом параметров деформации различных порядков.

Апробация работы.

Диссертация основана на материалах, опубликованных в 14 печатных работах и доложенных на 12 международных конференциях и совещаниях:

- 1) *International Symposium "Weak and Electromagnetic Interactions in Nuclei"*, May 15-19, 1989, Montreal, Canada.
- 2) *XXVI Colloquium Spectroscopicum Internationale*, July 2-9, 1989, Sofia, Bulgaria.
- 3) *International School-Seminar on Heavy Ion Physics*, October 3-12, 1989, Dubna, USSR.
- 4) 40-е Совещание "Ядерная спектроскопия и структура атомного

ядра (Ядерная спектроскопия и форма атомных ядер)", 10-13 апреля, 1990, Ленинград, СССР.

- 5) *Workshop on Application of Lasers in Atomic Nuclei Research*, December 18-20, 1990, Dubna, USSR.
- 6) *International Symposium on Lasers in Nuclear Physics*, September 9-10, 1991, RIKEN, Saitama, Japan.
- 7) *International Conference on Exotic Nuclei*, October 1991, Foros, Crimea.
- 8) 43-е Международное совещание "Ядерная спектроскопия и структура атомного ядра". 20-23 апреля, 1993, Дубна, Россия.
- 9) *International School-Seminar on Heavy Ion Physics*, May 10-15, 1993, Dubna, Russia.
- 10) 44-е Международное совещание "Ядерная спектроскопия и структура атомного ядра", 17-20 мая, 1994, Санкт-Петербург, Россия.
- 11) *Fifth International Conference on Nucleus Nucleus Collisions*, 30 May-4 June, 1994, Taormina, Italy.
- 12) *VI International Conference on Selected Topics in Nuclear Structure*, July 5-9, 1994, Dubna, Russia.

Структура и объем работы.

Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения, в котором кратко сформулированы общие выводы. Общий объем работы составляет 125 страниц машинописного текста, включая 18 рисунков, 18 таблиц и список литературы из 139 наименований.

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении дано обоснование выбора темы диссертации, актуальности и важности исследуемых проблем. Сформулирована главная цель диссертации, описаны ее основные положения и результаты; приведена структура диссертации.

Первая глава посвящена описанию общепринятых модельных представлений, используемых при описании структуры ядра, теории изотопических сдвигов и сверхтонкой структуры, их связи с зарядовым радиусом ядра и ядерными моментами, а также основным, развитым на данный момент методом расчета

характеристик ядра из оптических и других данных.

В первом разделе главы приводятся основные модельные распределения заряда в ядре, используемые при анализе экспериментальных данных для определения зарядового радиуса ядра. Показано, что наиболее удобной характеристикой зарядового распределения, не зависящей от задания его конкретного вида являются его моменты, и в частности момент второго порядка - среднеквадратичный зарядовый радиус. Изменение именно этой величины (в первом приближении) определяется из экспериментов по измерению ИС в оптических спектрах атомов, в чем и заключается модельная независимость измеряемых ядерных параметров. В случае тяжелых ядер необходима коррекция на моменты более высоких порядков. Показана связь этих величин с ядерными параметрами, определяемыми из спектров мезоатомов и экспериментов по рассеянию частиц. Замечено, что в случае учета несферичности ядра изменение его СКЗР можно представить как сумму изменения его объема и деформации:

$$\delta \langle r^2 \rangle = \delta \langle r^2 \rangle_0 + \frac{5}{4\pi} \langle r^2 \rangle_0 \sum_I \delta \langle \beta_I^2 \rangle, \quad (1)$$

где $\langle r^2 \rangle_0$ - СКЗР сферического ядра.

Во втором разделе главы дается описание элементов теории изотопических сдвигов. Указано, что ИС представляется в виде суммы двух составляющих: массового и полевого сдвига. С изменением объема и формы ядра связан только последний. Массовый сдвиг, в свою очередь, определяется двумя составляющими: нормальным и специфическим массовым сдвигами. Первый связан с движением ядра относительно центра инерции атома и легко рассчитывается, а второй, возникающий из-за коррелированного движения различных электронов, требует для своего определения привлечение специальных методов.

Показано, что полевая часть ИС связана с $\Delta |\psi_s(0)|^2$ - изменением плотности электронов в ядре между нижним и верхним уровнями оптического перехода и может быть записана в виде:

$$\delta \nu_{i,FS}^{A,A'} = F_i(Z) \delta \langle r^2 \rangle^{A,A'}, \quad (2)$$

где $F_i(Z) = E_i f_i(Z)$; E_i и $f_i(Z)$ - электронный и ядерный

факторы соответственно. В случае тяжелых ядер вводится дополнительный коэффициент K , равный в случае Hf , например 0,95.

В третьем разделе описываются основные положения теории сверхтонкого расщепления оптических линий и связь СТС с ядерными моментами и деформацией различных порядков. С точностью до эффектов второго порядка сдвиг энергии компоненты сверхтонкой структуры относительно невозмущенного уровня записывается в следующем виде:

$$\Delta W(F) = A \frac{K}{2} + B \frac{(3/4)K(K+1) - I(I+1)J(J+1)}{2I(2I-1)J(2J-1)}, \quad (3)$$

где $K = F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)$. Константы A и B описывают магнитное дипольное и электрическое квадрупольное взаимодействие, соответственно, и связаны с магнитным дипольным μ_I и электрическим квадрупольным (спектроскопическим) Q_s моментами ядра:

$$A = \frac{\mu_I \langle H(0) \rangle}{IJ}, \quad B = e Q_s \langle \phi_{JJ}(0) \rangle, \quad (4)$$

где $\langle H(0) \rangle$ и $\phi_{JJ}(0)$ - среднее магнитное поле и градиент электрического поля электронной оболочки в месте расположения ядра. Существующие на данный момент методы расчета этих полей не позволяют достичь точности лучше 5-10%. Поэтому наиболее точным способом определения ядерных моментов является калибровка на измеренное каким-либо другим способом значение для одного (как правило стабильного) изотопа.

Внутренний электрический момент ядра связан с параметром деформации ядра соответствующего порядка. Для квадрупольного момента эта соотношение в первом приближении выглядит как

$$Q_0 = \frac{3}{\sqrt{5\pi}} Z R^2 \beta_2. \quad (5)$$

Показано, что оптический метод, следовательно, в отличие от других, позволяет измерять одновременно как статическую, так и динамическую деформации ядра (ϕ -лы (1) и (5)).

Раздел 4 посвящен методам обработки экспериментальной оптической информации с целью определения ядерных параметров (и, в частности изменения СКЗР), развитым к настоящему времени и используемым в диссертации. Показано, что задача

извлечения ядерных параметров из измеренных значений ИС и СТР является довольно сложной проблемой и в редких случаях может быть решена с достаточной точностью прямым расчетом входящих в формулы электронно- и ядернозависимых неизвестных величин методами Хартри-Фока или Дирак-Фока, например. В большинстве же случаев требуется привлечение всех других известных данных, относящихся к данному элементу и измеренных другими методами: из кулоновского возбуждения, рассеяния частиц, спектров мезоатомов, радиочастотных методов, а также использования некоторых полуэмпирических процедур. Описаны использование некоторых полуэмпирических методов, связанных с использованием формулы Гоудсмита-Ферми-Сегре и метод графика Кинга [2]. Обсуждаются границы и условия применимости этих методов.

Во второй главе дано описание используемой в диссертации экспериментальной методики и установки, обоснован ее выбор, приведены достигнутые параметры и указаны возможные пути их улучшения.

Первый раздел этой главы посвящен проблеме выбора экспериментальной методики, показана существенная роль, играемая лазерными методами в исследовании структуры ядра. Приводится обзор основных, применяемых для этих целей лазерно-спектроскопических методов и делается их сравнительный анализ. В свете поставленных задач формулируются основные требования к экспериментальной методике, которые заключаются в следующем: 1) универсальность - методика должна быть применима для широкого круга исследуемых элементов, сильно различающихся по массам, физическим, химическим и оптическим свойствам, в том числе и тугоплавких; 2) максимальное разрешение - поскольку в круг исследуемых элементов входили легкие, величина полевых сдвигов в которых могла достигать величины 1-2 МГц; 3) высокая чувствительность - при экспериментах с нестабильными элементами, доступными в ограниченных количествах, и невозможности работы с большими образцами высокоактивных изотопов; 4) наибольшая простота и дешевизна реализации, а также гибкость в работе и возможность дальнейшего развития к

более сложным и/или специализированным методикам.

На основе проведенного анализа и сформулированных требований обосновывается вывод о наибольшей пригодности избранной методики - резонансной флуоресцентной спектроскопии на ортогональных атомных пучках с использованием термических и лазерных атомизаторов.

Во втором разделе главы описывается конструкция применявшейся экспериментальной установки, ее технические параметры, конструктивные особенности и характеристики ее отдельных узлов. Освещен круг научно-технических вопросов, возникающих при создании подобных установок. Описан порядок функционирования различных узлов в ходе эксперимента.

Экспериментальная установка состоит из следующих основных элементов: источников лазерного излучения; вакуумной камеры взаимодействия; источника атомного пучка; системы регистрации, контроля и управления экспериментом. Излучение перестраиваемого непрерывного лазера на красителе вводится в вакуумную камеру взаимодействия, где пересекает коллимированный с помощью системы диафрагм атомный пучок. Резонансно рассеянное излучение регистрируется с помощью системы светосбора и ФЭУ-139, работающего в режиме счета фотонов. Направления регистрации, лазерного излучения и атомного пучка взаимно ортогональны. Оптический спектр записывается как число фотонов резонансной флуоресценции в зависимости от длины волны лазерного излучения временным многоканальным анализатором, синхронизированным с началом сканирования перестраиваемого лазера.

Использовались два типа источников лазерного излучения: 1.- для возбуждения резонансной флуоресценции в атомном пучке - непрерывный, перестраиваемый по частоте, кольцевой узкополосный лазер на красителе (380D Spectra Physics ($P_{\text{ВЫХ}}^{\text{max}} = 800$ мВт, $\Delta\nu = 1+3$ МГц)) с активной стабилизацией частоты излучения и накачкой непрерывным ионным Ar^+ лазером (2030T Spectra Physics ($P_{\text{ВЫХ}}^{\text{max}} = 20$ Вт)); 2. - для атомизации вещества - импульсный YAG лазер ЛТИПЧ-7, работающий в режиме модулированной добротности ($E_{\text{ИМП}}^{\text{max}} = 50$ мДж, $\tau_{\text{ИМП}} = 10$ нс, частота следования импульсов 25 Гц).

Для контроля лазерного излучения использовалась система интерферометров, λ -метр и измеритель мощности.

Конструкция камеры взаимодействия выбиралась с учетом максимального подавления всех источников фона. Лазерный луч вводился в камеру взаимодействия через специальные оптические окна, расположенные под углом Брюстера и удаленные от зоны взаимодействия ($\approx 1,5$ м); на пути лазерного луча был помещен ряд диафрагм, подавляющих ореол лазерного излучения; все внутренние поверхности камеры были зачернены. Камера откачивалась до остаточного вакуума 5×10^{-6} торр.

Термический атомизатор представлял собой танталовый тигель в виде трубки диаметром 3 мм и длиной 50 мм с толщиной стенок 100 мкм, помещенный внутрь танталового нагревателя. Достигалась температура тигля $1800-1900^\circ\text{C}$. Атомный пучок формировался системой диафрагм. Его расходимость составила ≈ 40 мрад. Для создания атомного пучка тугоплавких элементов и труднорастворимых соединений использовалась импульсная лазерная атомизация образца. Излучение YAG-лазера вводилось в отделение атомизатора камеры взаимодействия через специальное окно и с помощью подвижной призмы направлялось на вращающуюся мишень под углом $\approx 70^\circ$ к ее поверхности. С помощью длиннофокусной линзы с $F=200$ мм излучение лазера фокусировалось на поверхности мишени, размер пятна фокусировки можно было менять от 0,3 до 3 мм, варьируя тем самым плотность мощности лазерного излучения на мишени.

Система светосбора состояла из двух линз ($F=40$ мм) и сферического зеркала. Между линзами помещался полосовой интерференционный фильтр с шириной пропускания $\Delta\lambda=10+20$ нм, подавлявший нерезонансный фон до 10^3 раз. Для уменьшения фона от γ -излучения радиоактивных изотопов ФЭУ-136 размещался на расстоянии ~ 40 см от зоны взаимодействия. В результате этих мер фон снижался до единиц имп/с при импульсной регистрации или до уровня собственных шумов ФЭУ (~ 40 имп/с) - при непрерывной регистрации. Полная эффективность регистрации фотонов составила $\eta_r \approx 6 \times 10^{-3}$.

Сигнал с ФЭУ поступал на быстрый усилитель, дискриминатор-формирователь и многоканальный анализатор, на

основе блоков КАМАК и компьютера типа IBM AT-286, с помощью которого проводилось накопление экспериментальных данных и их обработка, контроль и управление экспериментом. Созданное электронное и программное обеспечение позволяло в широких пределах изменять режим накопления данных: от однократного медленного сканирования (с длительностью до 40 мин.); быстрого сканирования (4 с) в течение одного оборота испаряемой мишени и до многократного, в течение нескольких часов, быстрого сканирования в автоматическом режиме с суммированием спектров, контролем, управлением и обратной связью с характеристиками лазерного излучения. При работе с импульсной лазерной атомизацией применялась дополнительная система стробирования, отпирающая счетчики системы регистрации только в момент пролета атомного сгустка через зону взаимодействия.

Раздел 3 второй главы посвящен описанию экспериментов, проведенных с имплантированными образцами изотопов Gd в Ta и Al подложку. Точное знание количества вещества, времени, за которое оно испарялось, а также оптических характеристик и переходов Gd позволило оценить предельные достигнутые параметры установки.

Минимальное необходимое количество вещества для измерения одного спектра составило $N_a \approx 2,6 \times 10^{11}$ атомов в образце. Минимальный регистрируемый поток атомов из атомизатора составил $\psi_s \approx 6,5 \times 10^{10}$ ат./с. Эта величина соответствует потоку атомов через зону взаимодействия $\approx 6,5 \times 10^6$ ат./с. Она объясняется высокой скоростью регистрации спектра (4 сек.) и не является показательной. В случае медленной регистрации спектра (эксперимент с ^{182}Hf - глава 3) в течении ~ 3 -х часов и общем испаренном количестве образца $\sim 10^{12}$ атомов минимальный регистрируемый поток из атомизатора составил $\sim 10^8$ ат./с. или $\sim 10^4$ ат./с. через зону взаимодействия.

Экспериментальное разрешение для элементов средней массы ($A \approx 100$) составило $\Delta\nu \approx 25$ МГц в случае термического атомизатора и $\Delta\nu \approx 50$ МГц - в случае лазерного. Эффективность, достигнутая в экспериментах с Gd, была около 1

отсчета на 10^9 атомов, вылетающих из испарителя.

Эффективность установки как таковой (не включая параметров, зависящих от конкретных оптических и других характеристик исследуемых атомов), составила величину $\eta_s \approx 5,7 \times 10^{-7}$. В целом основные параметры установки находятся на уровне аналогичных установок, основанных на методе лазерной резонансной флуоресценции на ортогональных атомных пучках и в благоприятных случаях могут конкурировать с лучшими параметрами, достигнутыми при использовании других методов.

Намечены пути увеличения чувствительности и эффективности эксперимента. Они касаются двух направлений: улучшение сбора фотонов и уменьшение доплеровских потерь атомов. Одним из дополнительных путей увеличения экспериментальной чувствительности представляется предложенный нами новый метод записи спектра – так называемая время-пролетная лазерная флуоресцентная спектроскопия [7].

В третьей главе описаны экспериментальные исследования цепочек изотопов U , Ti и Hf , в ходе которых измерялись изотопические сдвиги и сверхтонкие расщепления их оптических линий. Описаны характеристики всех использовавшихся для измерений оптических переходов и обоснован их выбор. Приведены экспериментальные особенности при работе с каждым элементом и режимы измерений. Рассматривается процедура определения констант сверхтонкого расщепления из экспериментальных спектров. Приводятся полученные экспериментальные данные по ИС и константам СТС, большинство из которых определено впервые. Проводится сравнение отношений сверхтонких констант с известными ранее для других уровней и оценивается величина сверхтонкой аномалии.

Первый раздел главы посвящен экспериментам с изотопами ^{233}U , ^{236}U и ^{238}U . Так как уран является достаточно труднолетучим элементом ($T_k = 4091$ К), для получения атомного пучка использовалась термическая диссоциация его окиси (U_3O_8) в присутствии тория. Образцы помещались в танталовый тигель, где нагревались до температуры 1800–2000 К. В качестве образцов использовались как смесь всех исследуемых

четно-четных изотопов урана в равных количествах, так и обогащенные до 70–80% одним из нечетных изотопов (^{233}U или ^{235}U) образцы.

Измерения проводились на двух оптических переходах с длинами волн $\lambda = 5758,14 \text{ \AA}$ и $\lambda = 5915,42 \text{ \AA}$. Полученные в результате значения изотопических сдвигов имеют лучшую точность, чем известные ранее. При определении констант СТС в случае ^{235}U учитывались измеренные с высокой точностью методом двойного радиочастотного резонанса константы А и В для основного состояния. При помощи метода наименьших квадратов и χ^2 -критерия рассматривались различные варианты идентификации компонент СТС и, после вычисления всех неизвестных констант СТС, спектр реконструировался до полного совпадения с экспериментально наблюдаемым.

Во втором разделе главы 3 представлены результаты лазерно-спектроскопических измерений ИС и сверхтонкого расщепления (СТР) на 8 оптических переходах изотопов $^{46-50}Ti$.

Для получения пучка свободных атомов применялся метод лазерного испарения. Оптимальные рабочие условия включали в себя: 1) выбор подходящей плотности мощности лазерного излучения для эффективной атомизации образца и приемлемой заселенности нижнего уровня выбранного оптического перехода и 2) синхронизацию импульсов излучения лазера и регистрирующей электроники таким образом, чтобы обеспечить приемлемые фоновые условия и ширину остаточного доплеровского контура линии излучения исследуемых атомов.

Использовался образец металлического титана с естественным содержанием изотопов или образец обогащенного ^{49}Ti в виде прессованной таблетки TiO_2 . Резонансная флуоресценция регистрировалась по спонтанному излучению на более низлежащие состояния основного мультиплета a^3F .

Впервые получены данные об изотопических сдвигах для исследованных нами изотопов титана на 8 выбранных переходах. Приводятся рассчитанные из полученных данных магнитные дипольные и электрические квадрупольные константы для трех возбужденных состояний обоих нечетных изотопов титана. Для уровня $^3P_2^0$ константы А и В определены впервые.

Величины сверхтонких аномалий, рассчитанных с использованием магнитных моментов, определенных методом ЯМР для всех исследованных уровней не превышают 0,4%, что указывает на незначительное различие в распределении магнитного момента в ядрах ^{47}Ti и ^{49}Ti .

Третий раздел посвящен экспериментам с изотопами $^{174,176-180}\text{Hf}$ и ^{182}Hf и, на основе полученных данных об их ИС и константах СТС, обработке экспериментальных спектров изомера $^{178\text{m}2}\text{Hf}$, измеренных во Франции.

Приводятся результаты систематических исследований ИС и СТС в оптических спектрах изотопов Hf на трех оптических переходах. Изотопический сдвиг ^{182}Hf был измерен впервые. В измерениях обычно использовался режим многократного сканирования в выбранном интервале частот. Система стабилизации позволяла удерживать начальную частоту сканирования в пределах 10–20 МГц. Программа накопления информации предусматривала блокировку входа счетчиков во время скачков частоты лазерного излучения до возвращения ее к начальному уровню системой стабилизации. Это позволило избежать искажений спектра при сбоях работы лазера.

Применялась лазерная атомизация образца. При оптимальных условиях испарения выход составлял $\sim 10^{12}$ атомов на 1 импульс лазера. В качестве образцов использовались: пластинка металлического гафния натурального изотопного состава; прессованные таблетки из окислов (HfO_2) разделенных изотопов ^{177}Hf и ^{179}Hf ; пластинка металлического вольфрама, облученная тормозным излучением с граничной энергией 25 МэВ. В ней в результате реакции (γ, α) на изотопе ^{186}W образовывался изотоп ^{182}Hf в количестве $\sim 10^{15}$ ядер ($T_{1/2} = 9 \cdot 10^6$ лет).

Приведены полученные значения констант СТС. Константы А и В уровня $^5\text{G}_3^0$ для ^{177}Hf с хорошей точностью совпадают с измеренными ранее. Все остальные значения констант СТС (для пяти уровней) получены впервые. Приводятся отношения СТ-констант. Значения сверхтонких аномалий, определенных из измеренных отношений констант А и данных по магнитным моментам, с большой точностью измеренных ранее, не превысили 0,2%, что, как и в случае Ti указывает на близость

распределения магнитного момента в ядрах ^{177}Hf и ^{179}Hf .

Приводятся значения изотопических сдвигов для всех исследованных оптических переходов. Малая ширина линий (~ 45 МГц), большая статистика событий и хорошая воспроизводимость результатов позволили в большинстве случаев достичь точности значений разностей резонансных частот, более высокой, чем в предыдущих измерениях.

Определение констант СТС изомера $^{178\text{m}2}\text{Hf}$, положения центра тяжести СТС и, соответственно, изомерного сдвига проводилось подгонкой к экспериментальным данным методом наименьших квадратов (с критерием χ^2). В результате были получены следующие значения:

$$A(^3P_2) = 161,8(3) \text{ МГц} \quad B(^3P_2) = -2227,5(18,2) \text{ МГц}$$

$$A(^1P_1^0) = -50,3(1,1) \text{ МГц} \quad B(^1P_1^0) = 1267,5(11,3) \text{ МГц}$$

констант СТС для нижнего и верхнего уровней, соответственно. Изомерный сдвиг оказался отрицательным и равнялся:

$$\delta\nu^{178\text{g},\text{m}2} = \nu^{178\text{m}2} - \nu^{178\text{g}} = -139,5(8,3) \text{ МГц},$$

что указывает на уменьшение зарядового радиуса ядра изомера.

Четвертая глава посвящена определению ядерных параметров исследованных изотопов U, Ti, Hf и обсуждению полученных результатов. Описаны процедуры извлечения зарядовых радиусов для каждого элемента и все привлекаемые для этого дополнительные расчетные и/или экспериментальные величины. Полученные результаты обсуждаются в рамках капельной модели с привлечением экспериментальных и расчетных значений параметров деформации различных порядков, а также толщины поверхностного слоя ядра. Приводятся полученные значения магнитных дипольных и электрических квадрупольных моментов.

Раздел 4.1 посвящен исследованным изотомам урана. Для расчета специфического массового сдвига (СМС) применялся метод графика Кинга. Показано, что в качестве чистого перехода с нулевым СМС мог использоваться переход с $\lambda = 502,7$ нм на уровень с $E = 19850 \text{ см}^{-1}$. Приводятся полученные значения СМС и полевых сдвигов. На основе этих значений делается оценка возможных примесей других конфигураций.

Определены относительные значения изменения средне-квадратичных зарядовых радиусов исследованных ядер (табл.1).

Таблица 1. Относительные и абсолютные значения изменений СКЗР изотопов урана

A	A'	$\lambda_{rel}^{A, A'}$	$\delta\langle r^2 \rangle^{A, A'}, \text{фм}^2$
233	238	2,598(11)	0,383(44)
234	238	1,994(9)	0,293(34)
235	238	1,670(7)	0,246(28)
236	238	1,00	0,147(17)
233	235	0,928(5)	0,137(16)
234	236	0,994(5)	0,146(17)

Для получения абсолютных значений разностей СКЗР из относительных использовалась известная величина $\delta\langle r^2 \rangle$ для изотопной пары $^{233}\text{U} - ^{238}\text{U}$, составляющая 0,383(44) фм^2 и определенная из ИС в спектрах КХ-лучей [8]. Полученные таким способом значения $\delta\langle r^2 \rangle$ хорошо согласуются с приведенными в обзоре [2], но имеют вдвое лучшую точность. В то же время значения $\delta\langle r^2 \rangle$, определенные из измерений спектров мезоатомов, в среднем на 30% больше.

Таблица 2. Отношения магнитных дипольных и электрических квадрупольных моментов ^{233}U и ^{235}U

g^{233}/g^{235}	μ^{233}/μ^{235}	Q_s^{233}/Q_s^{235}	Q_0^{233}/Q_0^{235}
-2,185(2)	-1,5604(14)	0,746(2)	0,975(3)

В табл. 2 представлены определенные из полученных констант СТС отношения электрических и магнитных моментов и связанных с ними величин. Эти отношения согласуются с известными ранее, но менее точными [9]. Низкая точность измеренных другими методами значений не позволяет сделать определенного вывода о величине сверхтонкой аномалии. Заметное отличие магнитных дипольных моментов ядер ^{233}U и

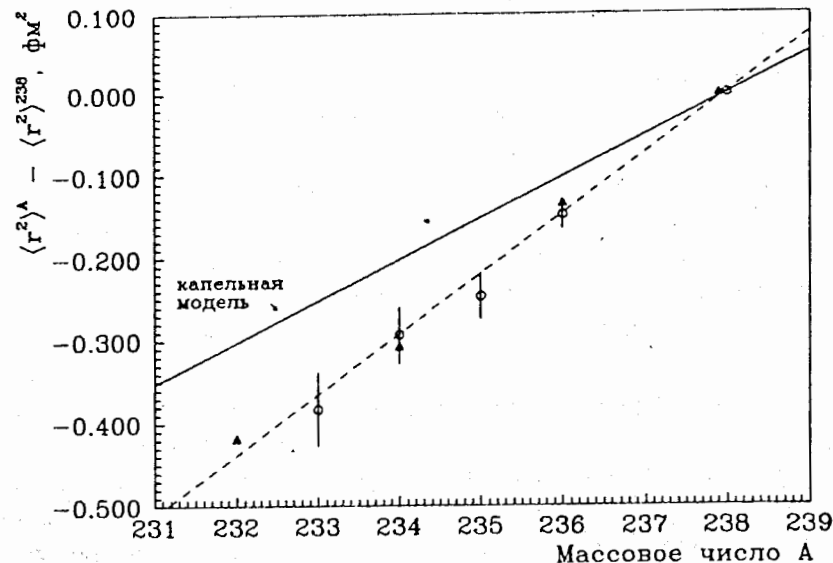


Рис.1. зависимость разности СКЗР ядер U от массового числа:
o - эксперимент, Δ - расчет по капельной модели с учетом деформации

^{235}U связано с разными квантовыми характеристиками нечетного нейтрона в этих ядрах: $\pi[633]5/2^+$ и $\pi[143]7/2^-$, соответственно.

Зависимость разности СКЗР исследованных изотопов U от массового числа близка к линейной (рис.1). Для ^{238}U параметры квадрупольной, октупольной и гексадекапольной деформации, соответственно, составляют $\beta_2 = 0,2863(24)$ [5], $\beta_3 = 0,087(6)$ [10], $\beta_4 = 0,0672(49)$ [11]. Для других изотопов урана значения β_1 отличаются не более, чем на 0,02. При этом с уменьшением числа нейтронов в ядре величины β_2 падают, β_4 растут а β_3 меняются слабо. Расчеты $\delta\langle r^2 \rangle$ по капельной модели обнаруживают хорошее согласие с экспериментальными данными, если учесть известные значения приведенных выше параметров деформации. Такое поведение параметров деформации может объяснить наблюдаемую зависимость $\delta\langle r^2 \rangle$ от A: основной вклад в изменение СКЗР вносит изменение объема ядра, а вклад за счет изменения деформации незначителен.

Определен параметр четно-нечетных различий, составивший

для ядра ^{235}U $\gamma = 0,652(6)$, что типично для большинства нечетных ядер.

В разделе 4.2 описана процедура извлечения СКЗР из измеренных экспериментальных данных для изотопов Ti и обсуждаются полученные результаты. Извлечение зарядового радиуса ядра из изотопических сдвигов в случае легких элементов сопряжено с двумя трудностями: полевой сдвиг (ПС) достаточно мал, что требует чрезвычайно высокой точности измерения ИС, а СМС относительно велик и недостаточная точность определения его может существенно повлиять на результат. В случае титана эта трудность была преодолена посредством использования результатов совместного анализа мюонных данных с данными по рассеянию электронов [12]. Используя метод графика Кинга и эти модельнонезависимые изменения СКЗР, были определены СМС на исследованных оптических переходах. Приведены определенные значения СМС и электронного фактора $F = E \cdot f$.

Таблица 3. Относительные и абсолютные значения изменения СКЗР и абсолютные значения СКЗР исследованных ядер Ti

A	$\lambda_{rel}^{A, 48}$	$\delta \langle r^2 \rangle^{A, 48}, \text{фм}^2$	$\langle r^2 \rangle^{1/2}, \text{фм}$ эта работа	$\langle r^2 \rangle^{1/2}, \text{фм}$ из [17]
46	1	0,108(6)	3,6139(27)	3,614(4)
47	0,161(34)	0,017(4)	3,6016(29)	3,5984(6)*)
48			3,5990(27)	3,599(4)
49	-1,309(148)	-0,141(17)	3,5806(47)	3,5770(8)*)
50	-1,528(158)	-0,165(19)	3,5760(33)	3,576(4)

*) - модельнонезависимые значения

Изменения СКЗР определялись как посредством прямой калибровки к значению $\delta \langle r^2 \rangle$ из мезонных данных для реперной пары изотопов $^{46,48}\text{Ti}$, так и с использованием рассчитанных значений электронного фактора. В обоих случаях результаты совпадали с хорошей точностью. Значения изменений СКЗР ядер титана из оптических данных были получены впервые и заметно превышают по точности известные ранее (определенные другими

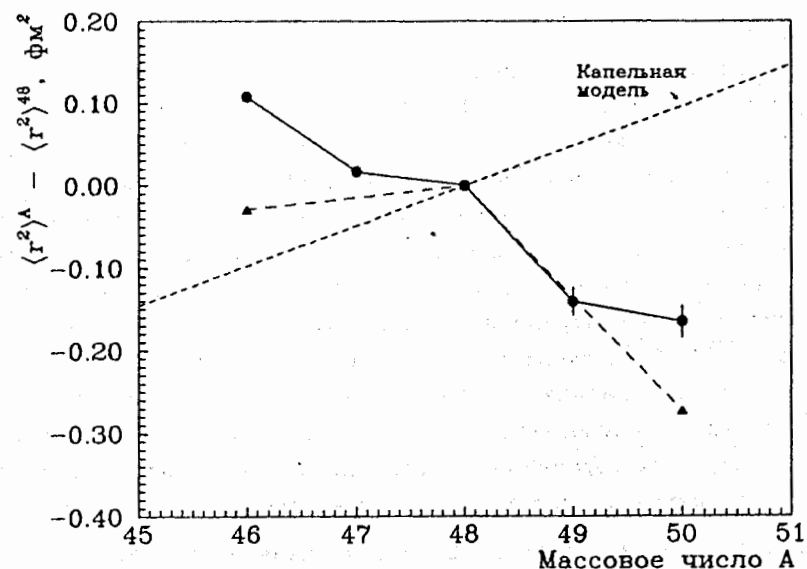


Рис. 2. Зависимость $\delta \langle r^2 \rangle$ исследованных ядер Ti от массового числа: о - эксперимент, Δ - расчет по каплевой модели с учетом деформации

методами). Определены абсолютные значения СКЗР (табл. 3.).

Зависимость изменения СКЗР $\delta \langle r^2 \rangle$ ядер исследованных изотопов Ti от числа нейтронов представлена на рис. 2. Величина зарядового радиуса в данной области резко уменьшается с добавлением числа нейтронов, подобно поведению изотопов Ca . Это противоречит рассчитанным по каплевой модели значениями, где зарядовый радиус должен расти. Расчет по двухпараметрической формуле с учетом деформации для значений параметров деформации β_2 из работы [5] и β_3 , вычисленных из вероятностей переходов $B(E3)$ [10], не дает разумного согласия с экспериментальными данными. Зарядовый радиус продолжает расти для ^{46}Ti при уменьшении числа нейтронов в ядре и незначительном увеличении суммарной деформации. Для объяснения этого необычного поведения СКЗР ядер изотопов Ti необходим учет каких-либо других эффектов и, в частности, толщины поверхностного слоя ядра. Увеличение параметра толщины поверхностного слоя на величину ~2,5% могло бы обеспечить согласие расчета с экспериментом. Этот факт,

по-видимому дает некоторые указания на возможность существования протонного гало в области более нейтронно-дефицитных ядер Ti. Наиболее вероятным кандидатом на это представляется $^{42}_{22}\text{Ti}$, который может состоять из дважды магического кора $^{40}_{20}\text{Ca}$ и двух протонов, образующих гало.

Третий раздел главы представляет результаты по параметрам ядер исследованных изотопов Hf, а также определенные с помощью этих данных из спектров, полученных во Франции, ядерные параметры (СКЗР, моменты) высокоспинового изомера $^{178m2}\text{Hf}$. Приводится обсуждение полученных данных.

Значения изменений СКЗР (табл. 4) из измеренных ИС рассчитывались аналогично U и Ti с помощью графика Кинга и метода Гоудсмита-Ферми-Сегре. Показано, что в качестве чистого можно рассматривать переход типа $ns^2 \rightarrow nsnp$ с $\lambda=545,3$ нм.

Таблица 4. Относительные и абсолютные изменения СКЗР ядер Hf

A'	A	$\lambda_{rel}^{A, A'}$	$\lambda^{A, A'}, \text{фм}^2$	$\delta\langle r^2 \rangle^{A, A'}, \text{фм}^2$
178	174	1,690(27)	0,122(7)	0,127(8)
178	176	0,854(13)	0,061(4)	0,063(4)
178	177	0,625(14)	0,045(2)	0,047(2)
179	178	0,361(10)	0,026(2)	0,027(2)
180	178	1	0,072(4)	0,075(4)
182	180	0,651(25)	0,047(4)	0,048(4)

Полученные данные хорошо согласуются с результатами других работ [2], где значения $\delta\langle r^2 \rangle$ определялись из измеренных значений ИС в оптических спектрах, как правило, другими методами и с меньшей точностью. Величина изменения СКЗР $\delta\langle r^2 \rangle$ для изотопа ^{182}Hf получена впервые.

Параметр четно-нечетных различий зарядового радиуса ядра γ в случае изотопов ^{177}Hf и ^{179}Hf составляет величину, соответственно 0,536(31) и 0,722(20), что типично для ядер данной области.

На рис.3 представлена зависимость изменения зарядового радиуса $\delta\langle r^2 \rangle^{100, N}$ при изменении числа нейтронов в ядре, которая является характерной и для соседних элементов. В

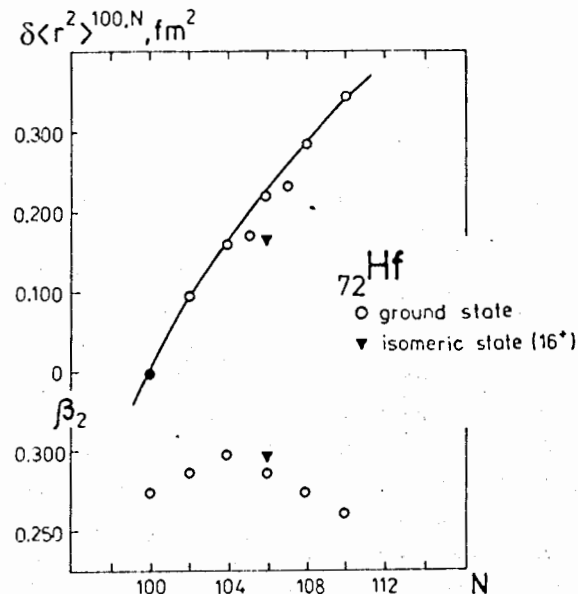


Рис. 3. Изменение СКЗР $\delta\langle r^2 \rangle$ и квадрупольной деформации β_2 для измеренных изотопов и изомера (178m2) гафния.

исследованных изотопах Hf преобладающей является квадрупольная деформация, достигающая максимального значения при $N=104$ (^{176}Hf). В результате этого рассчитанная по капельной модели зависимость СКЗР должна иметь характерный излом при $N=104$. В то же время экспериментальная зависимость является значительно более плавной. Учет экспериментальных параметров деформации более высоких порядков затруднителен, т.к. значения β_3 и β_4 измерены с гораздо меньшей точностью, чем значения β_2 . В то же время из теоретических расчетов формы ядер [13] следует сильная зависимость значений β_4 от числа нейтронов в ядре. При этом изменение β_4 по абсолютной величине противоположно изменению β_2 . Такое поведение гексадекапольной деформации ослабляет влияние квадрупольной деформации на зарядовый радиус ядра. Однако количественного согласия с экспериментом не достигается. По-видимому, либо реальные значения β_4 больше расчетных, либо необходимо принимать во внимание и другие эффекты, влияющие на величину зарядового радиуса, например, толщину

поверхностного слоя ядра.

Полученное с помощью наших данных для изотопов Hf значение изменения СКЗР ядра ^{178}Hf в основном и изомерном состоянии составило:

$$\delta \langle r^2 \rangle^{178,178m2} = -0,074(10) \text{ фм}^2.$$

Эта величина несколько больше значения, полученного в работе [14], хотя оба значения и совпадают в пределах взаимных ошибок. Величина изменения СКЗР изомера практически совпадает с разностью СКЗР для пары изотопов ^{176}Hf и ^{178}Hf , и значит, разрыв двух нуклонных пар в ядре отражается на СКЗР ядра как удаление двух нейтронов. Уменьшение зарядового радиуса ядра изомера связано, по-видимому, с эффектом блокировки нулевых колебаний ядерной поверхности неспаренными нуклонами. Подобный эффект наблюдался в сечениях реакции передачи пары нейтронов (p, t) на тандеме в Орсе в экспериментах с мишенью $^{178m2}Hf$ [15]. Авторами этот результат интерпретировался как двойной нечетный эффект. Результаты теоретических расчетов Хартри-Фока-Боголюбова дают лишь правильный знак: $\delta \langle r^2 \rangle^{178,178m2} = -0,021 \text{ фм}^2$ [16].

Для магнитного момента изомера была получена величина:

$$\mu^{178m2} = 8,17(3) \text{ я.м.},$$

которая заметно отличается от полученного ранее значения $\mu^{178m2} = \pm 7,26(+20)(-00) \text{ я.м.}$, измеренного методом ядерной ориентации [17]. Это отличие может быть обусловлено как меньшей, чем указано, точностью измерений в работе [17], так и тем фактом, что распределение магнитного момента в возбужденном ядре существенно отличается от распределения в основном состоянии, и для изомера уже нельзя пренебречь сверхтонкой аномалией. Теоретические расчеты в рамках модели Нильсена дают значение магнитного момента $\mu = 7,82 \text{ я.м.}$, т.е. ближе к измеренному лазерным методом значению.

Значение внутреннего квадрупольного момента составило:

$$Q_0^{178m2} = 7,45(13) \text{ б.}$$

Эта величина больше внутреннего момента основного состояния, определенного из вероятности $B(E2)$ перехода [5]: $Q_0^{178} =$

6,961(43) б. Следовательно, деформация в изомерном состоянии увеличивается и β_2^{178m2} , как и в случае $\delta \langle r^2 \rangle$, становится близким к параметру β_2^{176} . Теоретические расчеты методом Хартри-Фока-Боголюбова дают значения $Q_0 = 7,37 \text{ б}$ - для изомера и $7,28 \text{ б}$ - для основного состояния [16].

В заключении диссертации приведены основные результаты, полученные в ходе выполнения настоящей работы и выносимые на защиту:

1. Проведены прецизионные измерения ИС и СТС для оптических линий изотопов Ti , Hf и U с числом нейтронов $24 \leq N \leq 28$, $102 \leq N \leq 110$, $141 \leq N \leq 146$ методами резонансной лазерной флуоресценции на атомном пучке. Для изотопов ^{47}Ti , ^{49}Ti , ^{182}Hf изотопические сдвиги измерены впервые. Для большинства остальных изотопов измерения были проведены впервые прецизионной лазерной методикой.

2. Для ряда возбужденных уровней нечетных изотопов Ti , Hf и U впервые получены значения констант сверхтонкого взаимодействия, которые позволяют оценить величину сверхтонкой аномалии, связанную с распределением магнитного момента в указанных ядрах. Выяснено, что в исследованных ядрах Ti и Hf величина этой аномалии незначительна, что указывает на идентичность распределения магнитного момента в ядрах соседних нечетных изотопов этих элементов.

3. Использование полуэмпирической процедуры и метода графика Кинга для обработки экспериментальных данных позволило получить информацию об изменениях СКЗР исследованных изотопов, а также данные о дипольных магнитных и квадрупольных электрических моментах. На основе этой информации для изотопов $^{174,176-180,182}Hf$ была проведена обработка экспериментальных данных по изомеру $^{178m2}Hf$, полученных во Франции и рассчитаны изменение СКЗР изомера и его моменты. Впервые получены данные о СКЗР ядра ^{182}Hf . Данные об изменениях СКЗР для изотопов ^{46}Ti , ^{47}Ti , ^{48}Ti , ^{49}Ti , ^{50}Ti были получены впервые оптическим методом, а для изотопов U (за исключением ^{235}U и ^{238}U) - впервые с использованием высокоточных лазерных методов. Полученные

значения изменений СКЗР имеют, как правило, лучшую точность, чем измеренные ранее.

4. Проведен детальный анализ полученных зависимостей СКЗР от числа нейтронов и сравнение результатов с предсказаниями капельной модели с учетом параметров деформации различных порядков, которые позволили выявить следующие закономерности:

- хорошее совпадение зависимости СКЗР от числа нейтронов с предсказаниями капельной модели для изотопов U с учетом известных параметров деформации;

- плавный рост СКЗР с увеличением числа нейтронов, наблюдаемый для изотопов Hf характерен и для многих других элементов, однако, в данном случае, учет известных экспериментальных параметров квадрупольной и октупольной деформации не приводит к количественному согласию с предсказаниями капельной модели. Для изомера ^{178m}Hf наблюдается уменьшение зарядового радиуса при одновременном росте деформации;

- необычное поведение СКЗР для изотопов Ti : наблюдаемый рост СКЗР с уменьшением числа нейтронов не может быть объяснен изменением деформации и может быть связан с изменением толщины поверхностного слоя ядра.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах:

1. Gangrsky Yu.P., Kuldjanov B.K., Marinova K.P., Markov B.N., Zemlyanoi S.G.. Nuclear Charge Radii Changes and Electromagnetic Moments of Actinides Determined by Laser Spectroscopy.// Weak and Electromagnetic Interactions in Nuclei: Proc. of the Intern. Symposium (WEIN-89), Montreal, 15-19 May, 1989. - Gif-sur-Yvette: Ed. Frontieres, 1989, p. 819-821.
2. Гангрский Ю.П., Земляной С.Г., Марков Б.Н., Чан Конг Там, Изосимов И.Н.. Установка для исследования резонансной флуоресценции атомов с лазерной атомизацией вещества.// ПТЭ. - 1990, № 1. - с.168-171.; Препринт ОИЯИ Р13-88-770. - Дубна, 1988.-6с.
3. Гангрский Ю.П., Земляной С.Г., Маринова К.П., Марков

Б.Н., Кульджанов Б.К. и др.. Измерение зарядовых радиусов и электромагнитных моментов ядер тяжелых ядер методами лазерной спектроскопии. // Междунар. школа-семинар по физике тяжелых ионов. Дубна, октябрь 1989.: Сб. трудов- (ОИЯИ Д7-90-142). - Дубна, 1990, с.294-302.

4. Гангрский Ю.П., Земляной С.Г., Кульджанов Б.К., Маринова К.П., Марков Б.Н.. Определение разностей зарядовых радиусов и отношений электромагнитных моментов ядер урана методом резонансной лазерной флуоресценции.// Изв. АН СССР, сер. физ. - 1990. - т.54, № 5. - с.830- 835.; Препринт ОИЯИ Р15-89-812 - Дубна, 1989.-10с.
5. Гангрский Ю.П., Земляной С.Г., Кульджанов Б.К., Маринова К.П., Марков Б.Н., А.И.Муминов.. Измерение отношений электромагнитных моментов ядер методом резонансной лазерной флуоресценции.//Материалы III Всесоюзного совещ. по ядерно- спектроскопическим исследованиям сверхтонких взаимодействий. Алма-Ата, март 1989 г. - М.: МГУ, 1990, с.25-31.
6. Изосимов И.Н., Гангрский Ю.П., Земляной С.Г., Маринова К.П., Марков Б.Н. и др.. Применение методов лазерной спектроскопии для исследования характеристик актинидных ядер.//Workshop on Application of Lasers in Atomic Nuclei Research, Dubna, Dec., 1990./JINR D15-91-410. - Dubna, 1991, pp. 60-66.
7. Anastassov A., Gangrsky Yu.P., Kul'djanov B.K., Marinova K.P., Markov B.N., Penionzhkevich Yu.E., Sagaidak R.N., Zemlyanoi S.G.. Investigation of Hafnium Isotopes and Isomers by Laser Spectroscopic Techniques.// Workshop on Application of Lasers in Atomic Nuclei Research, Dubna, Dec., 1990./JINR D15-91-410. - Dubna, 1991, pp.10-16.
8. Anastassov A., Gangrsky Yu.P., Marinova K.P., Markov B.N., Zemlyanoi S.G.. Spectroscopy of Long-Lived Hafnium Isotopes and Isomers on Atomic Beams Produced by Laser Evaporation of the Samples.//Workshop on Application of Lasers in Atomic Nuclei Research, Dubna, Dec., 1990./JINR D15-91-410. - Dubna, 1991, pp.17-31.
9. Gangrsky Yu.P., Kul'djanov B.K., Marinova K.P., Markov

- B.N., Zemlyanoi S.G.. *Determination of Changes for the Charge Radii and Electromagnetic Moments Ratios of the Uranium Nuclei.* // *Workshop on Application of Lasers in Atomic Nuclei Research, Dubna, Dec., 1990./JINR D15-91-410.* - Dubna, 1991, pp. 48-54.
10. Anastassov A., Gangrsky Yu.P., Kul'djanov B.K., Marinova K.P., Markov B.N., Nadjakov E., Zemlyanoi S.G.. *Hyperfine Splitting Constants of the a^3F_3 and $z^5G_3^0$ HfI Levels.* - Dubna, 1992. - 6p. - (JINR E6-92-319).; // *Zeitschrift fur Physik D.* 1992. v. 25, pp. 1-2.
 11. Anastassov A., Gangrsky Yu.P., Kul'djanov B.K., Marinova K.P., Markov B.N., Zemlyanoi S.G.. *Nuclear Charge Radii Changes of Uranium and Hafnium Isotopes Determined by Laser Spectroscopy.* // *Hyperfine Interactions.* 1992. v. 74, pp. 31-40.
 12. Гангрский Ю.П., Земляной С.Г., Кульджанов Б.К., Маринова К.П., Марков Б.Н. *Измерение разностей зарядовых радиусов ядер гафния методом лазерной резонансной флуоресценции:* Препринт ОИЯИ Р6-93-298. Дубна, 1993. 11с. // *ЖЭТФ.* 1994. т. 105, с. 250-259.
 13. Anastassov A., Gangrsky Yu.P., Kul'djanov B.K., Marinova K.P., Markov B.N., Zemlyanoi S.G. *Isotope Shifts and Hyperfine Splittings in HfI: Changes in Nuclear Charge Radii of Stable Isotope and ^{182}Hf .* // *Z. Phys. A.* 1994. v. 348, pp. 177-181.
 14. Anastassov A., Gangrsky Yu.P., Marinova K.P., Markov B.N., Zemlyanoi S.G. *Optical Isotope Shifts and Changes in Nuclear Charge Radii of Stable Ti Isotopes.* // *Z. Phys. D.* 1994. v. 30, pp. 275-278.

Цитированная литература

1. Копферман Г. *Ядерные моменты:* Пер. с нем./ Под ред. М.Е. Жаботинского. М.: Изд. иностранной литературы, 1960.
2. Aufmuth P., Heilig K. and Steidel A. *At. Data Nucl. Data Tables.* 1987. v. 37, p. 455-490.
3. Andl A., Bekk K., Göring S. et al. *Phys. Rev. C.* 1982 v. 26, p. 2194- 2203.
4. Touchard F., Guimbal P., Bittenbach S. et al. *Phys. Lett. B.* 1982. v. 108, p. 169-176.
5. Raman S., Malarkey C. H. et al. *At. Data Nucl. Data Tables.* 1987. v. 36, p. 1-43.
6. Bemis C.B., Beene J.R., Young J.P., Kramer S.D. *Phys. Rev. Lett.* 1979. v. 43, p. 1854-1858.
7. А.с. 1553888 СССР, МКИ G 01 N 21/64. *Способ лазерной атомно- флуоресцентной спектроскопии и устройство для его осуществления / Ю.П.Гангрский, С.Г.Земляной и др.* // *Открытия. Изобретения.* 1990. № 12, с. 183.
8. Boehm F., Lee D.L. *ADNDT.* 1974. v. 14, p. 605-612.
9. Raghavan P. *ADNDT.* 1989. v. 42, p. 189-208.
10. Spear R.H. *At. Data Nucl. Data Tables.* 1989. v. 42, p. 55-91.
11. Zumbro J.D., Shera E.B., Tanaka Y. et al. *Phys. Rev. Lett.* 1984. v. 53, p. 1888-1892.
12. Wohlfahrt H.D., Shera E.B., Hoehn M.V., Yamazaki Y., Steffen R.M. *Phys. Rev. C.* 1981 v. 23, p. 533-548.
13. Möller P., Nix J.R. *At. Data Nucl. Data Tables.* 1981. v. 26, p. 165-196.
14. Boos N., Le Blank F. et al. *Phys. Rev. Lett.* 1994. v. 72, p. 2689-2692.
15. Rotbard G., Berrier-Ronsin G. et al. *Phys. Rev. C.* 1993. v. 48, p. R2148-R2150.
16. Girod M., Delaroche J.P. *Private Communication.* 1994.
17. Postma H., Kasteleinen B. Severijns N. et al. *Hyp. Int.* 1989. v. 52, p. 79-87.

Рукопись поступила в издательский отдел
12 апреля 1995 года.