

69447

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

6-2009-1

К-21

На правах рукописи  
УДК 539.184.26

КАРАИВАНОВ  
Димитър Веселинов

СВЕРХТОНКОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ  
В ОПТИЧЕСКИХ СПЕКТРАХ  
И ЯДЕРНЫЕ МОМЕНТЫ ИЗОТОПОВ  $^{22, 23}\text{Na}$ ,  $^{151-155}\text{Eu}$

Специальность: 01.04.16 — физика атомного ядра  
и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Дубна 2009

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ДИССЕРТАЦИОННОЙ РАБОТЫ

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

### Научные руководители:

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

Земляной С. Г.

Маринова К. П.

### Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук,  
профессор  
доктор физико-математических наук  
ведущий научный сотрудник

Вылов Ц. Д.

Карпешин Ф. Ф.

### Ведущая организация:

Научно-исследовательский институт ядерной физики  
им. Д. В. Скобельцына (Московский государственный университет  
им. М. В. Ломоносова)

Защита диссертации состоится: "13" ~~марта~~ 2009 года  
в "15" час на заседании диссертационного совета Д 720.01.06 при  
Лаборатории ядерных реакций Объединенного института ядерных  
исследований, г. Дубна, Московская область.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Автореферат разослан "\_\_\_" \_\_\_\_\_ 2009 года.

Ученый секретарь  
диссертационного совета  
кандидат физико-математических наук



Попеко А. Г.

**Актуальность темы.** К настоящему времени, важным направлением лазерной спектроскопии является исследование изотопов и изомеров, находящихся за пределами долины стабильности, что отражается в интенсивном развитии разнообразных on-line методов. Для большого круга элементов уже проводились систематические исследования в длинных цепочках изотопов, как в основном, так и в изомерном состоянии. Большой вклад внесен коллинеарной лазерной спектроскопией. Несмотря на это, в пределах таких цепочек все еще существуют ядра, которые, благодаря своей специфике, оставались долгое время недоступными для изучения. Заполнение этих пробелов особенно важно для ядер, находящихся в традиционно интересных для ЛС областях: например, в областях перехода деформации, где происходит ее резкое изменение, или в областях вблизи замкнутых нейтронных или протонных оболочек. Именно к таким ядрам относятся рассматриваемые в настоящей диссертации изотопы  $^{22}\text{Na}$  и  $^{152,154,155}\text{Eu}$ . Отсутствие лазерно-спектроскопической информации для этих изотопов связано с целым рядом трудностей – как физического, так и химического характера. Интенсивность потоков этих ядер, непосредственно получаемых в реакциях, недостаточна для on-line измерений. В тоже время они достаточно долгоживущие, что позволяет исследовать их при помощи off-line метода лазерно-индуцированной резонансной флуоресценции в атомном пучке. В этом проявляются преимущества этого метода, а также необходимость его дальнейшего развития и применения.

**Цель работы.** Цель работы – определение: ядерных моментов  $^{22}\text{Na}$ ,  $^{152}\text{Eu}$ ,  $^{154}\text{Eu}$  и  $^{155}\text{Eu}$ , сверхтонкой магнитной аномалии (СМА) между изотопами европия и лютеция. Измерения проводились методом лазерно-индуцированной резонансной флуоресценции в атомном пучке. Были поставлены следующие задачи:

1. Улучшить параметры существующей экспериментальной установки до нужного уровня, позволяющего разрешить СТР в оптических спектрах Na и Eu при малых исходных количества вещества.
2. Определить электрический квадрупольный момент  $^{22}\text{Na}$  и извлечь параметр квадрупольной деформации.

3. Определить электрические квадрупольные и магнитные дипольные моменты ядер  $^{152,154,155}\text{Eu}$ .

4. Получить информацию о сверхтонкой магнитной аномалии (СМА) в цепочке изотопов  $^{151-155}\text{Eu}$  и  $^{175,176}\text{Lu}$ .

#### Научная новизна работы

1. Разрешение экспериментальной установки повышено до естественной ширины атомных линий при сохранении чувствительности на уровне  $10^{12}$  атомов в образце. В результате появилась возможность определения мультипольных моментов ядер с высокой точностью, вплоть до учёта таких тонких эффектов как влияния поправок высших порядков на константы сверхтонкого расщепления и сверхтонкой магнитной аномалии.

2. Впервые методом лазерно-индуцированной резонансной флуоресценции в атомном пучке определены знак и значение спектроскопического электрического квадрупольного момента  $^{22}\text{Na}$ , что позволило впервые получить модельно независимые значения для его внутреннего квадрупольного момента и параметра квадрупольной деформации. Впервые получены значения константы СТР атомного уровня  $3p\ ^2P_{3/2}$  и измерен его изотопический сдвиг (ИС) по отношению к  $^{23}\text{Na}$ .

3. Для  $^{152}\text{Eu}$ ,  $^{154}\text{Eu}$  и  $^{155}\text{Eu}$  определены значения магнитного дипольного и электрического квадрупольного моментов: для  $^{155}\text{Eu}$  впервые свободные от влияния электронных эффектов второго порядка и с точностью, превышающей более чем на порядок точность существующих данных, для  $^{152}\text{Eu}$  впервые определен и знак квадрупольного момента. Также получены: впервые константы СТР исследованного оптического перехода  $^{154,155}\text{Eu}$ , новые значения ИС и более точные изменения среднеквадратичного зарядового радиуса (СКЗР) в цепочке  $^{151-155}\text{Eu}$ .

4. Впервые определена сверхтонкая магнитная аномалия в цепочке  $^{151-155}\text{Eu}$ . Получены новые, более корректные значения СМА между изотопами  $^{155}\text{Lu}$  и  $^{156}\text{Lu}$ .

#### Практическая ценность работы

1. Возможность использовать модернизированной установки для прецизионного измерения ядерных моментов и исследования слабых эффектов (например, СМА) широкого круга элементов. Введенные усовершенствования имеют универсальный характер и могут быть применены и к другим существующим установкам подобного типа.

2. Разработан температурный режим испарения, который обеспечивает максимальную степень атомизации образцов, содержащих микроколичества исследуемого вещества.

3. Внесен вклад в существующую базу данных о целом ряде ядерных и атомных параметров. Вклад определяется тем, что некоторые параметры получены впервые, а точность других, уже известных параметров, существенно повышена.

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались на следующих научных конференциях: VI International School-Seminar on Heavy Ion Physics, JINR, Dubna, Russia, September 1997; Международное совещание по физике атомного ядра. Москва, Россия, 16-19 июня 1998; Sixteenth international conference on atomic physics. Ontario, Canada, August 3-7, 1998; 4th International Workshop, Application of Lasers in Atomic Nuclei Research, Poznan, Poland, May 24-27, 1999; Europhysics conference. 31<sup>st</sup> EGAS, Marseille, July 6-9, 1999; Седьмая научная конференция молодых ученых и специалистов, ОИЯИ, Дубна Россия 3-8 февраля 2003; 53-ое Международное Совещание по Ядерной Спектроскопии и Структуре Атомного Ядра, Москва, Россия, 7-10 октября 2003; Восьмая научная конференция молодых ученых и специалистов, ОИЯИ, Дубна Россия, 2-6 февраля, 2004; 6th International Workshop, Application of Lasers in Atomic Nuclei Research, Poznan, Poland, May 24-27, 2004.

Структура диссертации. Диссертация состоит из введения, 5 глав, заключения и списка литературы. Полный объем работы составляет 110 страниц, включая 21 рисунок и 18 таблиц. Библиография содержит 117 работ.

Публикации. По материалам диссертации опубликовано 10 научных работ в реферируемых научных журналах.

## Краткое содержание работы

Во введении обоснована актуальность работы, определена ее цель, описаны задачи, которые были выполнены, приведены основные научные результаты и структура диссертации.

Первая глава посвящена короткому описанию сверхтонкого взаимодействия электронная оболочка - атомное ядро. Оно вызывает два эффекта, наблюдаемые в атомных спектрах: сверхтонкое расщепление (СТР) и изотопический сдвиг (ИС). Приведены зависимости, связывающие СТР с электрическим квадрупольным и магнитным дипольным моментом ядра и ИС с зарядовым радиусом. В параграфе 1.1 рассмотрено СТР, которое является расщеплением уровня тонкой структуры с моментом  $J$  на ряд компонент, характеризуемых полным угловым моментом  $F = I + J$ . Здесь  $I$  спин ядра. В первом приближении энергетическое смещение уровней  $F$  сверхтонкого расщепления по отношению к нерасщепленному уровню  $J$  описывается двухпараметрической формулой Казимира первого порядка [1]:

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

где  $K = F(F+1) - J(J+1) - I(I+1)$ . В этом уравнении константа  $A$  связана с магнитным дипольным взаимодействием, а константа  $B$  – с электрическим квадрупольным взаимодействием. В параграфе 1.1.1, дается выражения для константы  $A$  в случае “приближения точечного ядра”:

$$A = \mu_I \times \frac{\langle H(0) \rangle}{IJ}. \quad (2)$$

Здесь:  $\mu_I$  – магнитный момент ядра;  $\langle H(0) \rangle$  – магнитное поле, создаваемое электронами незаполненных оболочек в месте расположения ядра.

Параграф 1.1.2 рассматривает влияние конечного распределения токов и магнитных моментов в реальных ядрах на взаимодействие ядро – электронная оболочка. Основное внимание уделено поправке Бора-Вайскопфа [2]  $\varepsilon_{BW}$ , которая учитывает распределение магнитных моментов. В этом случае формула (2) переходит в:

$$A = \mu_I \frac{\langle H(0) \rangle}{IJ} (1 + \varepsilon_{BW}). \quad (3)$$

Теоретическая оценка  $\varepsilon_{BW}$  довольно сложная. Прямое экспериментальное определение для данного изотопа также невозможно, однако, возможно определение ее разности,  ${}^1\Delta^2$ , для двух изотопов 1 и 2 данного элемента. Она называется сверхтонкой магнитной аномалией (СМА):

$${}^1\Delta^2 \approx {}^1\varepsilon_{BW} - {}^2\varepsilon_{BW} \quad \text{или} \quad {}^1\Delta^2 = \frac{{}^1A^2 g_I}{{}^2A^1 g_I} - 1. \quad (4)$$

Здесь  ${}^1g$  и  ${}^2g$  гиромангнитные отношения для изотопов 1 и 2. Экспериментальное значение СМА позволяет судить о:

- среднем радиусе распределения в ядре валентных нуклонов, которые определяют значение магнитного момента, и
- соотношении составляющих спинового и орбитального магнитного момента.

Параграф 1.1.2 посвящен эффектам, которые надо учитывать для определения части СМА, связанной только с распределением магнитных дипольных моментов. Параграф 1.1.3 посвящен электрическим квадрупольным взаимодействием. Его константа  $B$  (см. формула 1.1) определяется формулой:

$$B = eQ_s \langle V_{zz}(0) \rangle, \quad (5)$$

где:  $Q_s$  – спектроскопический квадрупольный момент ядра;  $\langle V_{zz}(0) \rangle$  – градиент электрического поля, создаваемого электронами в месте расположения ядра. Рассматриваются эффекты поляризации электронной оболочки, например поправка Штернхеймера, влияющие на наблюдаемый квадрупольный момент.

Параграф 1.2 посвящен изотопическому сдвигу (ИС),  $\delta\nu_{IS}^{AA'}$  – сдвиг относительно друг друга атомных уровней и спектральных линий, принадлежащих различным изотопам данного элемента. ИС имеет две составляющие:

$$\delta\nu_{IS}^{AA'} = \delta\nu_{MS}^{AA'} + \nu_{FS}^{AA'}. \quad (6)$$

Здесь:  $\delta\nu_{MS}^{AA'}$  – массовый сдвиг,  $\nu_{FS}^{AA'}$  – полевой сдвиг.

Массовый сдвиг связан с изотопическим изменением массы ядра и определяется двумя факторами:

$$\delta\nu_{MS}^{AA'} = \delta\nu_{NM}^{AA'} + \delta\nu_{SM}^{AA'} \quad (7)$$

$\delta v_{NM}^{AA'}$  – нормальный массовый сдвиг – вводит поправку на приведенную массу электрона.

$\delta v_{SM}^{AA'}$  – специфический массовый сдвиг, возникает из-за влияния коррелированного движения электронов на энергию отдачи ядра.

Полевой сдвиг связан с изменением распределения ядерного заряда и дает информацию о изменении среднеквадратического зарядового радиуса (СКЗР)  $\delta \langle r^2 \rangle^{AA'}$

$$\delta v_{IS}^{AA'} = F_{el} \delta \langle r^2 \rangle^{AA'} \quad (8)$$

$F_{el}$  называется электронным фактором; он пропорционален электронной плотности в центре ядра для измеряемого оптического перехода.

**Вторая глава** посвящена описанию экспериментальной методики и модификациям установки. В **параграфе 2.1** коротко рассмотрены основные преимущества лазерной спектроскопии по сравнению с традиционной оптической: высокая чувствительность и высокое разрешение.

**Параграф 2.2** посвящен использованному экспериментальному методу – лазерно-индуцированной резонансной флуоресценции в атомном пучке. Сущность метода следующая: коллимированный атомный пучок пересекается перпендикулярно лазерным лучом. Частота лазерного излучения меняется и когда она совпадает с какой-то из резонансных частот атомов пучка, происходит процесс резонансной флуоресценции. Регистрация флуоресценции ведётся синхронно с изменением частоты лазерного луча. Ортогональная геометрия эксперимента устраняет доплеровский сдвиг линии, а коллимация атомного пучка снижает доплеровское уширение линии. Далее в параграфе рассматриваются основные факторы, определяющие чувствительность и разрешение метода. Обсуждены возможности метода и приведены его преимущества и недостатки. Определены основные требования к экспериментальной установке для получения максимально высокой чувствительности и разрешения.

В **параграфе 2.3** приводится описание экспериментальной установки. Лазерное излучение генерируется перестраиваемым кольцевым лазером (SP-380D). Он накачивается аргоновым лазером (SP-2030). Параметры излучения лазера на красителе

контролируются блоком активной стабилизации (SP-388) и сканирующей электроникой (SP-359). Частотная калибровка производится при помощи прецизионного конфокального интерферометра Фабри-Перо (Burleigh CET-500P) с константой 150 МГц. Лазер работал на красителе Rhodamine 6G, накачивался линией аргона с  $\lambda = 514,178$  нм и мощностью 4 Вт. Он генерировал вторичное излучение в диапазоне 560-620 нм с шириной линии  $\approx 3$  МГц и типичной мощностью 100 мВт.

Система регистрации флуоресценции состоит из: фотоумножителя (ФЭУ-136); быстрого усилителя (СУ-4К); дискриминатора и анализатора (в одном блоке 1201 – Polon) и системы счетчиков. Управление осуществляется компьютером.

Атомный пучок создается термическим испарением в тигле. До температур  $\approx 1300^\circ\text{C}$  тигель прогревается при помощи расположенной вокруг него электрически нагреваемой вольфрамовой спирали, а до  $\approx 2100^\circ\text{C}$  посредством электронной бомбардировки. Тигель изготовлен из тантала и снабжен капиллярным отверстием для первоначальной коллимации пучка, который потом дополнительно коллимируется диафрагмами. Система сбора света составлена из сферического и эллиптического зеркал. Центр кривизны сферического зеркала совпадает с одним из фокусов эллиптического зеркала, и в этом месте пересекаются атомный и лазерный пучки. Свет флуоресценции собирается во втором фокусе эллиптического зеркала, там находится фотокатод ФЭУ. Он защищён от засветки лазера при помощи системы почернённых диафрагм, расположенных в двух тубусах, по которым подаётся и отводится лазерный луч. Для уменьшения его отражения входное и выходное отверстия тубусов снабжены окнами Брюстера.

Для трудно испаряемых образцов или когда нужно заселить высоко лежащий начальный уровень исследуемого перехода применяется испарение с поверхности образца посредством облучения мощным YAG-лазером [3]. Для этого имеется отдельная камера.

**Параграф 2.4** посвящен усовершенствованию установки. В первую очередь нужно было повысить ее разрешение. Основаниями для этого были:

- Малое сверхтонкое расщепление возбужденного уровня натрия, выбранного для определения квадрупольного момента.
- Высокая точность, необходимая для определения СМА, которая обычно является эффектом порядка или меньше 1%. Получение точности порядка, например, 10% для эффекта в 1%, требует, чтобы неопределенности отдельных величин были меньше 0,1%.

Далее, нужно было сохранить (или даже повысить) чувствительность установки (минимальное количество исследуемых атомов в образце, позволяющее получить достоверно наблюдаемый сигнал). Основные причины следующие:

- трудности получения изотопов  $^{22}\text{Na}$  и  $^{152,154,155}\text{Eu}$  с нужной чистотой и в количествах, превышающих  $10^{13}$ - $10^{14}$  атомов;
- необходимость избежать неприемлемого радиоактивного загрязнения камеры.

В параграфе 2.4.2 описывается модернизация системы атомизации. Поставлены были две задачи. Первая – уменьшение потерь вещества при коллимации для повышения чувствительности. Для этого введены ряд изменений в конструкции тигля, основная из которых оптимизация отношения длина–диаметр капилляра. Сейчас оно составляет десять при диаметре капилляра 0,4 мм. Вторая задача – повышение температуры атомизации и ее стабильности – для расширения круга исследуемых элементов и большей свободы выбора исходного химического соединения. Это потребовало некоторой перестройки в системе нагрева тигля. Сделаны новые крепления тигля и спирали, изменены размеры спирали. В результате нужная температура тигля поддерживалась с хорошей стабильностью; ее можно было плавно регулировать, а при необходимости – быстро поднимать до нужного уровня и поддерживать одинаковой во всем объеме тигля.

В параграфе 2.4.3 рассматривается модификация системы сбора света. Нужно было повысить отношения сигнал–шум. Главный источник шума это засветка фотоумножителя от разогретого тигля и лазерного луча. Для ее снижения сделан коллиматор (из рассеивающих и фокусирующих линз), дающий возможность применять для защиты фотоумножителя интерференционные фильтры. Таким способом получено 60-кратное снижение фона и в 30 раз улучшено отношения сигнал–шум. Также сделана система для

применения сборок из обычных светофильтров, что приводит к приблизительно 9-кратному повышению отношения сигнал–фон.

Следующий этап усовершенствования описан в параграфе 2.4.4 и касается уменьшения флуктуации фонового сигнала – для снижения уровня минимального регистрируемого сигнала и повышения его стабильности. Для этого введены ряд изменений в систему питания фотоумножителя, в основном касающиеся делителя напряжения.

В параграфе 2.5 рассматриваются основные параметры (чувствительность, разрешение, селективность) усовершенствованной установки. Показано, что чувствительность установки определяется целым рядом процессов, которые характеризуются соответствующими эффективностями. Приведены значения эффективностей и проведено сравнение между расчетным и реально полученным значением чувствительности. Экспериментально достигнутая чувствительность установки составляет  $10^{13}$  атомов в образце ( $10^{12}$  атомов для масс-сепарированных образцов) при частотном разрешении порядка 5 МГц. В заключении отметим, что введением описанных модификаций параметры лазерного спектрометра существенно улучшены, и он полностью удовлетворяет современным требованиям к установкам для прецизионного измерения ядерных моментов.

Третья глава посвящена описанию экспериментов по измерению СТР и определению квадрупольного момента  $^{22}\text{Na}$ . Две причины делают ядра с  $A = 22$  особо интересными для понимания коллективных ядерных свойств: 1) они относятся к наиболее деформированным ядрам в области легких масс и 2) имеют большое число нуклонов сверх заполненных оболочек  $^{16}\text{O}$ . До наших работ не было однозначного суждения о величине электрического квадрупольного момента  $^{22}\text{Na}$ . Значение  $Q_s = 0,029(8)$  б, полученное методом пересечения атомных уровней  $^{22}\text{Na}$  в магнитном поле (эффект Ханле) [4], существенно меньше другого известного значения  $Q_s = 0,208(4)$  б, полученного из измерений вероятности E2 переходов между уровнями ротационной полосы  $^{22}\text{Na}$  [5].

В параграфе 3.1 приводится описание эксперимента по измерению СТР  $^{22}\text{Na}$ . Изотоп был получен в реакции  $^{19}\text{F}(\alpha, n)^{22}\text{Na}$  на мишени  $\text{AlF}_3$  и путем химической сепарации выделен в виде соединения  $\text{NaCl} \times \text{H}_2\text{O}$ . Образец для атомизации представлял

танталовую фольгу (размером  $\approx 5 \times 5$  мм), на которую наносился и высушивался водный раствор  $\text{NaCl} \times \text{H}_2\text{O}$ . Образцы содержали приблизительно  $2 \cdot 10^{13}$  атомов  $^{22}\text{Na}$  и примерно в  $10^4$  раз больше атомов  $^{23}\text{Na}$ . Для уменьшения содержания мешающего  $^{23}\text{Na}$  тигель и танталовая подложка предварительно прогревались, при изготовлении образца  $^{22}\text{Na}$  использовались реактивы с минимальным содержанием  $^{23}\text{Na}$ . Атомизация проводилась при  $T = 600 - 700^\circ\text{C}$ , что обеспечивало стабильный пучок атомов  $^{22}\text{Na}$  в течение  $\sim 10$  минут.

**Параграф 3.2** посвящен экспериментальным результатам и их анализу. СТР было исследовано на  $D_2$  линии (переход  $3s \ ^2S_{1/2} \rightarrow 3p \ ^2P_{3/2}$ ,  $\lambda = 588,99$  нм). Экспериментальная ширина отдельных линий в спектре была 20 МГц, т.е. порядка естественной ширины  $D_2$  линии составляющей 9,7 МГц.

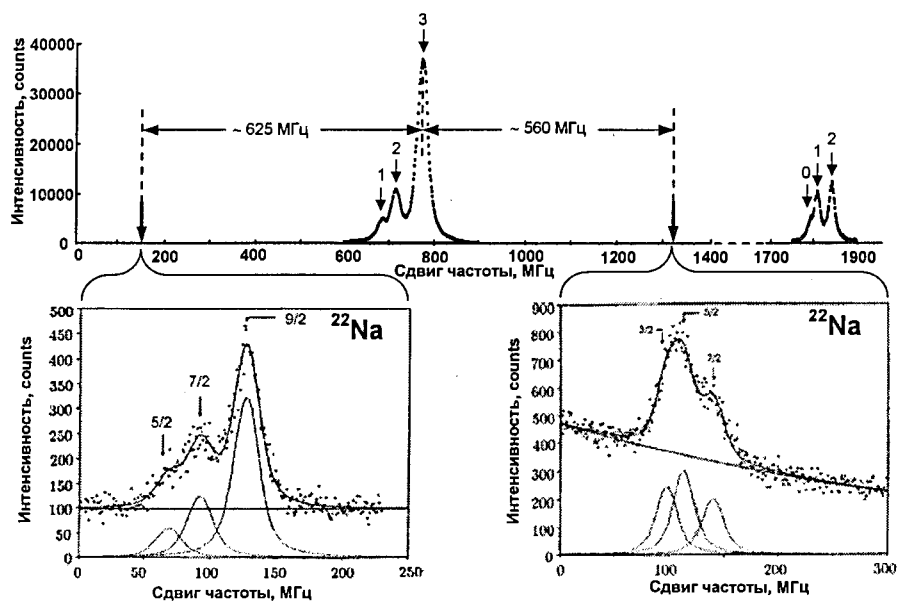


Рис. 1. Спектр СТР  $^{23}\text{Na}$  на  $D_2$  линии. Пики обозначены через полное квантовое число  $F'$  возбужденного уровня. Стрелками указано расположение триплетных групп  $^{22}\text{Na}$ , которые внизу показаны в развернутом виде. Для них показано также разложение спектра на отдельные линии и фит к полному спектру (сплошная кривая).

СТР каждой группы  $^{22}\text{Na}$  измерялась одновременно с низкоэнергетической ( $F = 2 \rightarrow F' = 1, 2, 3$ ) группой стабильного  $^{23}\text{Na}$  (см. Рис. 1), которая являлась реперной точкой в измерениях ИС. Для точного определения начальной частоты сканирования лазера использовался независимый опорный сигнал (от второй камеры взаимодействия) стабильного натрия. Анализ экспериментальных спектров проводился посредством программы "Peakfit", пики аппроксимировали профилем Фойгта. Константы СТР обоих изотопов определены из экспериментальных значений интервалов СТР, применяя метод наименьших квадратов к формуле (1).

**Параграф 3.3** посвящен квадрупольному моменту и деформации  $^{22}\text{Na}$ . Градиент электрического поля, создаваемого в ядре электронной оболочкой, не зависит от изотопа и поэтому спектроскопический квадрупольный момент  $Q_s(^{22}\text{Na})$  можно определить из отношения  $Q_s(^{22}\text{Na}) = Q_s(^{23}\text{Na}) [B(^{22}\text{Na})/B(^{23}\text{Na})]$ , где  $B$  электрическая квадрупольная константа для  $^{22}\text{Na}$  и  $^{23}\text{Na}$ , а  $Q_s(^{23}\text{Na})$  спектроскопический квадрупольный момент  $^{23}\text{Na}$ . Мы получаем  $Q_s(^{22}\text{Na}) = 0,183(11)$  б. Это значение хорошо согласуется с теоретическим расчетом работы [6] и вписывается в экспериментальную систематику (см. Рис. 2). По проекционной формуле в случае жесткого ротатора для внутреннего квадрупольного момента  $^{22}\text{Na}$  получаем:  $Q_0(^{22}\text{Na}) = 0,439(26)$  б. Данные о внутреннем квадрупольном моменте  $^{22}\text{Na}$  уже имеются. Они извлечены из измерений из вероятности E2 переходов между уровнями ротационной полосы [5]. Их средневзвешенное значение:  $Q_0(^{22}\text{Na}) = 0,50(1)$  б, что несколько больше чем полученное нами.

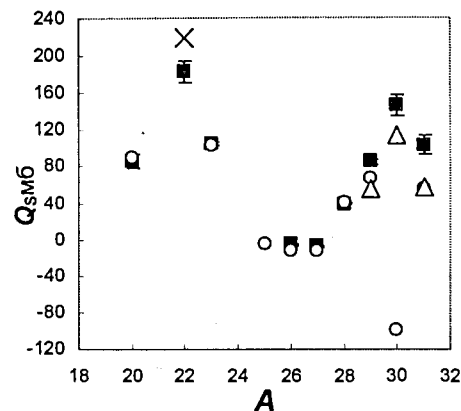


Рис. 2. Экспериментальные ( $\blacksquare$ ) и расчетные ( $\circ$ ,  $\Delta$ ,  $\times$ ) значения  $Q_s$  для изотопов Na. Рисунок взят из работы [6] ( $^{20,26-31}\text{Na}$ ). К нему добавлены экспериментальные значения для  $^{22}\text{Na}$  и  $^{23}\text{Na}$  из настоящей работы.

Этот факт может быть связан со следующими причинами:

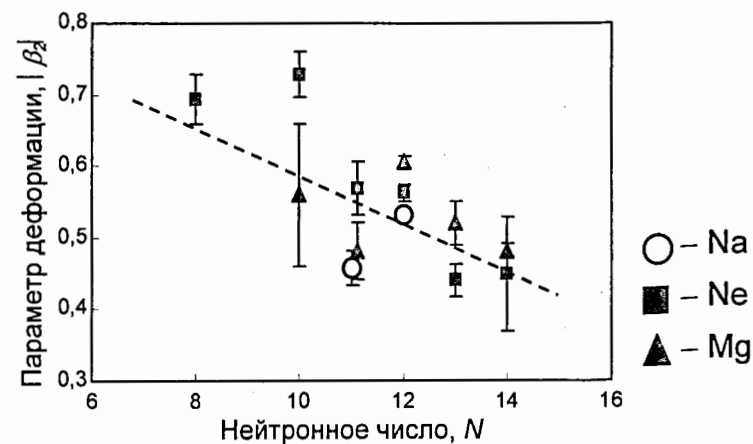
- 1) измеренный нами спектроскопический квадрупольный момент дает информацию лишь о статической деформации, в то время как результаты [5] чувствительны также к динамической деформации;
- 2) при извлечении квадрупольных моментов в работах [5] возможное смешивание ротационных полос не учитывалось.

Параметр квадрупольной деформации  $\beta_2$  получен, используя капельную модель ядра [7]. Эта модель учитывает эффекты отклонения плотности нейтронов и протонов от их постоянного значения в объеме, рассматривает диффузионную поверхность ядра и включает влияние деформации разных порядков на форму ядра. Результаты приведены в Таблице 1. Значения параметра деформации  $^{22}\text{Na}$  и  $^{23}\text{Na}$  хорошо вписываются в общую тенденцию зависимости параметра деформации от нейтронного числа (см. Рис. 3).

**Таблица 1.** Спин, спектроскопический и внутренний квадрупольные моменты и параметры деформации  $^{22}\text{Na}$  и  $^{23}\text{Na}$ . Приведены расчетные значения  $Q_s$  по оболочечной модели для нейтронной *sp*-оболочки.

	<i>I</i>	$Q_s$ , б	$Q_0$ , б	$\beta_2$	$Q_s(\text{cal})$ , б	Ссылка
$^{22}\text{Na}$	3	0,183(11)	0,439(26)	0,457(24)	0,22 0,221	[8] [9]
$^{23}\text{Na}$	3/2	0,1056(12)	0,528(6)	0,532(5)	0,115 0,1065	[9] [10]

Расчетные значения квадрупольного момента  $Q_s$  для  $^{22}\text{Na}$  и  $^{23}\text{Na}$ , полученные в рамках оболочечной модели, приведены в ряде работ. Наилучшее совпадение с экспериментом для  $^{23}\text{Na}$  получено в [10], но к сожалению, там не приводятся результаты о  $^{22}\text{Na}$ . Расчетные значения  $Q_s(^{22}\text{Na})$  из [9] и [8] практически совпадают (см. Табл. 1) между собой, но больше (приблизительно на 20%) чем экспериментально полученные в настоящей работе. Такие различия наблюдаются и для других элементов в обе стороны от экспериментального значения. В некоторых случаях они доходят до 30%.



**Рис. 3.** Систематика зависимости экспериментальных значений параметра деформации  $|\beta_2|$  от числа нейтронов.  $^{22}\text{Na}$  и  $^{23}\text{Na}$  — результаты настоящей диссертации. Штрихованная линия указывает общую тенденцию изменения параметра деформации в данной области.

**Параграф 3.4** посвящен изотопическому сдвигу  $^{22,23}\text{Na}$  на  $D_2$  линии. Он определяется как  $\delta\nu^{23,22} = \delta\nu^{22} - \delta\nu^{23}$ , где  $\delta\nu^{22}$  и  $\delta\nu^{23}$  обозначают частоты центра тяжести СТР  $D_2$  линии соответственно  $^{22}\text{Na}$  и  $^{23}\text{Na}$ . Используя определенные значения констант СТР и измеренные значения интервалов СТР, получаем  $\delta\nu^{23,22} = -757,72(24)$  МГц.

**Четвертая глава** посвящена описанию экспериментов по измерению СТР и определению ядерных моментов  $^{152,154,155}\text{Eu}$ . Эти изотопы интересны потому что: 1) находятся в переходной области деформации и отсутствуют достаточно точные значения для квадрупольного и магнитного момента  $^{152}\text{Eu}$ ,  $^{154}\text{Eu}$  и  $^{155}\text{Eu}$  и 2) теоретически предсказано наличие СМА [11].

В параграфе 4.1 приводится описание эксперимента по измерению СТР изотопов  $^{152,154,155}\text{Eu}$ . Они были получены в реакциях:  $^{151}\text{Eu}(n, \gamma)^{152}\text{Eu}$ ,  $^{181}\text{Ta}(p, xp, yn)^{154}\text{Eu}$  и  $^{154}\text{Sm}(n, \gamma)^{155}\text{Sm} \xrightarrow{\beta} ^{155}\text{Eu}$  на обогащенном ( $\approx 85\%$ )  $^{154}\text{Sm}$ . Далее, путем химической сепарации извлекались из мишени и в виде водного раствора  $\text{Eu}(\text{NO}_3)_3 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$  наносились на танталовую фольгу



размером  $\approx 5 \times 5$  мм, которая потом высушивалась. Образцы содержали приблизительно  $10^{13}$  атомов изотопов  $^{152,154,155}\text{Eu}$ . Типичный изотопный состав образцов был следующий –  $^A\text{Eu} : ^{153}\text{Eu} : ^{151}\text{Eu} = 1:10^2: 7 \cdot 10^3$ , где  $A = 152, 154, 155$ . Термическое разложение (атомизация)  $\text{Eu}(\text{NO}_3)_3 \times 6\text{H}_2\text{O}$  идет по схеме:  $\text{Eu}(\text{NO}_3)_3 \times 6\text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{Eu}(\text{NO}_3)_3 \rightarrow \text{Eu}_2\text{O}_3 \rightarrow \text{Eu}$ . Поэтому был применен трехступенчатый режим нагревания ( $300^\circ\text{C}$  10 минут  $\rightarrow$   $800^\circ\text{C}$  20 минут  $\rightarrow$   $1550 \div 1800^\circ\text{C}$ ), который обеспечивал стабильный сигнал в течение  $\sim 20$  минут. СТР было исследовано на переходе:

$4f^7 6s^2 \ ^8S_{7/2} (0 \text{ см}^{-1}) \rightarrow 4f^7 6s6p \ ^6P_{5/2} (17707 \text{ см}^{-1}); (\lambda = 564,58 \text{ нм})$ .

Для снижения засветки от разогретого тигля использовалась система стеклянных фильтров ЗС7, ОС12 и СЗС10 с общим коэффициентом пропускания 29% на исследуемой линии. В качестве примера на Рис. 4. показаны: типичный спектр  $^{155}\text{Eu}$  и триплетная группа  $^{152}\text{Eu}$  в развернутом виде.

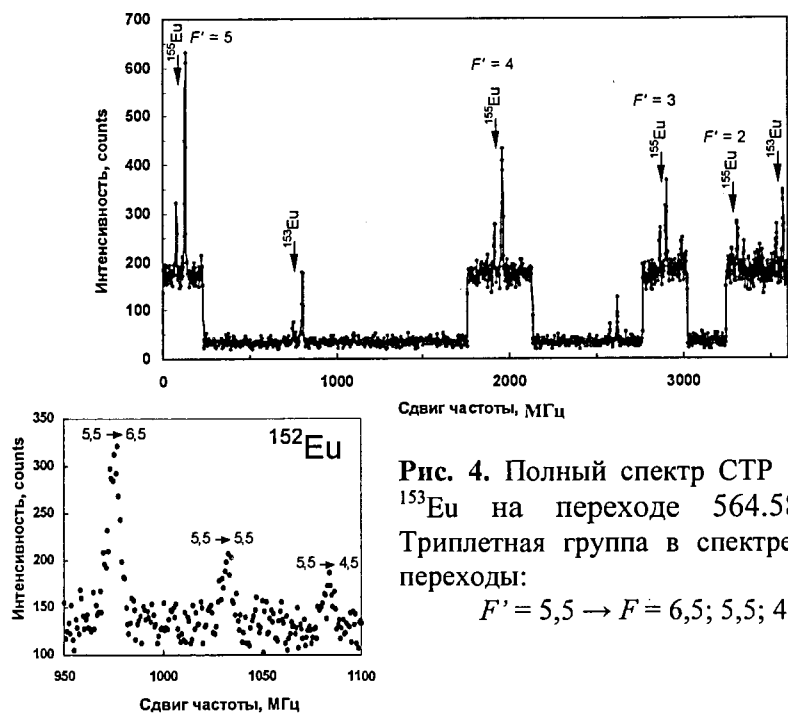


Рис. 4. Полный спектр СТР  $^{155}\text{Eu}$  и  $^{153}\text{Eu}$  на переходе 564.58 нм. Триплетная группа в спектре  $^{152}\text{Eu}$ , переходы:

$$F' = 5,5 \rightarrow F = 6,5; 5,5; 4,5.$$

Для повышения статистики при регистрации  $^{155}\text{Eu}$  скорость сканирования была в 6 раз меньше, а время накопления в канал в 5 раз больше чем для регистрации  $^{153}\text{Eu}$ . Частота лазерного излучения изменялась в диапазоне 5 ГГц, а полное время сканирования было  $\approx 10$  минут. Полностью разрешены все линии СТР. Их экспериментальная ширина составляла 8-9 МГц.

Параграф 4.2 посвящен экспериментальным результатам. Для анализа спектров использовалась программа "Peakfit", пики аппроксимированы профилем Фойгта. Константы СТР обоих изотопов (см. Табл. 2) определены из экспериментальных значений интервалов СТР, применяя метод наименьших квадратов к формуле (1). Значения констант СТР  $^{151,153,155}\text{Eu}$  скорректированы на эффекты второго порядка, которые связаны с перекрытием электронных волновых функции. Показано, что это слабые эффекты, не оказывающие сильного влияния на значения констант СТР.

Таблица 2. Значения констант СТР для нижнего и верхнего уровня оптического перехода.

	A, МГц	B, МГц
$4f^7 6s^2 \ ^8S_{7/2}$		
$^{152}\text{Eu}$	9,343(6)	-2,055(49)
$^{154}\text{Eu}$	9,767(18)	-2,250(24)
$^{155}\text{Eu}$	-8,78(3)	-1,881(39)
$4f^7 6s6p \ ^6P_{5/2}$		
$^{152}\text{Eu}$	262,2(22)	-1038(22)
$^{154}\text{Eu}$	286,46(3)	-1149,84(28)
$^{155}\text{Eu}$	-261,50(11)	-949,68(1,0)

Параграф 4.3 посвящен ядерным моментам изотопов  $^{152,154,155}\text{Eu}$ . Квадрупольные моменты изотопов  $^{152,154,155}\text{Eu}$  (Табл. 3) определены аналогично Na. В качестве репера использован квадрупольный момент  $^{153}\text{Eu}$ ,  $Q_s(153) = 2.412(21)$  б из работы [12]. Он выбран, потому что имеет самую высокую точность по сравнению с точностью других известных значений и в нем не надо вводить поправку Штернхеймера [12]. Внутренние квадрупольные моменты (см. Табл. 3) определены по проекционной формуле в случае жесткого ротатора. Параметр квадрупольной деформации  $\beta_2$  (см. Табл. 4) определен по капельной модели ядра [7]. Для определения магнитных дипольных моментов  $\mu$  использовалось соотношение:

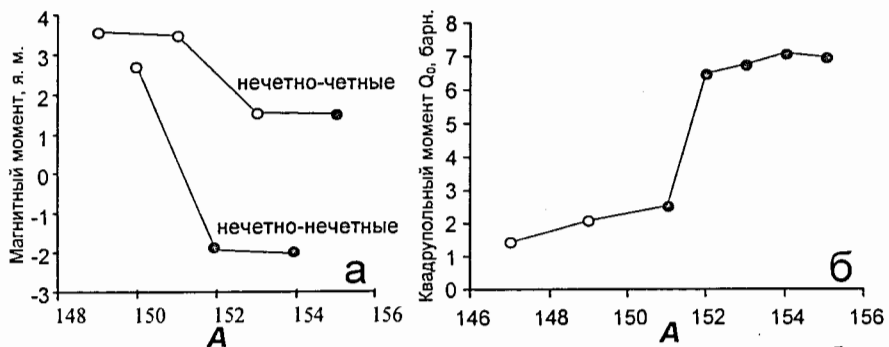
$$\mu(X) = \mu(151)[A(X)I(X)/A(151)I(151)].$$

Здесь:  $I$  спин ядра,  $A$  магнитная дипольная константа основного уровня,  $X = 152, 154, 155$ . Это справедливо поскольку основной уровень исследуемого перехода имеет конфигурацию  $4f^7 6s^2$  со спаренными  $s_{1/2}$  электронами, что делает его нечувствительным к СМА. Как репер использован магнитный момент  $^{151}\text{Eu}$  из [13], определенный с наибольшей точностью.

**Таблица 3.** Магнитные дипольные и электрические квадрупольные моменты  $^{152, 154, 155}\text{Eu}$ .

	$\mu$ , я. м.	Ссылка	$Q_s$ , б	Ссылка
$^{152}\text{Eu}$	-1,9411(13)	диссертация	2,705(8)	диссертация
	-1,913(14)	[14]	2,86(18)	[14]
$^{154}\text{Eu}$	-2,029(4)	диссертация	3,008(1)	диссертация
	-2,02	[14]	3,53	[14]
$^{155}\text{Eu}$	1,520(2)	диссертация	2,488(3)	диссертация
	1,52(2)	[15]	2,48(25)	[15]

В параграфе 4.4 проводится обсуждение результатов по ядерным моментам изотопов европия и сравнение с расчетными значениями. Особенностью изотопов европия является резкое изменение магнитного момента  $\mu$  и квадрупольной деформации  $Q_s$  при  $A = 151$  (см. Рис. 5.).



**Рис. 5.** Изотопическое изменение: а – магнитного и б – квадрупольного момента изотопов европия в диапазоне  $149 \leq A \leq 155$ . Темные кружочки – результаты настоящей диссертации, светлые: магнитный момент из [13], квадрупольный момент из [14].

Магнитные моменты изотопов Eu с четным числом нейтронов хорошо воспроизводится расчетами [11]. Для легких изотопов (включая  $^{151}\text{Eu}$ ) распределение нейтронов по различным состояниям выше магического  $N = 82$  поляризует нейтронный остов, который вносит составляющую в магнитный момент ядра. Для описания двукратного уменьшения магнитного момента при  $A = 153$  в волновую функцию вводится член, учитывающий влияние коллективных (деформированных) состояний.

Деформация изотопов европия рассматривается в работе [16]. Как там указано свойства ядер переходной области (к которой относится и изотопы европия) в большой мере определяются конкуренцией между силами спаривания, стремящимися придать ядру сферическую форму, и поляризующими силами со стороны нуклонов незаполненной оболочки, стремящимися деформировать ядро. В этой работе, используя потенциал Нильссона, получены расчетные значения параметра квадрупольной деформации  $\beta_2$ . Они хорошо совпадают с экспериментальными (см. Табл. 4).

**Таблица 4.** Внутренние квадрупольные моменты  $Q_0$  и параметры квадрупольной деформации  $\beta_2$  изотопов  $^{152, 154, 155}\text{Eu}$ . В последнем столбце приведены расчетные значения  $\beta_2$  из [16].

	$Q_0$ , б	$\beta_2$	Ссылка	$\beta_2$
$^{151}\text{Eu}$	2,5284(36)	0,1252(2)	[12]	0,13
$^{152}\text{Eu}$	6,492(19)	0,3042(8)	диссертация	
$^{153}\text{Eu}$	6,7536(75)	0,3386(3)	[12]	0,30
$^{154}\text{Eu}$	7,2192(24)	0,3339(1)	диссертация	
$^{155}\text{Eu}$	6,9552(84)	0,3225(1)	диссертация	0,31

В параграфе 4.5 представлены наши результаты по изотопическому сдвигу и изменениями среднеквадратичного зарядового радиуса изотопов  $^{151-155}\text{Eu}$  (Табл. 5). Они имеют точность на порядок лучшую, чем точностью других известных значений [17], а также хорошо согласуются с изменениями СКЗР, следующими из систематики [18]. Скачок зарядового радиуса между  $^{151}\text{Eu}$  и  $^{152}\text{Eu}$  подтверждает, что резкое изменение ядерной формы происходит между этими изотопами.

**Таблица 5.** Изотопические  $\delta\nu$  сдвиги по отношению к  $^{153}\text{Eu}$  и изменения СКЗР  $\delta\langle r^2 \rangle$  изотопов  $^{151-155}\text{Eu}$ .

$A$	$\delta\nu^{153,A}$ , МГц	$\delta\langle r^2 \rangle^{153,A}$ , фм <sup>2</sup>
151	3662,0(9)	-0,5544(1)
152	320,80(118)	-0,0501(2)
153	0	0
154	-706,51(171)	0,1081(3)
155	-674,7(10)	0,1051(2)

**Пятая глава** посвящена описанию экспериментов по определению сверхтонкой магнитной аномалии в изотопах европия и лютеция. Эти изотопы характеризуются различием ядерной структуры и формы и поэтому являются очень интересными объектами для исследования СМА.

Терм основного состояния Eu и Lu содержит спаренные s-электроны, что делает его нечувствительным к СМА. Тогда согласно формулы (4), отношение гиромагнитных факторов равно отношению констант  $A$  основного уровня. Поэтому при определении СМА возбужденного уровня формулу (4) можно заменить на:

$${}^1\Delta^2 = \frac{A_1^{gr}}{A_2^{gr}} \cdot \frac{A_2^{exc}}{A_1^{exc}} - 1. \quad (9)$$

Такая замена особенно важна для радиоактивных изотопов, для которых магнитные моменты, а следовательно, и гиромагнитные факторы либо неизвестны, либо измерены с точностью, недостаточной для определения  ${}^1\Delta^2$ .

В параграфе 5.1 рассматриваются неядерные факторы, влияющие на сверхтонкую магнитную аномалию. Согласно [2] это: поправка на приведенную массу частиц, поправка на распределение заряда по объему ядра (эффект Брейта-Розенталя) и учет электронных эффектов второго порядка. Первой поправкой для средних и тяжелых по массе ядер можно пренебречь. Эффект Брейта-Розенталя в нашем случае тоже не оказывает существенное влияние, поскольку его изотопическое изменение исключительно слабое – около  $10^{-4}$  [2]. Также показано, что в случае исследованных переходов европия и лютеция поправки за счет эффектов второго порядка пренебрежимо малы и не влияют на значения СМА.

В параграфе 5.2 приводятся результаты диссертации по СМА в оптических спектрах изотопов  $^{151-155}\text{Eu}$ . Они получены из значения констант магнитного дипольного взаимодействия по формуле (9), приведены в Таблице 6.

**Таблица 6.** СМА возбужденного уровня исследуемых изотопов европия.

Изотопическая пара	${}^1\Delta^2$ , %
151-153	-0,76(3)
152-153	-5,54(80)
153-154	-1,17(19)
153-155	0,25(54)

**Параграф 5.3** посвящен измерением СМА в изотопах  $^{175,176}\text{Lu}$ . Они являются удобными объектами для исследований СМА, так как имеют заметно отличающиеся значения спинов и магнитных моментов. Поэтому можно ожидать и существенного различия в распределениях ядерного магнетизма и, следовательно, заметной СМА.

В большинстве работ (например [19]), посвященных измерению СМА в изотопах лютеция отдельные измерения относились к уровням одного терма. В этом случае сравнение отношений констант СТР уровней разных термов, которые необходимы для определения СМА, может быть искажено возможными систематическими ошибками, присущими каждому из отдельных измерений. Ценность нашей работы состоит именно в том, что константы СТР обоих уровней исследуемого перехода измерены в идентичных условиях, что сильно снижает роль систематических ошибок. Исследовался переход между нижним  $5d6s^2 {}^2D_{3/2}$  и возбужденным  $5d6s6p {}^4F_{3/2}$  уровнями. Использовалась трехуровневая схема: возбуждение атомов Lu – на длине волны 573,7 нм и регистрация резонансной флуоресценции – на 647,8 нм. Это позволило существенно снизить паразитную засветку. Атомный пучок создавался посредством лазерной атомизации из образцов окиси лютеция ( $\text{Lu}_2\text{O}_3$ ) натурального изотопного состава ( $^{175}\text{Lu}$  – 97,4% и  $^{176}\text{Lu}$  – 2,6%). Ширина резонансной линии составляла  $\sim 100$  МГц. Обработка спектров проводилась аналогично уже описанным случаям Na и Eu. Константы СТР получены при помощи формулы (1). Значения СМА

возбужденного уровня  ${}^1\Delta^2 = 0,84(3) \%$  получено с использованием формулы (9).

В параграфе 5.4 проводится обсуждение результатов по СМА. Для изотопической пары  ${}^{151}\text{Eu}$  и  ${}^{153}\text{Eu}$  (см. Таблица 5.2) значение  ${}^1\Delta^2 = -0,76(3) \%$  по видимому связано с наблюдаемым скачком деформации при переходе между нейтронными числами  $N = 88$  и  $N = 90$ . Этот результат подтвержден расчетами [20]. В случае  ${}^{175}\text{Lu}$  и  ${}^{176}\text{Lu}$  оба изотопа имеют приблизительно одинаковые внутренние квадрупольные моменты и СМА  ${}^1\Delta^2 = 0,84(3) \%$  связана не с изменением формы ядра, а с добавлением неспаренного нейтрона к ядру  ${}^{175}\text{Lu}$ . Он увеличивает долю спиновой компоненты в магнитном моменте ядра и приводит к росту среднего радиуса распределения электрического тока и индуцируемого им магнитного момента. Значения СМА для изотопических пар  ${}^{152}\text{Eu} - {}^{153}\text{Eu}$  и  ${}^{153}\text{Eu} - {}^{154}\text{Eu}$  также объясняются добавлением неспаренного нейтрона.

### Заключение

1. Модернизацией экспериментальной установки достигнуто спектральное разрешение 5 МГц на уровне чувствительности  $10^{12}$  исследуемых атомов в образце. Таким образом, ее экспериментальные возможности находятся на качественно новом уровне, что позволяет исследовать такие тонкие эффекты, как, например сверхтонкая магнитная аномалия.

2. Проведены эксперименты по изучению сверхтонкого расщепления  ${}^{22}\text{Na}$  и  ${}^{23}\text{Na}$  на оптической  $D_2$  линии.

2.1. Впервые получены значения магнитной дипольной и электрической квадрупольной констант  ${}^{22}\text{Na}$  для возбужденного  $3p\ 2P_{3/2}$  уровня оптического перехода.

2.2. Впервые определен изотопический сдвиг  ${}^{22}\text{Na}$  по отношению к  ${}^{23}\text{Na}$  на оптической линии  $D_2$ .

2.3. Впервые определен знак электрического квадрупольного момента  ${}^{22}\text{Na}$  и впервые модельно независимым способом (оптическим методом) его значение  $Q_0(22) = 0,439(26)$  б, а также определен параметр квадрупольной деформации  $\beta_2 = 0,435(25)$ , что указывает на вытянутую форму ядра  ${}^{22}\text{Na}$ . Результаты обсуждены с точки зрения различных вариантов оболочечной модели для ядер с заполнением  $sd$ -оболочки.

3. Проведены эксперименты по изучению сверхтонкого расщепления и изотопического сдвига в цепочке изотопов европия:  ${}^{151-155}\text{Eu}$ . Исследован оптический переход между уровнями  $4f^7 6s^2\ 8S_{7/2} \rightarrow 4f^7 6s 6p\ 6P_{5/2}$  в атомах Eu.

3.1. Извлечены и проанализированы магнитная дипольная и электрическая квадрупольная константы сверхтонкого расщепления.

- Впервые получены значения констант сверхтонкого расщепления обоих уровней оптического перехода  ${}^{154}\text{Eu}$  и  ${}^{155}\text{Eu}$ .

- Впервые получены значения констант сверхтонкого расщепления возбужденного  $4f^7 6s 6p\ 6P_{5/2}$  уровня оптического перехода  ${}^{152}\text{Eu}$ . С повышенной точностью получено значение электрической квадрупольной константы основного  $4f^7 6s^2\ 8S_{7/2}$  уровня  ${}^{152}\text{Eu}$ , а ее знак определен впервые.

- С повышенной точностью определены константы сверхтонкого расщепления возбужденного  $4f^7 6s 6p\ 6P_{5/2}$  уровня оптического перехода  ${}^{151}\text{Eu}$  и  ${}^{153}\text{Eu}$ .

3.2. С повышенной точностью определены магнитные дипольные и электрические квадрупольные моменты изотопов европия  ${}^{152,154,155}\text{Eu}$ . Знак электрического квадрупольного момента  ${}^{152}\text{Eu}$  определен впервые.

3.3. С повышенной точностью определены внутренние электрические квадрупольные моменты и параметры квадрупольной деформации  ${}^{152,154,155}\text{Eu}$ . Результаты хорошо вписываются в общую картину свойств ядер переходной области.

3.4. Впервые измерены изотопические сдвиги в цепочке изотопов  ${}^{151-155}\text{Eu}$  и с повышенной точностью определены изменения среднеквадратичного зарядового радиуса. Результаты лучше согласуются с общей систематикой зарядовых радиусов, чем имевшиеся ранее данные.

4. Исследована сверхтонкая магнитная аномалия в изотопах европия и лютеция:

4.1. Впервые определена сверхтонкая магнитная аномалия в цепочке  ${}^{151-155}\text{Eu}$ . Учтено влияние эффектов второго порядка на константы сверхтонкого расщепления. Полученные таким образом значения сверхтонкой магнитной аномалии свободны от влияния электронных эффектов и отражают только изменения в ядерной структуре.

4.2. Получены новые, более корректные, измеренные в одном эксперименте значения сверхтонкой магнитной аномалии изотопов  $^{175,176}\text{Lu}$ .

4.3. Обнаружено наличие большой сверхтонкой аномалии в случаях резкого изменения деформации ( $^{151-153}\text{Eu}$ ) или в случаях добавления к ядру неспаренного нейтрона ( $^{151-152}\text{Eu}$ ,  $^{152-153}\text{Eu}$ ,  $^{175-176}\text{Lu}$ ).

#### Основные результаты диссертации опубликованы в работах:

1. Караиванов Д.В., Земляной С.Г., Мышинский Г.В. Лазерная установка высокого разрешения для измерения ядерных электрических и магнитных моментов. // Изв. АН. Сер. Физ. 2004, Т. 68, С. 178–182.
2. D.V. Karaivanov, S.G. Zemlyanoi and G.V. Myshinsky High resolution laser setup for nuclear moments measurement. // *Hyperfine Interactions* 2005, V. 162, P. 195–200.
3. Гангрский Ю.П., Жеменик В.И., Земляной С.Г., Караиванов Д.В., Маринова К.П., Марков Б.Н., Мельникова Л.М. и Мышинский Г.В. “Измерение квадрупольного момента ядра  $^{22}\text{Na}$  методом резонансной лазерной флуоресценции. // *Ядерная физика* 1998, Т. 61, С. 802–807.
4. Gangrsky Yu.P., Karaivanov D.V., Marinova K.P., Markov B.N., Melnikova L.M., Mishinsky G.V., Zemlyanoi S.G. and Zhemenik V.I. Hyperfine splitting and isotope shift in the atomic  $D_2$  line of  $^{22,23}\text{Na}$  and the quadrupole moment of  $^{22}\text{Na}$ . // *Eur. Phys. J. A* 1998, V. 3, P. 313–318.
5. Gangrsky Yu.P., Markov B.N., Karaivanov D.V., Zemlyanoi S.G., Kokalova Tz.T., Marinova K.P., Stachowska E., Dempczynski J., Ruczkowski J. and Arcimowicz B. Hyperfine structure investigation of the  $4f^7 6s^2 \ ^8S_{7/2}$  and  $4f^7 6s6p \ ^6P_{5/2}$  states of unstable europium isotope  $^{155}\text{Eu}$ . // *Acta Fis. Polonica B* 1999, V. 30, P. 1415–1420.

6. Gangrsky Yu.P., Karaivanov D.V., Markov B.N., Zemlyanoi S.G., Kokalova Tz.T., Marinova K.P., Stachowska E., Dempczynski J., Ruczkowski J. and Arcimowicz B., Hyperfine splitting and isotope shift in the optical transition  $4f^7 6s^2 \ ^8S_{7/2}$  and  $4f^7 6s6p \ ^6P_{5/2}$  of the  $^{151,153,155}\text{Eu}$  isotopes and electromagnetic moments of the  $^{155}\text{Eu}$ . // *Eur. Phys. J. D* 2000, V. 11, P. 341–345.
7. Gangrsky Yu.P., Karaivanov D.V., Marinova K.P., Markov B.N. and Zemlyanoi S.G. Hyperfine magnetic anomaly in atomic spectra of rare-earth elements. *Hyperfine Interactions* 2001, V. 136/137, P. 179–182.
8. Гангрский Ю.П., Земляной С.Г., Караиванов Д.В., Маринова К.П., и Марков Б.Н. Сверхтонкая магнитная аномалия в оптических спектрах  $\text{LuI}$ . // *Оптика и спектроскопия* 1999, Т. 87, С. 788–792.
9. Гангрский Ю.П., Земляной С.Г., Караиванов Д.В., Колесников Н.Н., Маринова К.П., Марков Б.Н. и Ростовский, В.С. Сверхтонкая магнитная аномалия в оптических спектрах редкоземельных элементов. // *Оптика и спектроскопия* 2002, Т. 92, С. 720–723.
10. Караиванов Д.В., Земляной С.Г., Мышинский Г.В. Лазерная установка высокого разрешения для измерения ядерных электрических и магнитных моментов, // *Изв. АН. Сер. Физ.* 2004, Т. 68, С. 178–182.

#### Цитированная литература:

1. Копферман Г. Ядерные моменты. (пер. с немецкого) // Издательство иностранной литературы, Москва 1960, С. 486.
2. Büttgenbach S. // *Hyperfine Inter.* 1984, V. 20, P. 1–64.
3. Земляной С.Г. Диссертация на соискание ученой степени кандидата физ. мат. наук. // ОИЯИ, Дубна 1995, С. 125.
4. Изосимов И. Н., Наумов Ю. В. // Международная школа-семинар по физике тяжелых ионов. Алушта, 14-21 апреля 1983. (ОИЯИ Д7-83-644), Дубна 1983, С. 173–181.

5. Freeman R.M., Haas F., Heusch B. et al. // Phys. Rev. C 1973, V. 8, P. 2182–2188.
6. Keim M., Georg U., Klein A., Neugart R. et al. // Eur. Phys. J. A 2000, V. 8, P. 31–40.
7. Möller P., Myers W.D., Swiatecki W.J., Treiner J. // At. Data Nucl. Data Tables 1988, V. 39, P. 225–233.
8. Preedom B.M., Wildenthal B.H. // Phys. Rev. C 1972, V. 6, P. 1633–1644.
9. Wildenthal B.H., McGrory J.B., Glaudemans P.W.M. // Phys. Rev. Lett. 1971, V. 26, P. 96–99.
10. Carchidi M., Wildenthal B.H., Brown B.A. // Phys. Rev. C 1986, V. 34, P. 2280–2297.
11. Asaga T., Fujita T., Ito K. // Zeit. Phys. A 1997, V. 359, P. 237–242.
12. Tanaka Y, Steffen R.M., Shera E.B., Reuter W., Hoehn M.V., Zumbro J. D. // Phys. Rev. Lett. 1983, V. 51, P. 1633–1635.
13. Stone N.J. // At. Data Nucl. Data Tables 2005, V. 90, P. 75–176.
14. Алхазов Г.Д., Берлович Э.Е., Вагнер Х. и др. // Ядерная физика, 1986, Т. 44, С. 1134–1144.
15. Alkhazov G.D., Barzakh A.E., Bolshakov V.A. et al. Odd-even staggering in nuclear charge radii of neutron-rich europium isotopes. // Z.Phys. A, 1990, V. 337, P. 257–259.
16. Берлович Э.Е. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1965, Т. 29, С. 2177–2197.
17. Otten E.W. // Treatise in heavy ion science 1989, V. 8, P. 517–638.
18. Nadjakov E.G., Marinova K.P., Gangrsky Yu.P. // At. Data Nucl. Data Tables 1994, V. 56, P. 133–157.
19. Kuhnert A., Zimmermann D., Zimmermann P. // J. Phys. B. 1983, V. 16, P. 4299–4303.
20. Persson J.R. // Hyperfine Inter. 2005, V.162, P. 139–146.

Получено 14 января 2009 г.