

СВЕРХТОНКАЯ МАГНИТНАЯ АНОМАЛИЯ В ИЗОТОПИЧЕСКИХ ПАРАХ $^{151,152}\text{Eu}$ и $^{152,153}\text{Eu}$

*Ю. П. Гангрский, С. Г. Земляной, Д. В. Караиванов,
К. П. Маринова, Б. Н. Марков*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Методами лазерной спектроскопии проведены измерения сверхтонкой структуры оптических линий изотопов $^{151,152,153}\text{Eu}$ на атомном переходе $4f^7 6s^2 \ ^8S_{7/2} \rightarrow 4f^7 6s 6p \ ^6P_{5/2}$ с $\lambda \approx 564,58$ нм. Из сверхтонкого расщепления, измеренного с высоким разрешением, получены значения магнитных дипольных и электрических квадрупольных моментов этих ядер и извлечены значения сверхтонкой магнитной аномалии в изотопических парах $^{151,152}\text{Eu}$ и $^{152,153}\text{Eu}$. Абсолютное значение сверхтонкой магнитной аномалии в обоих случаях необычно большое — 5(1)%. Обсуждаются возможные причины возникновения такой аномалии.

High-resolution laser spectroscopy measurements of optical hyperfine splitting on the $^{151,152,153}\text{Eu}$ isotopes were performed on the atomic transition $4f^7 6s^2 \ ^8S_{7/2} \rightarrow 4f^7 6s 6p \ ^6P_{5/2}$ at $\lambda \approx 564.58$ nm. Values of the nuclear magnetic dipole and electric quadrupole moments are obtained from the measured hyperfine splitting and the magnetic hyperfine anomalies in the isotope pairs $^{151,152}\text{Eu}$ and $^{152,153}\text{Eu}$ are deduced. The absolute values of the hyperfine anomaly in both cases are unusually large: 5(1)%. The possible sources causing these anomalies are discussed.

PACS: 21.10.Ft, 21.10.Ky, 32.10.Fn

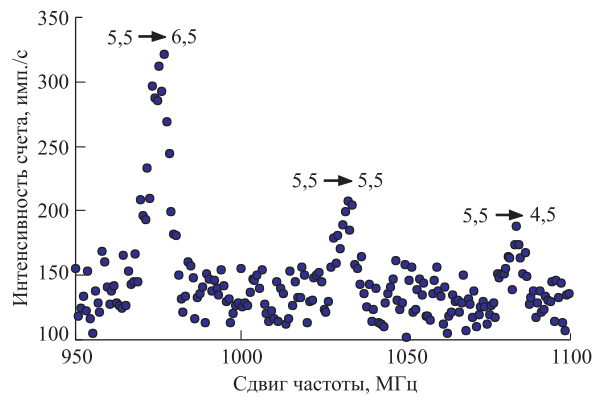
Исследование сверхтонкой структуры в оптических спектрах атомов или ионов при помощи лазерной спектроскопии является мощным средством для изучения структуры ядра, в частности для определения их мультипольных моментов. Для большого круга элементов уже проведены систематические исследования в длинных цепочках изотопов как в основном, так и в изомерном состоянии. В пределах таких цепочек все еще существуют ядра, которые, благодаря своей специфике, оставались долгое время недоступными для изучения, или ядра, информация для которых получена с недостаточной точностью. Получение новых данных или данных с повышенной точностью является задачей не менее важной, чем продление исследований в области сильно нестабильных ядер. Такие исследования дополняют общую экспериментальную систематику результатов для данного элемента и дают основу развития теоретических моделей, в том числе моделей, описывающих более тонкие эффекты.

Уже существует ряд данных о спинах, моментах и изменениях среднеквадратичных зарядовых радиусов в длинной цепочке европия $^{137-159}\text{Eu}$. Они получены методом коллинеарной лазерной спектроскопии [1–4]. Однако данные о ядерных моментах, в частности о квадрупольных моментах радиоактивных изотопов, не отличаются хорошей точностью. Кроме того, еще нет достаточной информации о сверхтонкой магнитной аномалии (СМА) в этой цепочке. СМА отражает различие пространственных распределений

магнитного момента в соседних изотопах и проявляется особенно сильно в тех случаях, когда они имеют существенно различающуюся ядерную структуру. Это, в частности, относится к изотопу ^{152}Eu и его ближайшему окружению. Экспериментально СМА, $^1\Delta^2$, проявляется в том, что отношение магнитных дипольных констант A^1 и A^2 двух изотопов 1 и 2 отличается от отношения их g -факторов ($g = \mu/I$, где μ — магнитный дипольный момент ядра, I — его спин):

$$^1\Delta^2 = 1 - \frac{A^1/A^2}{g^1/g^2} = 1 - \frac{A^1 \mu^2 I^1}{A^2 \mu^1 I^2}. \quad (1)$$

В настоящей работе приводятся предварительные результаты исследования сверхтонкой структуры радиоактивного изотопа ^{152}Eu , измеренной на атомном переходе $4f^7 6s^2 \ ^8S_{7/2} (0 \text{ см}^{-1}) \rightarrow 4f^7 6s 6p \ ^6P_{5/2} (17707 \text{ см}^{-1})$ с длиной волны 564,58 нм, его ядерных моментов и сверхтонкой магнитной аномалии. Эти результаты получены методом лазерно-индуцированной резонансной флуоресценции в атомном пучке. Эксперименты проводились на лазерном спектрометре в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ [5]. Недавняя модификация этой установки привела к существенному улучшению ее параметров, что позволяет проводить измерения спектров сверхтонкой структуры, соответственно определять ядерные магнитные дипольные и электрические квадрупольные моменты с достаточно хорошей чувствительностью ($\sim 10^{12}$ атомов в образце) и высоким разрешением (порядка нескольких МГц). Разрешение находится на уровне естественной ширины линии европия на изучаемом оптическом переходе. В качестве примера на рисунке показан спектр сверхтонкого расщепления нижнего уровня исследуемого перехода.



Триплетная группа в спектре ^{152}Eu , отвечающая переходам с компоненты $F' = 5,5$ сверхтонкой структуры возбужденного $^6P_{5/2}$ -уровня к компонентам $F = 6,5, 5,5, 4,5$ сверхтонкой структуры основного $^8S_{7/2}$ -уровня. Здесь F — полное квантовое число подуровня сверхтонкого расщепления. Экспериментальная ширина отдельных линий — 9 МГц

Изотоп ^{152}Eu ($T_{1/2} = 13,542$ г.) получался из стабильного изотопа ^{151}Eu в реакции $^{151}\text{Eu}(n, \gamma)^{152}\text{Eu}$. Путем химической сепарации европий извлекался из мишени в виде соединения $\text{Eu}(\text{NO}_3)_3 \times 6\text{H}_2\text{O}$. Водный раствор этого соединения наносился на танталовую фольгу и высушивался. Изотопный состав образцов был следующий: $^{152}\text{Eu} : ^{153}\text{Eu} :$

$^{151}\text{Eu} = 1 : 10^2 : 5 \cdot 10^3$. Значительное содержание стабильных изотопов европия в образцах приводило к сильному смешиванию сверхтонких структур исследуемых изотопов. В этих условиях слабоинтенсивные линии ^{152}Eu перекрываются интенсивными линиями стабильных изотопов и/или их продольными модами. Поэтому была зарегистрирована только часть компонент СТС радиоактивного изотопа.

Из спектров сверхтонкого расщепления с использованием метода наименьших квадратов по двухпараметрической формуле Казимира [6] определены константы магнитного дипольного (A) и электрического квадрупольного (B) расщепления уровня $4f^76s^2$ в ^{152}Eu (см. табл. 1). О точности применяемого в этой работе метода можно судить, сравнивая результаты с данными [7], полученными прецизионным методом магнитного резонанса в атомном пучке. Как видно, в настоящей работе достигнута не только большая точность, но и впервые определен знак магнитной дипольной константы основного атомного уровня ^{152}Eu .

Таблица 1. Константы сверхтонкого расщепления нижнего и верхнего уровня оптического перехода с $\lambda = 564,58$ нм для ^{152}Eu . Для сравнения приведены данные из других работ

| Уровень | A , МГц | B , МГц | Ссылка |
|-------------|-----------|------------------|----------------|
| $^8S_{7/2}$ | +9,343(6) | -2,055 | Эта работа [7] |
| | +9,345(6) | $\pm 1,930(165)$ | |
| $^6P_{5/2}$ | +262,2 | -1038(21) | Эта работа |

Таблица 2. Магнитный дипольный и электрический квадрупольный моменты ^{152}Eu . Магнитный момент скорректирован на диамагнетизм. Результаты других работ получены методом коллинеарной лазерной спектроскопии на оптических переходах ионов Eu

| I | μ, μ_N | Ссылка | Q_s, b | Ссылка |
|-------|--------------|------------|-----------|------------|
| 3^- | -1,9411(12) | Эта работа | +2,71(5) | Эта работа |
| | -1,9413(14) | [3] | +2,86(18) | [3] |
| | -1,94401(8)* | [8] | +2,71(3)* | [8] |

* Эти значения μ и Q_s [8] получены путем усреднения данных по многим переходам.

Значение магнитного дипольного момента (см. табл. 2) извлечено из константы $A(^8S_{7/2})$ изотопа ^{152}Eu по отношению к магнитному моменту ^{151}Eu с использованием соотношения (1) в приближении $^1\Delta^2 = 0$. Как показано в [9], значения СМА для основного уровня редкоземельных элементов, в том числе и европия, конфигурация которого содержит спаренные s -электроны, меньше 10^{-3} и ею можно пренебречь. Для калибровки выбран ^{151}Eu , так как его магнитный момент $\mu(151) = 3,4717(6)\mu_N$ получен с большой точностью методом магнитного резонанса в атомном пучке [10].

Электрический квадрупольный момент ^{152}Eu определен с помощью известного соотношения:

$$\frac{Q_s^{152}}{Q_s^A} = \frac{B^{152}}{B^A}. \quad (2)$$

Для калибровки использовались значения Q_s стабильных изотопов европия ^{151}Eu и ^{153}Eu [11], определенных по спектрам мезоатомов. Они имеют самую высокую точность (ошибка меньше 1%), и в них не надо вводить поправку Штернхеймера. В табл. 2 приведено среднее из полученных двух значений спектроскопического квадрупольного момента ^{152}Eu . Результаты демонстрируют высокую точность экспериментального метода.

Для получения констант сверхтонкого расщепления возбужденного уровня $4f^7 6s 6p \ ^6P_{5/2}$ использован метод, описанный в нашей предыдущей работе по ^{155}Eu [12]. Он дает возможность извлечь $A(^6P_{5/2})$ и $B(^6P_{5/2})$ с большей точностью, чем прямое определение методом наименьших квадратов из формулы Казимира. Дело в том, что прецизионность экспериментального метода, использованного в настоящей работе, сильно уменьшается при работе с неразделенными изотопами из-за перекрытия компонент сверхтонкого расщепления стабильных изотопов и ^{152}Eu . В первую очередь была определена константа электрического квадрупольного момента с учетом того факта, что отношения электрических квадрупольных констант обоих уровней оптического перехода должны быть одинаковыми для всех изотопов данного элемента:

$$\frac{B(151, \ ^8S_{7/2})}{B(151, \ ^6P_{5/2})} = \frac{B(153, \ ^8S_{7/2})}{B(153, \ ^6P_{5/2})} = \frac{B(152, \ ^8S_{7/2})}{B(152, \ ^6P_{5/2})}. \quad (3)$$

Со значениями $B(151)$, $B(153)$ для основного $\ ^8S_{7/2}$ из [10], $B(151)$, $B(153)$ для возбужденного $\ ^6P_{5/2}$ -уровня из [12] и определенной в настоящей работе константой $B(152, \ ^8S_{7/2})$ получается: $B(152, \ ^6P_{5/2}) = -1016(24)$ МГц и $B(152, \ ^6P_{5/2}) = -1060(25)$ МГц соответственно из первого и второго отношений (3). Несоответствие между обоими значениями порядка 4% не имеет существенного влияния на дальнейшие результаты. Поэтому мы определяем $B(^6P_{5/2}, 152)$ как среднее из двух полученных значений. Это значение со стандартным отклонением приведено в табл. 1. Далее из экспериментальных значений интервалов $\Delta W(F, F-1)$ и формулы Казимира определена константа $A(^6P_{5/2}, 152)$ (табл. 1). Подставляя значение $A(^6P_{5/2}, 152)$ в формулу (1) для СМА в изотопических парах $^{151,152}\text{Eu}$ и $^{152,153}\text{Eu}$, имеем

$$^{151}\Delta^{152} = -5,1(9)\% \quad \text{и} \quad ^{152}\Delta^{153} = 5,7(8)\%. \quad (4)$$

При этом использовалось значение магнитного момента $\mu(152)$ из настоящей работы, а также магнитные дипольные константы $A(^6P_{5/2})$ и магнитные моменты изотопов ^{151}Eu (^{153}Eu) из [12] и [8] соответственно.

Полученные значения СМА оказались необычно большими, значительно выше большинства известных СМА [13]. Такие значения СМА отражают существенное различие распределений ядерного магнетизма в сравниваемых ядрах, но возможны и другие эффекты. Эти эффекты влияют на магнитные дипольные константы, и их нужно учесть, чтобы извлечь в чистом виде вклад ядерных магнитных моментов. Процедура состоит во введении поправок на приведенную массу частиц, на распределение заряда по объему ядра (эффект Брейта–Розенталя) и на эффекты второго порядка (так называемые недиагональные эффекты). Однако следует отметить, что первой поправкой для средних и тяжелых ядер можно пренебречь. Поправка Брейта–Розенталя ε_{BR} имеет большие значения для тяжелых ядер (например, составляет 20% для $Z = 90$), но ее изотопные вариации обычно малы, порядка 10^{-4} . Недиагональные эффекты возникают в результате смешивания конфигураций. Взаимодействие между компонентами СТС с данным полным

квантовым числом F , но принадлежащими к разным уровням J , приводит к изменению энергии $W(F)$ сверхтонкого взаимодействия и отсюда — к изменению констант A , B и к кажущемуся наличию СМА.

Смешивание электронных конфигураций может иметь значительное влияние на сверхтонкое расщепление в изотопах европия [14]. Этот эффект уже обсуждался детально в нашей предыдущей работе о Eu [12]. Было показано, что для основного атомного уровня европия, а также других редких земель, эффект второго порядка пренебрежимо мал. В случае возбужденных состояний картина более сложная, так как в непосредственной близости от рассматриваемого возбужденного состояния находится целый ряд уровней различных термов, влияние которых должно быть учтено. Расчеты для ^{151}Eu , ^{153}Eu и ^{155}Eu [9, 12] показывают, что поправки к интервалам сверхтонкого расщепления имеют величину порядка 2 МГц, а к константам A — не превышают 1 МГц. В случае ^{152}Eu число измеренных интервалов СТР, $\Delta W_{P_{5/2}}(F, F-1)$, уровня $^6P_{5/2}$ не позволяло провести расчеты поправок, описанные в [12]. Поэтому в процедуре извлечения (равенство (3)) константы $A(^6P_{5/2}, 152)$ единственные величины, не скорректированные на влияние эффектов второго порядка, — это интервалы $\Delta W_{P_{5/2}}(F, F-1)$. Однако следует заметить, что изменение значения этих интервалов даже на нереально большую величину ≈ 10 МГц приводит лишь к незначительному изменению значений СМА (равенство (4)), укладываемому в пределы ошибки.

Дополнительное обоснование достоверности полученной необычно большой СМА в изотопических парах $^{152,151}\text{Eu}$ и $^{152,153}\text{Eu}$ заключается в следующем. Допустим, что в изотопических парах $^{151,152}\text{Eu}$ и $^{152,152}\text{Eu}$ не существует СМА. Тогда константу $A(^{152}\text{Eu})$ магнитного дипольного взаимодействия возбужденного уровня $^6P_{5/2}$ можно извлечь из формулы (1), в которой положено $^{152}\Delta^{151} = 0$ ($^{152}\Delta^{153} = 0$). С этими значениями $A(^6P_{5/2}, ^{152}\text{Eu})$ и с $B(^6P_{5/2}, ^{152}\text{Eu})$ из табл. 1, например, для интервала $\Delta W(F, F-1) = W(5,5) - W(4,5)$ получаем: 958(9) МГц и 945(10) МГц, соответственно с данными для ^{151}Eu и ^{153}Eu . Экспериментальное значение этого интервала 871,32(42) МГц. Разность между экспериментом и предсказанием многократно превышает экспериментальные неопределенности и приводит к очевидному заключению о наличии большой СМА.

Особенностью ядер в цепочке $^{151-153}\text{Eu}$ является резкий скачок деформации между $N = 88$ и $N = 89$. Например, для изотопической пары $^{151,153}\text{Eu}$ значение СМА $^{151}\Delta^{153} = 0,76(4)\%$ [12] явно связано с наблюдаемым скачком деформации в переходной области. Этот экспериментальный результат подтвержден недавними расчетами [15], основывающимися на модели частица-ротатор, таким образом учитывающими изменение деформации. Надо отметить, что при переходе от сферического к деформированному ядру поправка Брейта–Розенталя ε_{BR} может оказаться большой [13], т. е. измеренная СМА может быть результатом не только изменения распределения магнитных моментов, но и изменения распределения зарядов по объему ядра.

Второй особенностью в цепочке $^{151-153}\text{Eu}$ является добавление неспаренного нейтрона к ядру ^{152}Eu , который увеличивает долю спиновой компоненты в магнитном моменте ядра и приводит к росту среднего радиуса распределения электрического тока и индуцируемого им магнитного момента. Большое значение СМА для изотопической пары $^{151,152}\text{Eu}$ можно объяснить сочетанием двух вышеприведенных факторов: изменением формы и добавлением неспаренного нейтрона. Однако значение СМА того же самого порядка в изотопической паре $^{152,153}\text{Eu}$ вряд ли связано с изменением формы, так как оба изотопа ^{152}Eu и ^{153}Eu имеют приблизительно одинаковую деформацию. Видимо,

все-таки в обоих случаях преобладающую роль играет наличие неспаренного нейтрона в ядре ^{152}Eu . К сожалению, насколько нам известно, пока нет теоретических расчетов, описывающих СМА между изотопами с четным и нечетным числом нейтронов. В дальнейшем предполагается провести измерения СМА и для других изотопов европия, где эти эффекты могут проявляться сильнее.

В заключение авторы выражают благодарность Ю. Э. Пенионжкевичу и Ю. Ц. Оганяну за постоянный интерес и поддержку работы. Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 06-02-16675) и Фонда Александра фон Гумбольдта.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ahmad S. A. *et al.* // *Z. Phys. A.* 1985. Bd. 321. S. 35.
2. Dörschel K. *et al.* // *Z. Phys. A.* 1984. Bd. 317. S. 233.
3. Алхазов Г. Д. и др. // *ЯФ.* 1986. Т. 44. С. 1134.
4. Barzakh A. E. *et al.* // *Eur. Phys. J. A.* 2004. V. 22. P. 69.
5. Karaivanov D. V., Zemlyanoi S. G., Myshinsky G. V. // *Hyperfine Interactions.* 2005. V. 162. P. 195.
6. Конферман Г. Ядерные моменты. М.: Изд-во иностр. лит., 1960.
7. Alpert S. S. // *Phys. Rev.* 1963. V. 129. P. 1344.
8. Stone N. J. // *At. Data Nucl. Data Tables.* 2005. V. 95. P. 76.
9. Гангрский Ю. П. и др. // *Оптика и спектроскопия.* 2002. Т. 92. С. 720.
10. Sandars P. G. H., Woodgate G. K. // *Proc. Roy. Soc. (London). Ser. A.* 1960. V. 257, No. 1289. P. 269.
11. Tanaka Y. *et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 1983. V. 51. P. 1633.
12. Gangrsky Yu. P. *et al.* // *Eur. Phys. J. D.* 2000. V. 11. P. 341.
13. Büttgenbach S. // *Hyperfine Interactions.* 1984. V. 20. P. 1.
14. Eliel E. R., Van Leeuwen K. A. H., Hogervorst W. // *Phys. Rev. A.* 1980. V. 22. P. 1491.
15. Persson J. R. // *Hyperfine Interactions.* 2005. V. 162. P. 139.

Получено 6 марта 2007 г.