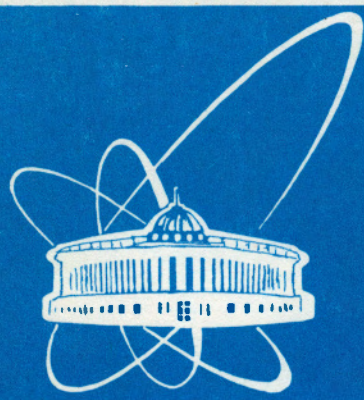


98-334



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

98-334

P6-98-334

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

СВЕРХТОНКАЯ МАГНИТНАЯ АНОМАЛИЯ
В ОПТИЧЕСКИХ СПЕКТРАХ LuI

Направлено в журнал «Оптика и спектроскопия»

*Университет им. К.Охридского, София, Болгария.

1998

ВВЕДЕНИЕ

Развитие экспериментальной техники измерений оптических спектров позволяет изучать все более тонкие и маловероятные эффекты. Одним из таких эффектов является сверхтонкая магнитная аномалия (СМА). Причиной ее является пространственное распределение по объему ядра магнитного момента, которое приводит к уменьшению сверхтонкого расщепления (СТР) атомных уровней [1]. Величина СМА позволяет судить о ряде важных ядерных характеристик: среднем радиусе распределения в ядре валентных нуклонов, которые определяют величину магнитного момента, о соотношении составляющих его спиновой и орбитальной компонент. Эти ядерные характеристики являются во многих случаях решающими критериями применимости различных моделей, описывающих структуру атомных ядер.

Сверхтонкая магнитная аномалия отражает различие пространственных распределений магнитного момента в сравниваемых ядрах (обычно это изотопы одного элемента). Ее определяют из сравнения отношений магнитных дипольных констант сверхтонкого расщепления A и магнитных моментов μ , отнесенных к спином соответствующих ядер I (гиромагнитных факторов $g = \mu/I$):

$${}^1\Delta^2 = \frac{A_1}{A_2} \cdot \frac{g_2}{g_1} - 1, \quad (1)$$

где индексы 1 и 2 относятся к сравниваемым изотопам (обычно индекс 1 относится к изотопу с меньшим массовым числом).

Однако определение СМА таким способом связано с рядом трудностей. Одна из них обусловлена тем, что сдвиг компонент СТР, который приводит к изменению константы A , может быть вызван и целым рядом других факторов как ядерных, так и атомных: различием масс и пространственных распределений электрических зарядов сравниваемых ядер, недиагональным сверхтонким взаимодействием уровней с одинаковым значением полного момента системы электрон-ядро [2,3]. Поэтому для определения СМА, пользуясь выражением (1), необходим корректный учет поправок, обусловленных этими эффектами.

Однако расчет этих поправок с необходимой точностью не всегда оказывается возможным, т. к. для этого требуется детальная информация о целом ряде ядерных и атомных характеристик: пространственном распределении электрического заряда в ядре, ядерных мультипольных моментах, компонентах волновых функций атомных уровней, зна-

чениях напряженностей и их градиентах электрического и магнитного полей в точке ядра. Поэтому для изучения СМА необходимы ее измерения для уровней различной конфигурации, в которых по-разному проявились бы указанные выше эффекты.

Другой трудностью является малая величина измеряемого эффекта - обычно СМА составляет доли процента. Это требует экспериментальных установок высокого спектрального разрешения и исключения систематических ошибок измерений.

Целью представленной работы является измерение констант СТР в атомных спектрах изотопов ${}^{175}\text{Lu}$ и ${}^{176}\text{Lu}$, определение СМА для этой пары изотопов и анализ полученных результатов с использованием известных данных других работ. Эти изотопы Lu являются удобными объектами для таких измерений, т.к. они имеют заметно отличающиеся значения спинов и магнитных моментов (${}^{175}\text{Lu} - I = 7/2, \mu = 2,2323(11)\mu_N, {}^{176}\text{Lu} - I = 7, \mu = 3,1692(45)\mu_N$ [4]). Поэтому можно ожидать и существенного различия в распределениях ядерного магнетизма и, следовательно, заметной СМА. Выбранные для измерений атомные уровни имеют разную электронную конфигурацию. Исходный является нижним уровнем терма 2D с моментом $J = 3/2$ и конфигурацией $5d6s^2$, а конечный - нижним уровнем терма 4F с $J = 3/2$ и конфигурацией $5d6s6p$ [5]. Из этих конфигураций следует, что конечный уровень ${}^4F_{3/2}$ значительно более чувствителен к пространственному распределению магнитного момента, чем начальный уровень ${}^2D_{3/2}$. Измерения СТР в атомных спектрах ${}^{175}\text{Lu}$ и ${}^{176}\text{Lu}$ проводились в ряде работ [6-10], в том числе и с использованием высокопрецизионной радиочастотной методики [9]. Однако отдельные измерения относились, как правило, к уровням одного терма. В этом случае сравнение отношений констант СТР уровней разных термов, которое необходимо для определения СМА, может быть искажено возможными систематическими ошибками, присущими каждому из отдельных измерений. Поэтому желательно получать значения констант СТР для разных уровней в идентичных условиях измерений, когда систематические ошибки играли бы меньшее значение.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА

В последние годы в исследованиях атомных спектров получили широкое развитие методы резонансной лазерной спектроскопии высокого разрешения. Один из методов - резонансная лазерная флуоресценция -

был использован в данной работе (он описан подробно в наших предыдущих публикациях [11,12]). Пучок исследуемых атомов, выделяемый системой диафрагм, лазерный луч и направление, под которым регистрировалось резонансно-рассеянное излучение, были взаимно ортогональными. Такая геометрия позволяла снизить до минимума доплеровское уширение оптических линий и выполнять измерения с максимально возможным разрешением по частоте.

В экспериментах использовались образцы из окиси лютеция (Lu_2O_3) натурального изотопного состава (содержание изотопов ^{175}Lu и ^{176}Lu составляло соответственно 97,4 % и 2,6 %). Для получения достаточно интенсивного пучка эти образцы облучались излучением импульсного лазера (мощность в импульсе составляла 5 МВт) на иттрий-алюминиевом гранате (типа ЛТИПЧ-7), работающего в режиме модулированной добротности. Эффективность установки была такова, что одному зарегистрированному детектором импульсу соответствовало $\sim 10^8$ атомов, вылетевших из образца. При этом ширина резонансной линии составляла ~ 100 МГц и определялась доплеровским уширением частоты, вызываемым конечной расходимостью атомного пучка.

Возбуждение атомов Lu проводилось на длине волны лазерного излучения 573,7 нм, а регистрация резонансной флуоресценции - на длине волны 647,8 нм, которая выделялась интерференционным фильтром. Это позволило существенно снизить засветку от лазерного излучения и нагреваемого тигля и достигнуть отношения сигнала к фону для наиболее интенсивных пиков более 100. Для частотной калибровки спектра использовался конфокальный интерферометр Фабри - Перо с константой 150 МГц, сигнал от которого регистрировался одновременно с измеряемым спектром.

Все спектры накапливались в памяти персонального компьютера, который служил также для наблюдения за спектрами во время эксперимента и последующей обработки спектров. Многократные повторения измерений спектров и хорошая воспроизводимость результатов позволили свести до минимума ошибки, связанные с неконтролируемыми изменениями частоты лазерного излучения при ее сканировании.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Описанная выше экспериментальная установка использовалась для измерения спектров резонансной лазерной флуоресценции LuI. Пример одного из измеренных спектров - зависимость интенсивности рас-

сеянного излучения от частоты лазерного излучения, представлен на рисунке. Содержание изотопов ^{175}Lu и ^{176}Lu в образце отличалось в 37 раз, и это позволило четко разделить в спектре резонансные линии этих изотопов. Используя известные данные о СТР оптических линий изотопов Lu [6-10], была проведена идентификация наблюдаемых в спектре пиков (каждому из пиков приписаны значения полного момента $F = I + J$ верхнего и нижнего уровней). Наблюдались все переходы между компонентами СТР за исключением двух: в ^{175}Lu переход между компонентами с $F = F' = 3$ имеет нулевую интенсивность, а в ^{176}Lu переход с $F = F' = 13/2$ маскируется интенсивным пиком ^{175}Lu с $F = 3$ и $F' = 4$. Расстояния между пиками, соответствующие переходам между одной из компонент СТР нижнего (верхнего) уровня и двумя или тремя соседними компонентами верхнего (нижнего) уровня, позволяют определить значения констант СТР (магнитной дипольной A и электрической квадрупольной B).

Для определения точного положения центров тяжести пиков в спектре каждый из них фитировался профилем Фойгта с фиксированным параметром ширины, соответствующим экспериментальному разрешению. Затем, с помощью описанной ранее программы EXHYSPI [12,13], определялись положения пиков и частотные интервалы между компонентами СТР. При такой процедуре обработки спектров достигалась точность значений интервалов в несколько мегагерц. Значения этих интервалов представлены в табл.1. Расчет констант A и B нижнего и верхнего уровней проводили методом наименьших квадратов с использованием всех возможных частотных интервалов и критерия χ^2 . Полученные таким способом значения констант A и B для обоих уровней приведены в табл.2 (для сравнения включены и данные предыдущих работ). Видно хорошее согласие в случае констант A для нижнего уровня с результатами прецизионных измерений радиочастотным методом [9]. Для верхнего уровня отличие от значений констант A и B, полученных в работах [7,8] лазерным методом, немного выходит за пределы взаимных ошибок, однако отношения этих констант для изотопов ^{175}Lu и ^{176}Lu , которые необходимы для определения СМА, практически совпадают в пределах погрешностей измерений. Эти отношения констант A и B представлены в табл.3.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Чтобы получить из измеренных отношений констант А значения СМА, ответственные за различия пространственного распределения магнитных моментов сравниваемых ядер, необходимо знать отношение гиромагнитных факторов и учесть указанные во введении поправки к константам А. Отношение гиромагнитных факторов для изотопов ^{175}Lu и ^{176}Lu , измеренное методом магнитного резонанса в атомном пучке лютеция, составляет [9]

$$\frac{g(^{175}\text{Lu})}{g(^{176}\text{Lu})} = \frac{g_1}{g_2} = \frac{\mu_1 \cdot I_2}{I_1 \cdot \mu_2} = 1,4087(21). \quad (2)$$

Поправки к константам А за счет разницы масс и пространственных распределений электрического заряда ядер ^{175}Lu и ^{176}Lu оказываются заметно меньше погрешностей отношений констант А (табл.3). Действительно, как отмечалось в работе [3], малая разница масс сравниваемых ядер ($\Delta M/M = 5,7 \cdot 10^{-3}$) приводит к изменению констант А менее, чем на 10^{-4} . Ядра ^{175}Lu и ^{176}Lu характеризуются практически одинаковым пространственным распределением электрического заряда: различие их зарядовых радиусов $\Delta \langle r^2 \rangle / \langle r^2 \rangle = 10^{-3}$ [14], а внутренние квадрупольные моменты совпадают в пределах ошибок ($\sim 5\%$) [4]. Поэтому поправки за счет этого эффекта также являются пренебрежимо малыми.

Поправки за счет недиагонального сверхтонкого взаимодействия в отличие от рассмотренных выше эффектов могут иметь существенно разные значения для различных атомных уровней. Это взаимодействие приводит к отталкиванию уровней (компонент СТР) с одинаковым значением полного момента F. Величина сдвига уровня определяется выражением

$$\Delta E = \sum \frac{|\langle \Psi(JIF) | H_{hfs} | \Psi'(J'IF) \rangle|^2}{E(JIF) - E'(J'IF)}, \quad (3)$$

где $|\langle \Psi(JIF) | H_{hfs} | \Psi'(J'IF) \rangle|^2$ - матричный элемент перехода между атомными уровнями с энергиями $E(JIF)$ и $E'(J'IF)$. Из выражения (3) видно, что наибольший сдвиг вызывают уровни, наиболее близкие к изучаемому. Для начального уровня в наших измерениях $^2D_{3/2}$ это другой уровень того же терма $^2D_{5/2}$. Расчеты сдвига для различных компонент СТР [9] с использованием волновых функций из работы [15] показали, что они не превышают 0,02 МГц, и это приводит

к изменению констант А на величину не менее 10^{-3} . Для конечного уровня $^4F_{3/2}$ расчет сдвига компонент СТР является более сложным и не столь определенным из-за значительно большего числа состояний в его непосредственной близости и из-за неполноты наших сведений о волновых функциях этих состояний. Однако о величине сдвига компонент СТР этого уровня можно косвенно судить из отношений констант В, которые также чувствительны к сдвигам компонент, но на них не влияет пространственное распределение магнитного момента ядра. Из таблицы 3 видно, что отношения констант В для уровней $^2D_{3/2}$ и $^4F_{3/2}$ практически одинаковы (различие менее 0,5 %). Поэтому можно предполагать, что и сдвиги компонент СТР для обоих уровней ($^2D_{3/2}$ и $^4F_{3/2}$) будут одного порядка и не скажутся существенно на отношениях констант А. На малое влияние поправок на эффекты второго порядка указывает и хорошее согласие (в пределах ошибок измерений) измеренных значений интервалов между компонентами СТР (табл.1) и рассчитанных с полученными величинами констант А и В (табл.2).

Пренебрегая поправками к константам А и используя измеренные отношения A_1/A_2 и известное отношение g_1/g_2 , были получены, пользуясь выражением (1), значения СМА для обоих исследованных уровней, которые представлены в табл.3. Видно, что для уровня $^2D_{3/2}$ СМА является нулевой в пределах ошибок эксперимента, а для уровней $^4F_{3/2}$ имеет конечное значение. Такое же значение СМА для уровня $^2D_{3/2}$ получено и в работе [9], где использовалась прецизионная радиочастотная методика. Столь малая величина СМА объясняется, очевидно, наличием спаренных s-электронов в конфигурации этого уровня.

В то же время конечное значение СМА для уровня $^4F_{3/2}$ (оно согласуется с результатами работ [7,8]) указывает на различие в пространственных распределениях ядерного магнетизма в изотопах ^{175}Lu и ^{176}Lu . Добавление неспаренного нейтрона к ядру ^{175}Lu увеличивает долю спиновой компоненты в магнитном моменте ядра. Это приводит к росту среднего радиуса распределения электрического тока и индуцируемого им магнитного момента.

Ошибка значения СМА определяется погрешностью измерений магнитных моментов ядер ^{175}Lu и ^{176}Lu [9]. Эту ошибку можно заметно снизить, если отношение гиромагнитных факторов g_1/g_2 заменить более точным отношением констант А для уровня $^4F_{3/2}$, который из-за наличия в его конфигурации спаренных s-электронов слабо чувстви-

телен к распределению ядерного магнетизма. Такая замена приводит к значению СМА, в 5 раз более точному, ${}^1\Delta^2 = 0,83(3)\%$. Подобная процедура замены особенно важна при определении СМА в радиоактивных ядрах, где нередко значения магнитных моментов, измеренные не оптическими методами, либо неизвестны, либо имеют большую погрешность.

В заключение авторы выражают благодарность Ю.Ц.Оганесяну, М.Г.Иткису и Ю.Э. Пенюонжквичу за поддержку работы и полезные дискуссии.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 96-02-19166), Фонда А. фон Гумбольда и Болгарского фонда науки (грант Е-503).

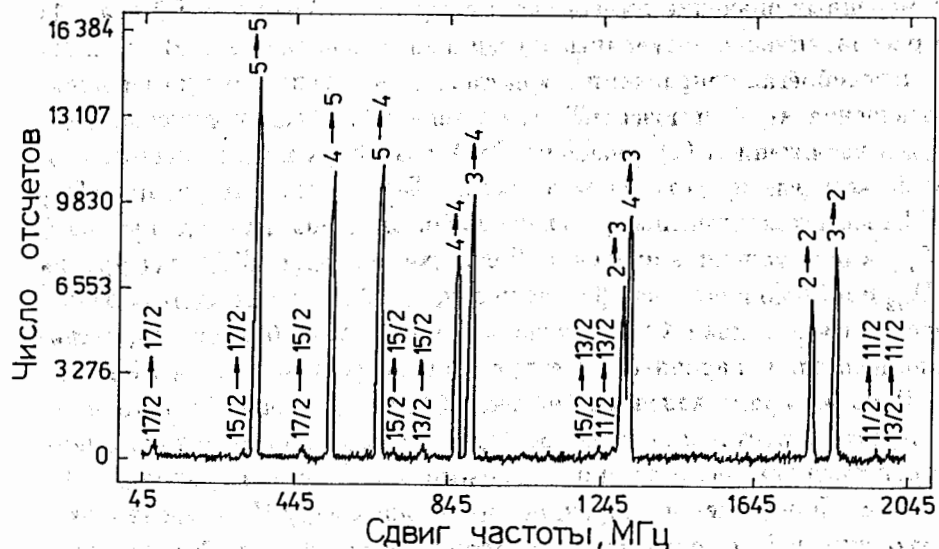


Рис. Зависимость интенсивности резонансной флуоресценции от сдвига частоты лазерного излучения. Цифры у пиков — значения полного момента F компонент СТР нижнего и верхнего уровней

ТАБЛИЦА 1

Частотные интервалы между компонентами СТР

Уровень	${}^{175}\text{Lu}$			${}^{176}\text{Lu}$		
	F	F'	$\Delta\nu$, МГц	F	F'	$\Delta\nu$, МГц
${}^2D_{3/2}$	4	5	-2055,9(2,6)	15/2	17/2	-2465,8(5,9)
	3	5	-2401,0(4,5)	13/2	17/2	-3251,0(5,4)
	2	4	154,0(4,0)	11/2	15/2	-351,9(9,2)
${}^4F_{3/2}$	4	5	3366,0(2,4)	15/2	17/2	4026,7(4,6)
	3	5	7580,4(3,5)	13/2	17/2	9238,3(10,2)
	2	4	8255,7(5,9)	11/2	15/2	10948,6(8,3)

ТАБЛИЦА 2

Значения констант A и B

Уровень	${}^{175}\text{Lu}$		${}^{176}\text{Lu}$	
	A, МГц	B, МГц	A, МГц	B, МГц
${}^2D_{3/2}$	194,58(31)	1516,1(2,7)	137,83(32)	2148,6(7,4) *
	194,33162(9)	1511,3986(7)	137,9205(1)	2132,297(2) [9]
${}^4F_{3/2}$	-926,49(35)	1771,9(3,4)	-652,10(36)	2492,9(6,5)
	-924,82(15)	1766,8(1,0)	-651,47(12)	2494,2(2,0) [8]

* данная работа

ТАБЛИЦА 3

Отношения констант СТР и значения СМА

Уровень	A_1/A_2	B_1/B_2	${}^1\Delta^2$, %
${}^2D_{3/2}$	1,4117(35)	0,7056(28)	0,21(25) *
	1,409011(1)	0,7088124(8)	0,02(15) [9]
${}^4F_{3/2}$	1,4208(4)	0,7107(25)	0,86(15) *
	1,4196(3)	0,7084(13)	0,77(15) [8]

* данная работа

ЛИТЕРАТУРА

1. Bohr A., Weisskopf V.W. // Phys.Rev., 1950, v.77, p.94.
2. Копферман Г., Ядерные моменты, М., ИИЛ, 1960.
3. Büttgenbach S. // Nур. Interactions, 1984, v.20, p.1
4. Raghavan P. // ADNDT, 1989, v.42, p.189.
5. Яценко А.С. Диаграммы Гроттриана нейтральных атомов, ВО "Наука", Новосибирск, 1993.
6. Nunnemann A., Zimmermann D., Zimmermann P. // Z. Phys. A, 1979, v.290, p.123.
7. Zimmermann D., Zimmermann P., Aepfelbach G., Kuhnert A. // Z. Phys. A, 1980, v.295, p.307.
8. Kuhnert A., Nunnemann A., Zimmermann D. // J. Phys. B, 1983, v.16, p.4299.
9. Brenner T., Büttgenbach S., Rupprecht W., Träber F. // Nucl. Phys. A, 1985, v.440, p.407.
10. Jin W., Wakasugi M., Inamura T.T. e.a. // Phys. Rev. A, 1994, v.49, p.762.
11. Анастасов А.Я., Гангрский Ю.П., Земляной С.Г. и др. // ЖЭТФ, 1994, т.105, с.250.
12. Анастасов А.Я., Гангрский Ю.П., Генова Б. и др. // Оптика и спектроскопия, 1996, т.81, с.191.
13. Genova b., Ivanov V., Marinova K. // Report Bulgarian foundation for science. Grant No F517-2003. Sofia, 1993.
14. Aufmuth P., Heulig K., Steudel A. // ADNDT, 1987, v.37, p.455.
15. Wyart J.F. // Phys. Scripta, 1978, v.18, p.87.

Гангрский Ю.П. и др.

P6-98-334

Сверхтонкая магнитная аномалия в оптических спектрах LuI

Исследована сверхтонкая структура в оптическом спектре LuI для перехода между уровнем основного термина $^2D_{3/2}$ и возбужденного $^4F_{3/2}$. Использовался метод лазерной резонансной флуоресценции в атомном пучке. Константы сверхтонкого расщепления — магнитная дипольная и электрическая квадрупольная — были измерены для изотопов ^{175}Lu и ^{176}Lu . Из этих измерений была получена величина сверхтонкой магнитной аномалии 0,74(15) % для уровня $^4F_{3/2}$.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций им. Г.Н.Флерова ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1998

Перевод авторов

Gangrsky Yu.P. et al.

P6-98-334

Hyperfine Magnetic Anomaly in the Optical Spectra of LuI

The hyperfine structure was studied for the optical transition in LuI between the ground state term $^2D_{3/2}$ and the excited ones $^4F_{3/2}$. The method of laser resonance fluorescence in the atomic beam was used. The constants of hyperfine splitting — magnetic dipole and electric quadrupole were measured for isotopes ^{175}Lu and ^{176}Lu . The value of magnetic hyperfine anomaly 0.74(15) % was obtained for the level $^4F_{3/2}$ from these measurements.

The investigation has been performed at the Flerov Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 1998