

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P15-87-115

С.К.Борисов*, Ю.П.Гангрский, Ч.Градечны,
С.Г.Земляной, Б.Б.Крынецкий*, К.П.Маринава,
Б.Н.Марков, В.А.Мишин*, Ю.Ц.Оганесян,
О.М.Стельмах*, Хоанг Тхи Ким Хуэ,
Чан Конг Там

ИЗМЕРЕНИЕ РАЗНОСТЕЙ
ЗАРЯДОВЫХ РАДИУСОВ ЯДЕР Nd, Sm
и Gd ПО РЕЗОНАНСНО-РАССЕЯННОМУ
ЛАЗЕРНОМУ ИЗЛУЧЕНИЮ

Направлено в "Журнал экспериментальной
и теоретической физики"

* Институт общей физики АН СССР, Москва

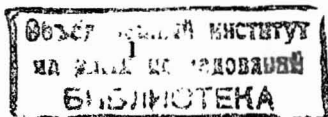
1987

I. Введение

Развитие лазеров с перестраиваемой длиной волны подняло на новую ступень исследования оптических спектров атомов как источник сведений о свойствах ядер. Высокие мощность и спектральное разрешение этих лазеров вместе с возможностью перестройки в широких пределах частоты генерируемого светового излучения позволили проводить прецизионные измерения изотопических сдвигов /ИС/ и сверхтонкой структуры /СТС/ на ультрамалых количествах исследуемых атомов. Определение ИС в атомных спектрах является очень чувствительной мерой изменения зарядовых радиусов ядер при увеличении /или уменьшении/ в них числа нейтронов. Эти изменения могут быть связаны с деформацией ядра, его поверхностным слоем, различными одночастичными эффектами. В то же время изучение СТС позволяет определить значения ядерных моментов.

Измерения разностей зарядовых радиусов соседних изотопов $\Delta\langle r^2 \rangle$ наиболее интересны в тех областях, где имеют место значительные изменения ядерной структуры, например при переходе от сферических ядер к деформированным. Здесь можно выделить хорошо выраженный максимум в ИС в области $N = 90$, связанный с сильным изменением формы ядра /1/.

В настоящей работе представлены результаты прецизионных измерений ИС и извлечение из них значений $\Delta\langle r^2 \rangle$ изотопов Nd, Sm и Gd с числом нейтронов $82 \leq N \leq 96$, т.е. именно в вышеуказанной области, где происходит переход от сферических ядер к деформированным. Хотя для этой области ядер имеется большое число измерений зарядовых радиусов, в том числе и выполненных оптическими методами /2,3/, их еще недостаточно для того, чтобы детально судить об изменении размеров и формы ядра в зависимости от числа нейтронов. Большинство этих измерений выполнены методами классической интерференционной техники, уступающей по разрешению, а следовательно, и по точности лазерным методам. Измерения с лазерами с перестраиваемой длиной волны проведены в последние годы лишь для изотопов Sm /4,5/. Кроме того, из-за сложности оптических спектров этих элементов еще нет достаточно корректной процедуры извлечения величины $\Delta\langle r^2 \rangle$ из измерений разностей резонансных частот.



2. Экспериментальная методика

Используемая в наших опытах экспериментальная методика, детально описанная в работах [6,7], основана на:

1. Формировании параллельного пучка исследуемых атомов в нагреваемом электрическим током тигле с системой коллиматоров.
2. Резонансном возбуждении атомов световым излучением лазера со сканируемой частотой /кольцевой лазер на красителе "Спектра Физикс"/.
3. Регистрации резонансно-рассеянного излучения фотоумножителем /ФЭУ-79/, работающим в режиме счета одиночных фотонов и связанным с многоканальным временным анализатором, синхронизованным со сканируемой частотой лазера.

Лазерный луч пересекает атомный пучок под углом 90° в области взаимодействия 6 мм^3 . Основные параметры установки [6,7]:

1. Ширина линии резонансной флуоресценции $\sim 30 \text{ МГц}$;
2. Мощность лазерного излучения в линии до 800 мВт ;
3. Расходимость атомного пучка в области пересечения с лазерным лучом 53 мрад ;
4. Эффективность установки /отношение числа зарегистрированных импульсов в пике данной линии к числу вылетевших из тигля атомов/ зависит, естественно, кроме геометрических факторов, от свойств исследуемых атомов и характеристик используемого оптического перехода. Например, измеренная в случае атомов Eu для перехода $4f^7 6s^2 \rightarrow 4f^7 6s 6p$ с длиной волны $5765,20 \text{ \AA}$ эффективность составляет $5 \cdot 10^{-7}$ и включает коллимационное отношение $5 \cdot 10^{-4}$, эффективность счета фотонов $5 \cdot 10^{-3}$ и долю атомов, находящихся в данном квантовом состоянии, $2 \cdot 10^{-1}$. Последняя величина определяется числом компонентов тонкого и сверхтонкого расщепления и вероятностью перехода из возбуждаемого состояния в начальное. Для исследуемых элементов Nd, Sm и Gd эта величина оказывается того же порядка, что и для Eu.

Исследуемые элементы характеризуются низким давлением насыщенных паров, поэтому для получения интенсивных атомных пучков приходилось использовать достаточно высокие температуры тигля. Обычно измерения проводились при температуре 1350 К и мощности лазерного излучения 100 мВт . При этом минимальный регистрируемый поток исследуемых атомов из тигля составлял $5 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$.

Для получения точных значений разностей резонансных частот проводился контроль линейности шкалы частот при сканировании. Для этого синхронно с оптическими спектрами на анализаторе записывалась серия частотных меток, источником которых служил конфокальный эталон Фабри-Перо с постоянной 1500 МГц .

3. Экспериментальные результаты

Таблица I

Характеристики исследованных переходов

$\lambda, \text{ \AA}$	переход	конфигурация /процентное содержание/	уровни, см^{-1}	
⁶⁰Nd				
5729,29	$5I_6 \rightarrow 5H_5$	$4f^4 6s^2 \rightarrow 4f^3 5d 6s^2$ (?)	2367	19816
5813,90	?	$4f^4 6s^2 \rightarrow ?$?	?
⁶²Sm				
5746,50	$7F_2 \rightarrow 7F_3$	$4f^6 6s^2 \rightarrow 4f^6 6s 6p$ (?)	812	18209
5779,26	$7F_2 \rightarrow 5F_2$ $7F_3 \rightarrow 5F_2$	$4f^6 6s^2 \rightarrow 4f^6 6s 6p$ (35) $4f^5 5d 6s^2$ (65)	1490	18788
⁶⁴Gd				
5746,36	$9D_4^o \rightarrow 9D_4$	$4f^7 5d 6s^2 \rightarrow 4f^7 5d 6s 6p$ (50)	533	17931
5751,88	$9D_2^o \rightarrow 9F_2$	$4f^7 5d 6s^2 \rightarrow 4f^7 5d 6s 6p$ (62)	0	17381
5791,38	$9D_4^o \rightarrow 9D_3$	$4f^7 5d 6s^2 \rightarrow 4f^7 5d 6s 6p$ (82)	533	17795
5802,92	$9D_4^o \rightarrow ?$	$4f^7 5d 6s^2 \rightarrow ?$	533	17761

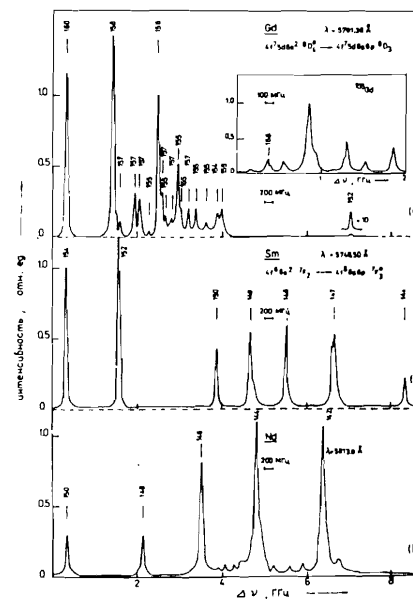


Рис. I. Зависимость числа резонансно-рассеянных фотонов от частоты лазерного излучения.

В таблице I представлены характеристики оптических переходов в Nd, Sm и Gd [8], для которых были проведены измерения изотопических сдвигов /термы, конфигурации и энергии начального и конечного состояний/. Примеры измеренных спектров для каждого из элементов представлены на рис. I. Во всех опытах использовались образцы в виде чистых металлов с природным изотопным составом исследуемых элементов. В представленных спектрах наб-

людаются пики, соответствующие всем четно-четным изотопам и компонентам сверхтонкой структуры нечетных изотопов. Чтобы идентифицировать эти компоненты, были проведены измерения с образцом, обогащенным ^{155}Gd до 90,7% /соответствующий спектр приведен на вставке рис.1/. Определение центра тяжести компонентов сверхтонкой структуры проводилось численным интегрированием.

Как видно из рис.1б, сверхтонкое расщепление линий с длиной волны 5746,50 Å в Sm очень мало. Оно не превышает 100 МГц, и компоненты СТС не разрешаются. Поэтому ИС для четных и нечетных изотопов Sm определялись из положений центра тяжести соответствующих пиков.

Таблица 2

Изотопические сдвиги в Nd, Sm и Gd для разных оптических переходов:
 $\Delta \nu_{\text{эксп.}}^{A,A'} = \nu^{A'} - \nu^A$, МГц

A	A'	$\Delta \nu_{\text{эксп.}}^{A,A'}$, МГц			
		^{60}Nd	^{62}Sm	^{64}Gd	^{64}Gd
		5729,29 Å	5813,90 Å	5746,50 Å	5779,26 Å
142	144	574,0(2,6)	-1456,7(5,3)		
144	146	504,0(5,3)	-1339,1(3,9)		
144	148			-2804,3(10)	1624(8)
146	148	618,5(3,8)	-1500,9(4,5)		
148	150	1040,2(8,6)	-2056,4(8,4)	-1656,2(6,6)	1030(15)
150	152			-2306,7(6,1)	1662(12)
152	154			-1234,9(4,3)	706(9,8)
147	148			-830,7(6,9)	522,6(0,4)
148	149			-512,4(4,8)	230,9(0,8)
		$\Delta \nu_{\text{скорр.}}$, МГц			
		5746,36 Å	5751,88 Å	5791,38 Å	5802,92 Å
152	154	-3262,2(15)	-3290,1(8,9)	-3196,7(10)	-3329,5(10)
154	156	-1440,3(8,9)	-1438,2(5,7)	-1402,1(6,2)	-1485,8(5,8)
156	158	-1092,2(9,3)	-1081,7(5,1)	-1059,4(5,3)	-1126,5(5,2)
158	160	-1124,3(9,1)	-1115,4(5,2)	-1095,0(5,4)	-1158,5(5,1)
155	156	-725,0(5,8)	-739,8(4,5)	-722,2(4,7)	-763,9(4,1)
156	157	-221(12)	-204,2(9,2)	-241(16)	-227,1(9,4)

Измеренные величины ИС для всех исследованных оптических линий представлены в табл. 2. Ошибка измерений ИС обычно составляла 2 - 15 МГц. Только в случае ^{157}Gd положение компонентов СТС определялось с несколько большей ошибкой и это отражалось на точности значений ИС между этим изотопом и соседним четно-четным.

Совместимость полученных значений ИС проверялась с помощью графика Кинга /2,9/. На этом графике по осям откладываются значения модифицированных ИС для сравниваемой пары оптических переходов:

$$\Delta \nu_{\text{мод.}}^{A,A'} = \Delta \nu_{\text{эксп.}}^{A,A'} \cdot \frac{A \cdot A' - A_0 - A'_0}{A' - A - A_0 \cdot A'_0}, \quad /1/$$

где A, A' и A₀, A'₀ - соответственно массовые числа измеряемых и реперных изотопов. Эти значения ИС должны лежать на прямой линии, что и наблюдается на самом деле. В случае изотопов Gd, для которых измерены ИС для 4 переходов, производилась более детальная обработка экспериментальных результатов. С помощью программы, основанной на методе наименьших квадратов, проводилось сравнение всех возможных комбинаций пар оптических переходов. Для каждой пары переходов вычислялись ИС, лежащие на прямой /сглаженные ИС/. Из рис.2 видно, что раз-

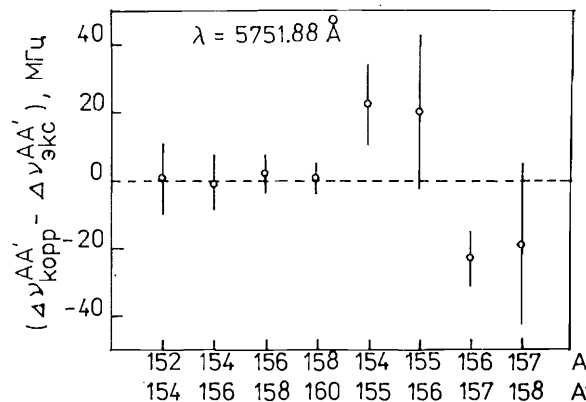


Рис.2. Различие скорректированных и измеренных значений $\Delta \nu$ для различных пар изотопов Gd.

личие измеренных и сглаженных значений ИС для четно-четных изотопов не выходит за пределы ошибок, однако для нечетных различие больше. Далее, из сглаженных значений ИС вычислялись т.н. скорректированные значения ИС /10/ как взвешенные средние всех сглаженных значений. Эти скорректированные значения ИС представлены в табл. 2 и в дальнейшем использовались для всех расчетов в случае изотопов Gd.

4. Определение среднеквадратичных зарядовых радиусов

Теория ИС достаточно хорошо разработана и описана в ряде работ /2,3/. Согласно теории величина ИС определяется двумя факторами:

$$\Delta \nu_{i, \text{экс.}}^{A, A'} = \Delta \nu_{i, \text{ПС}}^{A, A'} + \Delta \nu_{i, \text{МС}}^{A, A'}, \quad /2/$$

где индексы ПС и МС обозначают соответственно полевой сдвиг и массовый сдвиг;

$$\Delta \nu_{i, \text{ПС}}^{A, A'} = F_i \cdot \lambda^{A, A'}, \quad /3/$$

$$F_i = E_i \cdot f(Z), \quad /3'/$$

где E_i и $f(Z)$ — соответственно электронный и ядерный факторы; они обсуждаются ниже. Величина $\lambda^{A, A'}$ включает изменение параметров радиального распределения заряда ядра:

$$\lambda^{A, A'} = \Delta \langle r^2 \rangle^{A, A'} + (C_2/C_1) \Delta \langle r^4 \rangle^{A, A'} + (C_3/C_1) \Delta \langle r^6 \rangle^{A, A'}, \quad /4/$$

где значения C_i отражают вклад моментов различных порядков. Этот вклад практически не зависит от главного квантового числа электронной оболочки /II/, поэтому он одинаков для оптических переходов и КХ-лучей. В последнем случае вклад моментов высоких порядков $n \geq 4$ мал /3, II/, обычно он меньше, чем ошибка в определении значений $\lambda^{A, A'}$ из оптических переходов. Поэтому можно с достаточной точностью принять, что

$$\Delta \nu_{i, \text{ПС}}^{A, A'} = E_i f(Z) \Delta \langle r^2 \rangle^{A, A'}. \quad /5/$$

Массовый сдвиг включает два компонента: нормальный массовый сдвиг /НМС/ и специфический массовый сдвиг /СМС/:

$$\Delta \nu_{i, \text{МС}}^{A, A'} = \frac{A' - A}{A \cdot A'} (M_{i, \text{НМС}} + M_{i, \text{СМС}}), \quad /6/$$

$$M_{i, \text{НМС}} = 5,487 \cdot 10^{-4} \nu_i, \quad \text{МГц}. \quad /7/$$

Для исследованных нами переходов и при $A' - A = 2$ величина НМС составляет 22 - 25 МГц. Таким образом, процедура определения разностей зарядовых радиусов из измеренных значений ИС сводится к нахождению

константы $M_{\text{СМС}}$ и расчету факторов E_i и $f(Z)$. Ниже обсуждается процедура этой обработки.

4.1. Специфический массовый сдвиг /СМС/

СМС возникает из-за влияния коррелированного движения электронов на энергию отдачи ядра. Хотя, как видно из выражения /6/, СМС быстро уменьшается с ростом массового числа ядра, в ряде случаев его величина может быть значительной /в десятки раз выше, чем величина НМС/. Вычисления СМС показывают лишь качественное согласие с экспериментальными данными. Для $ns^2 \rightarrow nsnp$ переходов /2/:

$$\Delta \nu_{i, \text{СМС}}^{A, A'} = (0 \pm 0,5) \Delta \nu_{i, \text{НМС}}^{A, A'}. \quad /8/$$

Обычно СМС определяют экспериментально с помощью рассмотренного выше графика Кинга: по одной из осей откладывают значения модифицированных ИС для исследуемого оптического перехода, а по другой — для перехода с известным значением СМС. Однако в случае исследованных нами переходов такой подход применим лишь для Sm: СМС для линии 5746,50 Å можно определить из полученного с достаточной точностью в работе /4/ значения СМС для линии 5779,26 Å. Для Gd значения СМС неизвестны, а для Nd слишком неточны. Поэтому использовался другой подход: по оси ординат на графике Кинга откладывались значения модифицированного ИС для КХ-лучей и/или для X-лучей мезоатомов, для которых поправки на массовый сдвиг рассчитываются с хорошей точностью. Тогда точка пересечения прямой Кинга с осью абсцисс дает значение массового сдвига исследуемой оптической линии. Для КХ-лучей использо-

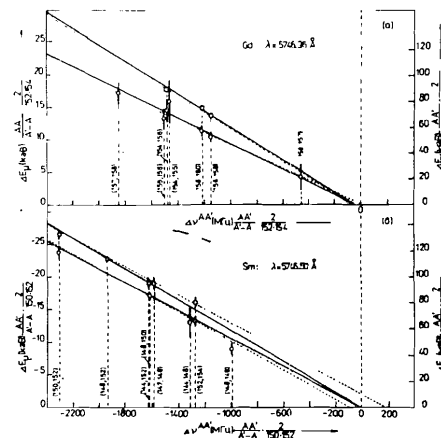


Рис.3. Графики Кинга для Sm и Gd. По оси x отложены модифицированные значения оптических ИС, а по оси y — ИС для мезоатомов /левая шкала/ и для КХ-лучей /правая шкала/.

вались данные по изотопическим сдвигам ΔE_X из обзора /12/, а для спектров мезоатомов ИС ΔE_μ взяты из работ /13,14,15/ для Nd, Sm и Gd соответственно.

Необходимо отметить, что использование ИС из спектров мезоатомов в общем случае нельзя считать строго обоснованным, т.к. они отражают несколько другие параметры распределения заряда в ядре. Критерии применимости этих ИС обсуждаются в работах /16,17/.

Независимые определения СМС /по методу наименьших квадратов/ из данных по КХ-лучам и по спектрам мезоатомов приводят к значительным различиям в его значениях /см. штрихованные прямые на рис.3а и 3б/. Обычно эти различия лежат в пределах ошибки, но сами ошибки также большие. Поэтому представляется более правильным для определения СМС скоррелировать данные по КХ-лучам и по мезоатомам, вычисляя одновременно методом наименьших квадратов обе прямые Кинга. Это делалось с учетом ошибок в значениях ΔE_X и ΔE_μ и с наложением дополнительного условия, чтобы обе прямые имели общую точку пересечения с оптической осью /рис.3а и 3б/. При этом ошибки в определенных таким образом значениях СМС уменьшаются. Значения СМС, а также величины полевых сдвигов, необходимые для определения $\Delta \langle r^2 \rangle$, приведены в табл. 3.

Таблица 3

Параметры, необходимые для расчета $\Delta \langle r^2 \rangle$

Изотопы	$\lambda, \text{ \AA}$	$\Delta \nu_{\text{СМС}}^{A, A'}$ МГц	$\Delta \nu_{\text{ИС}}^{A, A'}$ МГц	$f(z),$ ГГц/Фм ²	E_i	
					эсп.	расч.
148,150Nd	5729,29	-496(58)	1510(58)	17,70	0,215(17)	*
	5813,90	29(69)	-2111(69)		-0,299(22)	-0,266
144,148Sm	5746,50	-112(212)	-2746(213)	19,41	-0,273(20)	-0,279
		-76(52)	-2781(52) ^{жж}			
	5779,26	-951(218)	2521(218)		0,244(20)	*
158,160Gd	5746,36	-66(35)	-1081(35)	23,24	-0,308(22)	-0,326
	5751,88	-26(42)	-1112(42)		-0,318(23)	-0,326
	5791,38	-72(43)	-1046(43)		-0,297(23)	*
	5802,92	-64(43)	-1117(43)		-0,319(24)	-0,326

* - не рассчитывалось из-за большого или неизвестного смешивания конфигураций; жж - значение СМС определено из оптических переходов /4/.

4.2. Электронный фактор E_i

Этот фактор определяет изменение полной нерелятивистской плотности электронного заряда в точке ядра $|\Psi(0)|^2$ для рассматриваемого оптического перехода (i):

$$E_i = (\pi a_0^3 / Z) \Delta |\Psi(0)|_i^2, \quad /9/$$

где Z - атомный номер элемента, a_0 - боровский радиус. В частном случае $ns^2 \rightarrow ns \text{ np}$ переходов из простой теории /2/ следует выражение

$$|\Psi(0)|_{ns^2 \rightarrow ns \text{ np}}^2 = -f |\Psi(0)|_{ns}^2, \quad /10/$$

где $|\Psi(0)|_{ns}^2$ - плотность электронного заряда в точке ядра для ns -конфигурации соответствующего однократно ионизированного атома. Она может быть вычислена по формуле Гоудсмита-Ферми-Сегре /18/:

$$|\Psi(0)|_{ns}^2 = (Z \cdot Z_a^2 / \pi a_0^3 n^{*3}) (1 - \frac{d\sigma}{dn}), \quad /11/$$

где Z_a - эффективный заряд атомного остова /в нашем случае $Z_a = 2 / n$ и n^* - соответственно главное и эффективное квантовые числа, σ - квантовый дефект. Значения n^* и $(d\sigma/dn)$ для исследованных нами элементов можно вычислить, используя данные, приведенные в работе /19/. Эти вычисления дали значения $|\Psi(0)|_{ns}^2$ в единицах $(Z/\pi a_0^3)$: 0,453 /для Gd/, 0,382 /для Sm/ и 0,365 /для Nd/.

Вычисления по методу Хартри-Фока как в нерелятивистском /20/, так и в релятивистском /21/ приближениях показали, что величина f в выражении /10/ почти постоянна в области редкоземельных элементов для переходов, где число f -электронов не меняется, и составляет 0,72 - 0,73. Полученные в результате вычислений $|\Psi(0)|_{ns}^2$ и f значения электронного фактора E_i расч./ представлены в табл. 3.

В этих вычислениях предполагалось, что уровни, между которыми происходит оптический переход, относятся к чистым электронным конфигурациям, а вкладом p -электронов можно пренебречь. Однако эти предположения часто не выполняются, особенно для элементов со сложными оптическими спектрами, и это серьезно ограничивает точность вычислений значений $|\Psi(0)|^2$. Как видно из табл. I, для большинства исследованных нами оптических переходов имеет место сильное смешивание конфигураций.

Чтобы судить о степени достоверности этих расчетов E_i , необходимо сравнить их с аналогичными величинами, полученными из экспериментальных данных. Последние можно определить из наклона прямых

на обсуждаемых выше графиках Кинга /рис.3/. Действительно, если из ИС для КХ-лучей и оптических переходов определяются одни и те же значения $\Delta \langle r^2 \rangle$, то наклон прямой Кинга определяет отношение их факторов F_1 из выражений /2/-/4/. Поскольку для КХ-лучей значения факторов F_1 рассчитываются достаточно точно, то из их отношения можно получить значения F_1 , а следовательно, и факторов E_1 для оптических переходов $E_{1, \text{эксп.}}$. Эти значения $E_{1, \text{эксп.}}$ приведены в табл.3. Видно сравнительно хорошее согласие рассчитанных и экспериментальных значений E_1 /разница менее 10% / для всех оптических переходов в Gd и для перехода с $\lambda = 5746,50 \text{ \AA}$ в Sm.

Подобным же способом можно получить значения $E_{1, \text{эксп.}}$, используя ИС из спектров мезоатомов, принимая во внимание отмеченные выше критерии применимости /16,17/. Для всех исследованных переходов различие значений $E_{1, \text{эксп.}}$, полученных из спектров КХ-лучей и мезоатомов, не превышает нескольких процентов.

4.3. Ядерный фактор $f(Z)$

Фактор $f(Z)$ включает поправки к электронной волновой функции, возникающие из-за релятивистских эффектов и конечных размеров ядра. Выражение для него имеет вид:

$$f(Z) = \frac{5}{2} \bar{A}^{-1/3} C^{A,A'} (R_{\text{экв.}} / r_0 A^{1/3})^{2\sigma - 2} / r_0 (A' - A), \quad /12/$$

где $\bar{A} = (A' + A)/2$, $r_0 = 1,2 \text{ фм}$, $R_{\text{экв.}}^2 = 5/3 \langle r^2 \rangle$, $\sigma = (1 - \alpha^2 Z^2)$, α - постоянная тонкой структуры, $C^{A,A'}$ - теоретическая константа ИС для однородно заряженной сферы с радиусом $R = r_0 A^{1/3}$. Численные значения $C^{A,A'}$ были взяты из работы /22/ и скорректированы на релятивистскую поправку $(n/N)^3$, где N - "эффективное" релятивистское главное квантовое число, указанную в работе /23/. Значения $\langle r^2 \rangle^{1/2}$ для Nd, Sm и Gd получены из экспериментов по упругому рассеянию электронов /24/. Рассчитанные с помощью выражения /12/ значения $f(Z)$ приведены в табл. 3.

4.4. Разности среднеквадратичных зарядовых радиусов $\Delta \langle r^2 \rangle$

Из измеренных на опыте значений ИС /табл. 2/ и рассчитанных параметров /табл. 3/ были получены с помощью выражения /5/ относительные и абсолютные значения разностей зарядовых радиусов $\Delta \langle r^2 \rangle$, которые представлены в табл. 4. Относительные значения $\lambda_{\text{отн.}}$ представляют собой отношения полевых сдвигов $\Delta \nu_{\text{ПС}}^{A,A'}$ для соответствующих пар изотопов. В этом случае сравнительно большие ошибки значений $\Delta \nu_{\text{СМС}}$ и, следовательно, $\Delta \nu_{\text{ПС}}$ слабо влияют на точность $\lambda_{\text{отн.}}$. Поэтому ошибка относительных значений разностей зарядовых радиусов, усред-

Таблица 4

Стносительные $\lambda_{\text{отн.}}$ и абсолютные $\Delta \langle r^2 \rangle$ значения зарядовых радиусов изотопов неодима, самария и гадолиния, вычисленные с экспериментальными $E_{1, \text{эксп.}}$ и рассчитанными $E_{1, \text{расч.}}$ значениями электронного фактора

A	A'	$\lambda_{\text{отн.}}$	$\Delta \langle r^2 \rangle_{A,A'}^{\text{эксп.}}$, фм ²	$\Delta \langle r^2 \rangle_{A,A'}^{\text{расч.}}$, фм ²
60Nd				
142	144	0,718(9)	0,286(17)	0,322(19)
144	146	0,662(10)	0,264(16)	0,297(18)
146	148	0,734(8)	0,292(17)	0,329(19)
148	150	1,000	0,399(23)	0,448(26)
62Sm				
144	148	2,000	0,521(43)	0,514(51)
148	150	1,172(15)	0,305(25)	0,301(30)
150	152	1,658(45)	0,432(37)	0,426(43)
152	154	0,881(4)	0,230(14)	0,226(22)
147	148	0,590(7)	0,154(13)	0,152(15)
148	149	0,359(8)	0,093(8)	0,092(9)
64Gd				
152	154	2,967(37)	0,448(19)	0,433(24)
154	156	1,291(6)	0,195(8)	0,188(10)
156	158	0,969(4)	0,146(6)	0,143(8)
158	160	1,000	0,151(6)	0,146(8)
155	156	0,662(4)	0,100(4)	0,097(5)
156	157	0,187(8)	0,028(2)	0,027(2)

ненных по всем исследованным оптическим переходам, не превышает 2 - 3%.

Для получения абсолютных значений $\Delta \langle r^2 \rangle$, кроме величин $\Delta \nu_{\text{ПС}}$, используются рассчитанные значения параметров E_1 и $f(Z)$. При этом, естественно, необходимо выбирать оптические переходы, для которых применимо приближение Гоудсмита-Ферми-Сегре или имеет место хорошее согласие экспериментальных и расчетных значений E_1 . Для Gd это переходы с длинами волн 5746,36 \AA , 5751,88 \AA и 5802,92 \AA , для Sm - 5746,50 \AA . В случае Nd для обоих исследованных переходов различия

$E_{i, \text{эксп.}}$ и $E_{i, \text{расч.}}$ выходят за пределы ошибок. Однако для перехода с $\lambda = 5813,90 \text{ \AA}$ различие всего 12%, значение $\Delta \nu_{\text{СМС}}$ не противоречит выражению /8/ для $ns^2 \rightarrow nsnp$ переходов, поэтому данные для этого перехода были использованы для определения $\Delta \langle r^2 \rangle$.

Полученные таким образом значения $\Delta \langle r^2 \rangle$ представлены в табл. 4. Ошибка значений $\Delta \langle r^2 \rangle$ включает неточность расчета фактора E_1 /оцениваемую в 5% / и экспериментальную ошибку величины полевого сдвига $\Delta \nu_{\text{ПС}}^A, A$ /в нее основной вклад вносит специфический массовый сдвиг/ и составляет 6 - 10%. В табл. 4 приведены также значения $\Delta \langle r^2 \rangle$, полученные при использовании экспериментальных значений электронных факторов $E_{i, \text{эксп.}}$ в табл. 3/. Видно хорошее согласие между обеими величинами $\Delta \langle r^2 \rangle$ /различие нигде не выходит за пределы ошибок/ для Sm и Gd и несколько худшее для Nd.

Представляет интерес сравнить полученные нами значения с данными других работ, где значения $\Delta \langle r^2 \rangle$ определялись различными методами. Как уже отмечалось выше, основной вклад в ошибку полученных нами значений $\Delta \langle r^2 \rangle$ вносят не погрешности измерений $\Delta \nu$, а неопределенности расчета $\Delta \langle r^2 \rangle$, которые практически одинаковы для всех пар сравниваемых изотопов. Эти неопределенности, хотя и в меньшей степени, влияют на точность значений $\Delta \langle r^2 \rangle$, полученных другими методами. Поэтому представляется более наглядным вместо сравнения $\Delta \langle r^2 \rangle$ для каждой пары изотопов рассматривать усредненные различия значений $\Delta \langle r^2 \rangle$ для нашей и других работ. В табл. 5 приведены эти различия:

$$\Delta = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (\Delta \langle r^2 \rangle_{i,a} - \Delta \langle r^2 \rangle_{i,x}) / \Delta \langle r^2 \rangle_{i,a} \cdot 100 \%$$

/ $\Delta \langle r^2 \rangle_{i,a}$ относится к нашей работе при $E_i = E_{i, \text{расч.}}$, а $\Delta \langle r^2 \rangle_{i,x}$ к другим работам/, а также средние относительные ошибки измерений E /также в процентах/. Видно, что во всех случаях значения разности

Таблица 5

Сравнение полученных значений $\Delta \langle r^2 \rangle$ с результатами других работ

Элемент	Метод	наш		КХ-лучи		мезоатомы		оптические	
		$E, \%$	$\Delta, \%$	$E, \%$	$\Delta, \%$	$E, \%$	$\Delta, \%$	$E, \%$	$\Delta, \%$
Nd		5,9	+14,5	9	+12,2	7	+13,8	4,5	2/
Sm		9,8	+1,3	7	-5,0	5	+4,5	5,5	4/
Gd		5,7	-7,0	17	-4,5	10	+8,1	23	

тей не выходит за пределы совместных ошибок. Это позволяет сделать вывод о том, что в оптических спектрах исследованных нами элементов - Nd, Sm и Gd - имеют место переходы, для которых применимы расчеты $\Delta \langle r^2 \rangle$ для чистых $ns^2 \rightarrow nsnp$ переходов. В случае Sm и, по-видимому, Nd это должны быть переходы с малой примесью других конфигураций. Очевидно, к ним относятся неидентифицированные ранее и использованные нами переходы с $\lambda = 5813,90 \text{ \AA}$ в Nd и с $\lambda = 5746,50 \text{ \AA}$ в Sm. В случае Gd указанные расчеты применимы для переходов, в которых не меняется число f-электронов. При этом могут иметь место и большие примеси других конфигураций.

5. Обсуждение результатов

Хорошее согласие значений $\Delta \langle r^2 \rangle$, полученных разными методами, позволяет детально проследить за изменением зарядовых радиусов в исследованной области массовых чисел ядер $N = 82 \div 96$.

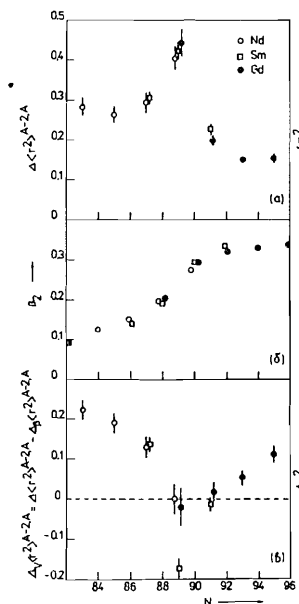


Рис. 4. Зависимость разности зарядовых радиусов и параметра деформации β_2 от числа нейтронов в ядре.

На рис. 4 представлена зависимость разности зарядовых радиусов двух соседних четно-четных ядер от числа нейтронов в них. В этой зависимости можно отметить две особенности:

1. Практически одинаковые значения $\Delta \langle r^2 \rangle$ для ядер разных элементов с одними и теми же числами нейтронов.
2. Хорошо известный скачок значений $\Delta \langle r^2 \rangle$ между числами нейтронов 88 и 90, где происходит изменение формы ядра от сферической к сфероидальной.

Хотя изменение зарядового радиуса ядра связано с целым рядом деталей ядерной структуры, в первом приближении можно выделить две основные составляющие. Одна из них связана с ростом объема ядра при добавлении нейтронов - $\Delta \langle r^2 \rangle_V$, другая - с изменением деформации ядра - $\Delta \langle r^2 \rangle_\beta$:

$$\Delta \langle r^2 \rangle = \Delta \langle r^2 \rangle_V + \Delta \langle r^2 \rangle_\beta, \quad /13/$$

$$\Delta \langle r^2 \rangle_V = \langle r_0^2 \rangle \chi (2\Delta A/A), \quad /14/$$

$$\Delta \langle r^2 \rangle_\beta = \langle r_0^2 \rangle \frac{5}{4\pi} \sum \Delta(\beta_1^2), \quad /15/$$

где χ - фактор сжимаемости ядерного вещества, β_1 - параметры деформации различных порядков /квадрупольная, октупольная и т.д./. При этом необходимо учитывать как статическую деформацию, так и динамическую, возникающую из-за колебаний ядерной поверхности.

В исследованной области ядер значения параметров деформации достаточно хорошо известны /они получены из времен жизни уровней, кулоновского возбуждения, неупругого рассеяния, спектров X-лучей мезоатомов/. Хотя абсолютные значения β_1 , полученные из разных источников, несколько отличаются между собой /они зависят от выбранной модели и параметров/, значения их разностей $\Delta\beta_1$ для соседних четно-четных изотопов оказываются не столь чувствительны к способу получения и обнаруживают значительно меньшие различия. В области $86 \leq N \leq 92$ наиболее сильно меняется параметр квадрупольной деформации /от 0,15 до 0,33/. Эти значения β_2 , полученные из приведенных вероятностей электрических квадрупольных переходов /25/, представлены на рис. 4б. Изменения других параметров деформации / β_3, β_4 / оказываются значительно меньше / $\Delta\beta \leq 0,05$ /.

Пользуясь известными значениями β_2 , можно с помощью выражений /13/-/15/ выделить то изменение зарядового радиуса, которое связано с увеличением его объема при добавление пары нейтронов:

$$\Delta \langle r^2 \rangle_V = \Delta \langle r^2 \rangle_{\text{эксп.}} - \Delta \langle r^2 \rangle_\beta.$$

Из рис. 4в видно, что зависимость этой величины от числа нейтронов в ядре совсем не такая, какая следует из простых представлений /объем ядра пропорционален числу нейтронов/. Очевидно, имеются еще и другие факторы, влияющие на величину зарядового радиуса, например, толщина поверхностного слоя ядра.

В заключение авторы выражают олагодарность Г.Н.Флерову и А.М.Прохорову за поддержку работы, а также Е.Г.Наджакову за помощь в статистической обработке результатов и полезные обсуждения.

Литература

1. Brix P., Kopfermann H. - Z.Phys., 1949, 126, p.344.
2. Heilig K., Steudel A. - At.Data Nucl.Data Tables, 1974, 14, p.613.
3. Heilig K. - Hyperfine Inter., 1985, 24-26, p.349.
4. Brand H., Seibert B., Steudel A. - Z.Phys. 1980, A296, p.281.
5. Алхазов Г.Д., Берлович Э.Е., Барнер Х., Дёршель К., Панталеев В.Н., Пеау Е.В., Поляков А.Г., Тихонов В.И., Хеддрих В., Хюнерманн Х. Препринт ЛИЯФ № 1006, Л., 1984.
6. Гангрский Ю.П., Маринова К.П., Марков Б.Н., Наджаков Е.Г., Оганесян Ю.Ц., Хан Ген И, Чанг Конг Там.-Изв. АН СССР сер.физ., 1985, 49, с.2261.
7. Gangrsky Yu.P., Han Gyong I., Marinova K.P., Markov B.N., Nadjakov E.G., Tran Cong Tam. JINR, E6-86-233, Dubna, 1986.
8. Martin W.C., Zabula R., Hogan L. Atomic energy levels. The rare-earth elements. Nat.Stand.Rev.Data Ser. (NSRDS) - NBS 60 U.S. GPO, Washington, D.C., 1978.
9. King W.H. - J.Opt.Soc.Am., 1963, 53, p.638.
10. Aufmuth P., Clieves H.P., Heilig K., Steudel A., Wendlanat D., Bauche J. - Z.Phys., 1978, A285, p.357.
11. Seltzer E.C. - Phys.Rev., 1969, 188, p.1916.
12. Boehm F., Lee P. - At.Data Nucl.Data Tables, 1974, 14, p.605.
13. Macagno E.R., Bernow S., Cheng S.G., Devons S., Duerdath I., Nit-tin D., Kast J.W., Lee W.J., Rainwater J., Wu G.S., Barrette R.C. - Phys.Rev., 1970, C1, p.1202.
14. Powers R.J., Bareaу P., Bihoreau B., Miller J., Morgenstern J., Picard J., Roussel L. - Phys.Rev., 1979, A316, p.295.
15. Laubacher D., Tanaka Y., Steffen H.M., Shera E., Hoehn H.V. - Phys.Rev., 1983, C27, p.1772.
16. Engfer R., Schneuwly H., Vuilleumier J.L., Walter H.K., Zender A. - At.Data Nucl.Data Tables, 1974, 14, p.509.
17. Clark D.L., Cage M.E., Lewis D.A., Greenlees G.W. - Phys.Rev., 1979, A20, p.239.
18. Kuhn H.G. Atomic Spectra. Longmans, London, 1969.
19. Sugar J., Reader J. - J.Opt.Soc.Am., 1965, 55, p.1286.
20. Wilson M. - J.Phys., 1972, B5, p.23.
21. Coulthard M.A. - J.Phys., 1973, B6, p.23.
22. Бабушкин Ф.А., - ЖЭТФ, 1963, 44, с.1661.
23. Zimmermann D. - Z.Phys., 1984, A315, p.123; 1985, A321, p.23.
24. Wesolowski E. - J.Phys., 1984, G10, p.321.
25. Stelson P.H., Grodzins L. - Nucl.Data Tables, 1965, A1, p.21.

Рукопись поступила в издательский отдел
20 февраля 1987 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

Д9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
Д3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.
Д11-83-511	Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
Д7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р. 55 к.
Д2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р. 00 к.
Д13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
Д2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.
Д1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р. 50 к.
Д17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. /2 тома/	7 р. 75 к.
Д10,11-84-818	Труды V Международного совещания по проблемам математического моделирования, программирования и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1983	3 р. 50 к.
	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984 /2 тома/	13 р. 50 к.
Д4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра, Алушта, 1985.	3 р. 75 к.
Д11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р.
Д13-85-793	Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна 1985.	4 р. 80 к.
Д3,4,17-86-747	Труды У Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1986.	4 р. 50 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Борисов С.К. и др.

P15-87-115

Измерение разностей зарядовых радиусов ядер Nd, Sm, и Gd по резонансно-рассеянному лазерному излучению

Измерены изотопические сдвиги в оптических спектрах атомов Nd, Sm и Gd. Методика измерений была основана на резонансной флуоресценции исследованных атомов. Для их возбуждения использовался лазер на красителе с перестраиваемой длиной волны. Из измеренных значений изотопических сдвигов рассчитаны разности среднеквадратичных зарядовых радиусов ядер указанных элементов с числом нейтронов от 82 до 96. Показано, что в оптических спектрах Nd, Sm и Gd имеются переходы, для которых применимы расчеты для чистых $ns^2 \rightarrow nsnp$ переходов. Обсуждается зависимость зарядовых радиусов соседних четно-четных ядер от числа нейтронов.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.
Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод Л.В.Пашкевич

Borisov S.K. et al.

P15-87-115

Determination of Changes in Mean-Square Nuclear Radii of Nd, Sm and Gd by Laser Excited Fluorescence

Isotope shifts in optical spectra of Nd, Sm and Gd atoms have been investigated. The experimental method used is based on resonance fluorescence of the investigated atoms excited by tunable dye-laser. Changes in mean-square nuclear radii of the above mentioned nuclides with neutron numbers between 82 and 96 are extracted from reported optical isotope shifts. It is shown that in the optical spectra of Nd, Sm and Gd transitions are available for which calculations for pure $ns^2 \rightarrow nsnp$ transitions are valid. The dependence of mean-square radii changes of the neighbouring even-even isotopes on neutron number is discussed.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987