

ЗАРЯДОВЫЕ РАДИУСЫ ВЫСОКОСПИНОВЫХ ИЗОМЕРОВ, ИЗМЕРЕННЫЕ МЕТОДАМИ ЛАЗЕРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Ю. П. Гангский

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Представлен обзор экспериментальных данных по разностям зарядовых радиусов между основным состоянием и высокоспиновым изомерным. Для измерений использовались методы лазерной спектроскопии высокого разрешения. Сравнивались разности радиусов, полученные двумя способами: из измерений изомерных сдвигов уровней атомов с исследуемыми ядрами и из измерений их квадрупольных моментов в обоих состояниях в предположении, что разности радиусов определяются различием их квадрупольных деформаций. Рассматривались изомеры, образованные при разрыве одной или нескольких пар нуклонов, и изомеры с конфигурацией нечетного нейтрона $1h_{11/2}$ области ядер Cd–Ba и $1i_{13/2}$ в области Hg–Pb. Обсуждаются наблюдаемые различия указанных разностей зарядовых радиусов для изомерных состояний разной природы.

It is presented the review of experimental data about the charge radii differences between the ground and high spin isomeric states. The methods of high resolution laser spectroscopy were used for the measurements of these differences. There are compared the charge radii differences obtained by two ways: from the measurements of atomic levels isomeric shifts and from measurements of quadrupole moments for both levels at the assumption, that charge radii difference induced by the difference of their quadrupole deformations. There are considered the quasiparticle isomer obtained at the rapture of the nucleon pairs, $1h_{11/2}$ isomers in the nuclei region Cd–Ba and $1i_{13/2}$ isomer in Hg–Pb region. The various behaviour of obtained charge radii differences for different nuclei is discussed.

PACS: 42.62.Fi

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы для определения целого ряда ядерных параметров все чаще используются методы лазерной спектроскопии высокого разрешения. К этим параметрам относятся среднеквадратичный радиус распределения электрического заряда ядра $\langle r^2 \rangle$, спин I , магнитный дипольный μ и электрический квадрупольный Q моменты. Эти параметры характеризуют размеры и форму ядра, а также конфигурации последнего (нечетного) нуклона. Лазерные методы характеризуются высокой чувствительностью, прецизионностью и быстродействием. Они основаны на измерении тех возмущений, которые вызывают ядерные параметры в электронной оболочке атома (сдвиги и расщепления атомных уровней). Эти возмущения подобны для всех изотопов одного элемента, поэтому лазерные методы наиболее эффективны в исследованиях длинных цепочек изотопов (до 20) выбранного элемента — в определении изменений указанных ядерных параметров с ростом

числа нейтронов в ядре. Эти зависимости исследованы уже для нескольких десятков элементов (от He до Cm), информация о них обобщена в обзорах [1–4].

В этих зависимостях наблюдается ряд закономерностей. Одна из них связана с тем, что отступления от гладкой кривой среднеквадратичного зарядового радиуса с изменением числа нейтронов в ядре определяются квадрупольной деформацией ядра. Изломы в этих зависимостях оказываются при пересечении магических чисел нейтронов или на границах областей деформации, т. е. при резком изменении параметра квадрупольной деформации, который в случае равномерно заряженного эллипсоида со средним радиусом R определяется известным выражением [5]:

$$\beta_2 = 1,06 \frac{\Delta R}{R}, \quad (1)$$

где ΔR — разность между большой и малой полуосями эллипсоида. В случае такого ядра прирост среднеквадратичного радиуса по сравнению с равномерно заряженной сферой составляет

$$\Delta \langle r^2 \rangle_\beta = \frac{5}{4\pi} \langle r^2 \rangle_0 \Delta \langle \beta_2^2 \rangle, \quad (2)$$

где $\langle r^2 \rangle_0$ — среднеквадратичный зарядовый радиус сферического ядра того же объема; $\Delta \langle \beta_2^2 \rangle$ — изменение параметра квадрупольной деформации. Этот параметр обычно определяется из значения внутреннего квадрупольного момента ядра:

$$Q_0 = \frac{3}{\sqrt{5\pi}} ZeR^2 \beta_2 (1 + 0,156\beta_2 + \dots), \quad (3)$$

R — радиус распределения электрического заряда ядра — определяется соотношением

$$R = 1,2A^{1/3}, \quad (4)$$

где A — массовое число ядра, равное числу нуклонов в нем.

Методами лазерной спектроскопии из сверхтонкого расщепления оптических линий определяется спектроскопический квадрупольный момент, связанный с указанным значением Q_0 выражением

$$Q_s = \frac{3K^2 - I(I+1)}{(I+1)(2I+3)} Q_0, \quad (5)$$

где I — спин ядра; K — проекция его на ось симметрии ядра.

Вклад в среднеквадратичный зарядовый радиус вносит не только статическая деформация, определяемая из спектроскопического квадрупольного момента, но и динамическая, возникающая в результате нулевых колебаний ядерной поверхности:

$$\beta_2^2 = \beta_{ст}^2 + \beta_{дин}^2. \quad (6)$$

Поправка к зарядовому радиусу $\Delta \langle r^2 \rangle_\beta$ с учетом получаемых таким способом значений β_2 значительно улучшает согласие с экспериментальной зависимостью зарядового радиуса от числа нейтронов в ядре.

Зарядовый радиус зависит, естественно, не только от числа нуклонов в ядре, но и от других ядерных характеристик, таких как его энергия возбуждения и угловой момент.

Однако данные о таких зависимостях значительно беднее, так как ядра в возбужденных состояниях характеризуются малыми временами жизни, зачастую недоступными для лазерных методик. Наиболее короткоживущим ядром, для которого были измерены разность зарядовых радиусов и ядерные моменты, является ядро ^{85}Rb в изомерном состоянии с временем жизни 10^{-6} с [6].

Минимальное время, необходимое для измерений лазерными методами, определяется временем доставки исследуемых атомов к лазерному лучу и временем жизни возбуждаемых атомных уровней. Оно может быть снижено до 10^{-8} с, поэтому доступными для измерений могут быть лишь ядра в изомерных состояниях. Известно достаточно большое (несколько сотен) число изомерных состояний с такими временами жизни, при этом в одном ядре может быть по несколько долгоживущих состояний. Например, в ядре ^{175}Hf имеется пять изомерных состояний с $\tau > 10^{-7}$ с с энергиями возбуждения до 7,5 МэВ и спинами до 57/2. Это открывает широкие перспективы для измерений зависимостей указанных выше ядерных параметров ($\langle r^2 \rangle$, I , μ , Q) от энергии возбуждения и углового момента методами лазерной спектроскопии, однако такие измерения только начинаются. Среди них можно выделить эксперименты с изомерами формы в ядрах ^{185}Hg [7, 8], ^{240}Am и ^{242}Am [9], где использование лазерных методов представило окончательные доказательства их природы.

В данной статье приведен обзор известных к настоящему времени данных о зарядовых радиусах и электрических квадрупольных моментах для изомерных состояний. Проведено сравнение разностей зарядовых радиусов ядер в изомерном и основном состояниях, измеренных непосредственно и рассчитанных из известных значений параметров квадрупольных деформаций согласно выражению (2). Это позволяет более определенно судить о факторах, влияющих на изменение зарядового радиуса с ростом энергии возбуждения и углового момента. Для сравнения выбраны изомерные состояния двух типов: одночастичных с максимально возможными значениями спинов ($1h_{11/2}$ и $1i_{13/2}$) и квазичастичных, образованных при выстраивании спинов разорванной пары нуклонов.

1. КВАЗИЧАСТИЧНЫЕ ИЗОМЕРЫ

Изомеры такого типа получают при разрыве связанных нуклонов и выстраивании спинов образующихся квазичастиц. Величина спина таких изомеров зависит от числа разорванных пар и может быть достаточно большой. Например, в ядре ^{178}Hf известно четырехквазичастичное изомерное состояние с энергией 2,447 МэВ и спином $I^\pi = 16^+$, образованное при разрыве пары протонов и пары нейтронов, а в уже указанном выше ядре ^{175}Hf девятиквазичастичное с $I^\pi = 572^-$ и $E = 7,49$ МэВ.

В табл. 1 представлены разности среднеквадратичных зарядов радиусов состояний, полученные на опыте ($\Delta\langle r^2 \rangle_{\text{экс}}$) из величины изомерных сдвигов и рассчитанные из известных значений параметров квадрупольной деформации ($\Delta\langle r^2 \rangle_\beta$) с использованием выражения (2), а также их спектроскопические данные [10]. Эти данные относятся к четырем четно-четным ядрам (при этом в ^{178}Hf к двум изомерным состояниям — двухквазичастичному 8^- и четырехквазичастичному 16^+) и трем нечетно-четным (в ^{87}Y сравнение проведено для двух изомерных состояний: одночастичного $9/2^+$ и трехквазичастичного $27/2^-$).

Таблица 1. Зарядовые радиусы квазичастичных изомеров

| Ядро | E , кэВ | I^π | Q_0 , б | $\Delta\langle r^2 \rangle_\beta$ | $\Delta\langle r^2 \rangle_{\text{эксп}}$ |
|-------------------|-----------|----------|-----------|-----------------------------------|---|
| ^{130}Ba | 0 | 0^+ | +3,42(3) | | |
| | 2476 | 8^- | +3,95(43) | +0,06(3) | -0,047(3) [13] |
| ^{176}Yb | 0 | 0^+ | +7,30(13) | | |
| | 1051 | 8^- | +7,55(11) | +0,04(3) | -0,0224(1) [13] |
| ^{178}Hf | 0 | 0^+ | +6,96(4) | | |
| | 1148 | 8^- | +7,11(6) | +0,03(2) | -0,0394(1) |
| | 2447 | 16^+ | +7,20(8) | +0,04(2) | -0,0946(22) [14] |
| ^{202}Pb | 0 | 0^+ | +1,28(2) | +0,02(2) | -0,01(2) [15] |
| | 2170 | 9^- | +1,40(30) | | |
| ^{97}Y | 667 | $9/2^+$ | -1,40(15) | +0,01(2) | -0,101(1) [12] |
| | | $27/2^-$ | -1,50(17) | | |
| ^{135}Cs | 0 | $7/2^+$ | +0,050(2) | +0,06(1) | -0,008(2) [16] |
| | 1627 | $19/2^-$ | +0,45(5) | | |
| ^{177}Lu | 0 | $7/2^+$ | +7,26(6) | +0,02(2) | -0,02(1) [17] |
| | 969 | $23/2^-$ | +7,33(6) | | |

Значения β_2 для изомеров и основных состояний ядер с нечетным Z или N получены из спектроскопических квадрупольных моментов (они представлены в обзоре [11]). Значительная часть их измерена методами лазерной спектроскопии (как правило, в тех же опытах, что и изомерные сдвиги), поэтому рассчитанные значения $\Delta\langle r^2 \rangle_\beta$ относятся к изменениям статической деформации. В то же время для основных состояний четно-четных ядер (у них $I^\pi = 0^+$) значение β_2 получено из внутренних квадрупольных моментов. Последние определяются из значений приведенных вероятностей радиационных переходов с первого возбужденного уровня с $I^\pi = 2^+$ в основное состояние с $I^\pi = 0^+$ [12]:

$$Q_0 = 7,10\sqrt{B(E2,2 \rightarrow 0)}. \quad (7)$$

Анализируя данные табл. 1, можно сделать ряд заключений:

1. Разности среднеквадратичных зарядовых радиусов ядер в изомерном и основных состояниях заметно меньше аналогичных разностей $\langle r^2 \rangle$ при добавлении к тем же ядрам пары нейтронов.
2. Изомерные сдвиги для всех исследованных ядер оказываются отрицательными ($\Delta\langle r^2 \rangle_{\text{эксп}} < 0$), и это означает, что среднеквадратичные зарядовые радиусы в изомерных состояниях меньше, чем в основных.
3. В то же время внутренние квадрупольные моменты больше в изомерных состояниях, что приводит к положительной поправке к зарядовому радиусу за счет квадрупольной деформации ($\Delta\langle r^2 \rangle_\beta > 0$), т. е. к его росту.
4. В ядре ^{178}Hf уменьшение зарядового радиуса ядра в четырехквазичастичном изомере почти вдвое больше, чем в двухквазичастичном.

Необходимо отметить, что в случае четно-четных ядер рассчитанное значение $\Delta\langle r^2 \rangle_\beta$ занижено, так как для основных состояний использовалась сумма статистической и динамической деформаций. Исключение последней увеличивает значения $\Delta\langle r^2 \rangle_\beta$ и их различия с $\Delta\langle r^2 \rangle_{\text{эксп}}$.

Отмеченное различие $\Delta\langle r^2 \rangle_{\text{эксп}}$ и $\Delta\langle r^2 \rangle_\beta$ означает, что, по-видимому, кроме квадрупольной деформации имеются и другие факторы, влияющие на зарядовый радиус ядра. К ним могут относиться деформации более высоких порядков и толщина поверхностного слоя ядра, которые уменьшаются при переходе от основного состояния к изомерному.

Однако наиболее вероятным представляется объяснение, которое использовалось в случае четно-нечетных различий зарядовых радиусов. Этот эффект заключается в том, что прирост зарядового радиуса при добавлении к ядру одного нейтрона составляет менее половины от соответствующего прироста, когда добавляется пара нейтронов. Объяснение его в том, что нечетный нейтрон блокирует нулевые колебания ядерной поверхности, т. е. уменьшает динамическую деформацию ядра. Получение квазичастичных изомеров связано с увеличением числа неспаренных нейтронов (или протонов), влияющих на амплитуду нулевых колебаний.

2. ОДНОЧАСТИЧНЫЕ ИЗОМЕРЫ $1h_{11/2}$ И $1i_{13/2}$

Для сравнения с зарядовыми радиусами квазичастичных изомеров подобный анализ изомерных сдвигов и сверхтонких расщеплений атомных уровней был проведен и для одночастичных изомеров с большими значениями спинов. Для одночастичных изомеров наибольшие спины ($I^\pi = 11/2^-$ и $13/2^+$) соответствуют нуклонным конфигурациям $1h_{11/2}$ и $1i_{13/2}$. В ядрах с нечетным числом нейтронов изомеры с такими конфигурациями известны в диапазоне $46 < Z < 62$ и $59 < N < 81$ у изотопов Pd, Cd, Sn, Te, Xe, Ba ($h_{11/2}$) и $78 < Z < 82$ и $103 < N < 135$ ($i_{13/2}$). Основные состояния этих ядер имеют спины $1/2$, $3/2$ или $5/2$, что соответствует большой разнице угловых моментов и приводит к задержке радиационных переходов.

В табл. 2 представлены разности зарядовых радиусов между изомерным и основным одночастичным состояниями, измеренные на опыте [2] и рассчитанные из значений электрических квадрупольных моментов [11]. Для этого использовалась та же процедура расчета, что и в предыдущем случае квазичастичных изомеров. В этом случае для всех ядер значения $\Delta\langle r^2 \rangle_\beta$ связаны с изменением статической квадрупольной деформации. Из представленных в табл. 2 данных можно сделать ряд заключений:

1. Измеренные $\Delta\langle r^2 \rangle_{\text{эксп}}$ и рассчитанные $\Delta\langle r^2 \rangle_\beta$ разности зарядовых радиусов заметно меньше соответствующих значений для квазичастичных изомеров или при добавлении к тому же ядру одного нейтрона. Это означает малые изменения и размеров и формы ядра при переходе от основного состояния к изомерному одночастичному (или при изменении конфигурации нечетного нейтрона).

2. В случае изомеров $h_{11/2}$ (в изотопах Ba и Sn) зарядовый радиус растет, а для изомеров с $i_{13/2}$ (в изотопах Hg и Pb) его изменения происходят в обе стороны.

3. В отличие от квазичастичных изомеров наблюдается корреляция между $\Delta\langle r^2 \rangle_{\text{эксп}}$ и $\Delta\langle r^2 \rangle_\beta$ — рост зарядового радиуса при переходе к изомерному состоянию сопровождается и ростом квадрупольной деформации ядра. Однако большие ошибки значений

Таблица 2. Зарядовые радиусы одночастичных изомеров

| Ядро | I^π | E , кэВ | Q_S , б | $\Delta\langle r^2 \rangle_\beta$ | $\langle \beta_2 \rangle$ | $\Delta\langle r^2 \rangle_{\text{эсп}}$ |
|-------------------|----------|-----------|-------------|-----------------------------------|---------------------------|--|
| ^{121}Sn | $3/2^+$ | 0 | 0,02(2) | 0,007(7) | | |
| | $11/2^-$ | 6,3 | 0,14(3) | 0,016(4) | + 0,002(2) | + 0,005(2) [18] |
| ^{135}Ba | $3/2^+$ | 0 | + 0,160(3) | 0,050(1) | | |
| | $11/2^-$ | 268 | + 0,98(8) | 0,105(9) | + 0,081(8) | + 0,022(6) [19] |
| ^{137}Ba | $3/2^+$ | 0 | + 0,245(4) | 0,078(2) | | |
| | $11/2^-$ | 661 | + 0,78(9) | 0,082(8) | + 0,0060(6) | + 0,061(5) [19] |
| ^{187}Hg | $3/2^-$ | 0 | - 0,505(23) | 0,09(4) | | |
| | $13/2^+$ | | + 0,55(13) | 0,020(5) | - 0,07(3) | - 0,013(4) [8] |
| ^{189}Hg | $3/2^-$ | 0 | - 1,15(25) | 0,20(5) | | |
| | $13/2^+$ | | + 0,78(24) | 0,03(1) | - 0,05(2) | - 0,018(2) [8] |
| ^{191}Hg | $3/2^-$ | 0 | - 0,94(22) | 0,16(4) | | |
| | $13/2^+$ | 14,0 | + 0,76(24) | 0,04(1) | - 0,03(1) | + 0,0004(13) [8] |
| ^{193}Hg | $3/2^-$ | 0 | - 0,86(38) | 0,15(4) | | |
| | $13/2^+$ | 141 | + 1,1(1) | 0,063(6) | + 0,021(5) | + 0,018(2) [8] |
| ^{197}Pb | $3/2^-$ | 0 | - 0,08(17) | 0,014(4) | | |
| | $13/2^+$ | 319 | + 0,38(7) | 0,021(4) | + 0,0025(11) | + 0,028(8) [15] |

$\Delta\langle r^2 \rangle$, обусловленные малыми значениями этих величин, не позволяют говорить о количественном согласии этих изменений.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Как уже было отмечено выше, зависимость среднеквадратичного зарядового радиуса от числа нейтронов близка к линейной с наклоном $\sim 0,2 \text{ фм}^2/N$ и согласуется с расчетами по каплевой модели [20]. В то же время аналогичная зависимость от углового момента носит более сложный характер. Из представленных в этой работе данных видно, что при замене конфигурации нечетного нейтрона изменения среднего зарядового радиуса, определяющего размеры ядра, и изменение параметра квадрупольной деформации, определяющего его форму, очень малы (они много меньше тех изменений, которые происходят, например, при добавлении к тому же ядру еще одного нейтрона). Столь же малы изменения этих ядерных параметров при замене конфигурации нечетного протона. Например, в изотопах In ($Z = 49$) с $A = 115-121$ при переходе от конфигурации протона с $1g_{9/2}$ (основное состояние) к $3s_{1/2}$ (изомерное состояние) изменение зарядового радиуса не превышает $0,015 \text{ фм}^2$ [21].

В то же время при росте числа неспаренных нуклонов изменения рассмотренных выше ядерных параметров заметно больше. При этом значение одного из них $\langle r^2 \rangle$ падает, а другого $\langle \beta_2 \rangle$ — растет. Это может означать увеличение жесткости ядра по отношению к нулевым колебаниям ядерной поверхности при росте квадрупольной деформации ядра. Кроме того, для вращательных состояний в целом ряде ядер обнаружен существенный рост квадрупольной деформации с увеличением углового момента. Например, в ядре

^{192}Hg в диапазоне $I^\pi = 20^+ - 30^+$ значение β_2 достигает 0,6, что, естественно, приводит к большому увеличению среднего зарядового радиуса [22]. Это указывает на существенную зависимость изменения размеров и формы ядра от его структуры, и измерения ядерных параметров методами лазерной спектроскопии играют важную роль в этих исследованиях.

Автор выражает благодарность Д. Биллоузу, К. П. Мариновой и Ю. Э. Пенионжквичу за полезные обсуждения.

Работа поддержана РФФИ (грант № 04-02-16955).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Otten E. W. // Treatise on Heavy Ion Sci. 1989. V. 8. P. 664.
2. Aufmuth F., Heulig K., Steudel A. // ADNDT. 1987. V. 37. P. 455.
3. Nadjakov E. G., Marinova K. P., Gangrsky Yu. P. // ADNDT. 1994. V. 56. P. 133.
4. Маринова К. П. // ЭЧАЯ. 2004. Т. 35. С. 693.
5. Соловьев В. Г. Теория атомного ядра. М.: Энергоиздат, 1981. 351 с.
6. Shimkaveg G. et al. // Phys. Rev. Lett. 1984. V. 53. P. 2230.
7. Bonn J. et al. // Z. Phys. A. 1976. Bd. 276. S. 203.
8. Dalkievich et al. // Phys. Lett. B. 1979. V. 82. P. 139.
9. Backe H. et al. // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 80. P. 920.
10. Browne E., Firestone R. B. Table of Radioactive Isotopes / Ed. V. Shirley. N. Y.: J. Wiley and Sons, 1986.
11. Stone N. J. // ADNDT. 2005. V. 90. P. 75.
12. Raman S., Nestor C. W., Tikkaneen P. // ADNDT. 2001. V. 78. P. 1.
13. Billowes J. et al. // J. Phys. G (in press).
14. Boos N. et al. // Phys. Rev. Lett. 1994. V. 72. P. 2689.
15. Thompson R. C. et al. // J. Phys. G. 1983. V. 9. P. 443.
16. Thibault C. et al. // Nucl. Phys. A. 1981. V. 367. P. 1.
17. Georg U. et al. // Eur. Phys. J. A. 1998. V. 3. P. 225.
18. Anselment M. et al. // Phys. Rev. C. 1986. V. 34. P. 1052.
19. Beck K. et al. // Z. Phys. A. 1979. Bd. 291. S. 219.
20. Magers W. D., Schmidt K. H. // Nucl. Phys. A. 1983. V. 419. P. 61.
21. Eberz J. et al. // Nucl. Phys. A. 1987. V. 454. P. 9.
22. Moore E. F. et al. // Phys. Rev. Lett. 1990. V. 64. P. 3167.

Получено 11 июля 2006 г.