

ОПТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ В ИССЛЕДОВАНИЯХ АТОМНЫХ ЯДЕР

Ю. П. ГАНГРСКИЙ

Учебно-научный центр при Объединенном институте ядерных исследований, Дубна

OPTICAL METHODS IN THE RESEARCH OF ATOMIC NUCLEI

Yu. P. GANGRSKY

A review of optical methods in the study of atomic nuclei is presented. The basis of these methods and some experimental set-ups including lasers with the wave-length scanning are described. The most interesting results obtained by the optical method are discussed.

Представлен обзор оптических методов в исследованиях атомных ядер. Рассмотрены основы этих методов, описаны экспериментальные установки, включая использующие лазеры со сканируемой длиной волны. Обсуждены наиболее интересные результаты, полученные оптическими методами.

www.issep.rssi.ru

ВВЕДЕНИЕ

Исследования атомных ядер насчитывают уже почти столетнюю историю. За это время они привели к коренному изменению наших представлений о строении материи. В этих исследованиях можно выделить три направления.

1. Радиоактивный распад ядер. В этом подходе измеряют спектры частиц, испускаемых при радиоактивном распаде. Они являются основным источником информации о свойствах ядер при низких энергиях возбуждения и о характере взаимодействий, вызывающих радиоактивный распад (сильные, электромагнитные и слабые взаимодействия).

2. Ядерные реакции. В этом случае изучают взаимодействие различных бомбардирующих частиц (от γ -квантов до тяжелых ионов) с ядрами, образование новых ядер и их распад. Получаемые при этом данные о структуре ядра охватывают более широкий диапазон энергий возбуждения, который обычно не проявляется при радиоактивном распаде.

3. Оптические спектры атомов или ионов. Эти спектры не только являются богатым источником информации о строении атома, но в них отражаются также некоторые ядерные характеристики, связанные в основном с электрическим зарядом ядра.

Оптические методы возникли задолго до открытия радиоактивности и атомного ядра, их успешно использовали для изучения состава и строения вещества. К настоящему времени они получили широкое применение во многих областях науки и техники. Хотя по объему получаемой информации о свойствах ядер оптические методы уступают другим указанным выше, их роль трудно переоценить. Данные о ряде ядерных характеристик были впервые получены при использовании оптических методов. К ним можно отнести механический момент (спин) ядра, магнитный дипольный и электрический квадрупольный моменты. Еще один пример — наблюдение эффекта несохранения пространственной четности в атомных спектрах. Это явление

стало одним из решающих доказательств единой природы электромагнитных и слабых взаимодействий.

Оптические методы характеризуются особенностями, которые выделяют их среди других методов исследований ядер.

1. Взаимодействие между ядром и атомными электронами является чисто электромагнитным. Характер этого взаимодействия хорошо известен, он описывается законом Кулона и уравнениями Максвелла. Поэтому ядерные параметры можно определить по измеряемым спектрам без привлечения каких-либо модельных представлений.

2. Используемая экспериментальная техника, основанная на волновых свойствах излучения, позволяет проводить измерения с очень высокой точностью, недоступной другим методам. При этом диапазон длин волн оптического излучения (0,1–1,0 мкм) является оптимальным для таких измерений. Такие длины волн удобны для эффективной транспортировки, фокусировки и анализа светового излучения и в то же время позволяют регистрировать отдельные фотоны.

ОСНОВЫ ОПТИЧЕСКИХ МЕТОДОВ

Указанные выше характерные особенности оптических методов и определяют их роль и место в исследованиях ядер. Поскольку спектр уровней атома определяется электромагнитным взаимодействием между электронами и зарядом ядра, то изучение этого спектра позволяет получать информацию об особенностях распределения электрического заряда и тока в ядре.

Как известно, ядро представляет собой связанную систему из нуклонов (заряженных частиц протонов и нейтральных нейтронов). Устойчивость этой системы определяется наличием так называемых сильных взаимодействий (или ядерных сил) между нуклонами. Эти взаимодействия носят сложный характер и зависят от нескольких параметров (расстояние между нуклонами, взаимная ориентация их угловых моментов, присутствие рядом других нуклонов и т.д.). Ядерные силы наряду с электромагнитными, которые действуют между заряженными протонами, и определяют размеры и форму ядер, пространственное распределение в них электрического заряда и ядерного вещества.

Из опытов по рассеянию заряженных частиц на ядрах установлено, что распределение в них плотности электрического заряда характеризуется постоянной величиной в центральной области и плавным спадом на периферии [1] (рис. 1). Это распределение, называемое фермиевским, описывается параметрами ρ_0 , c , t (смысл их ясен из рис. 1) или определяется одним усредненным – среднеквадратичным зарядовым радиусом $\langle r^2 \rangle$:

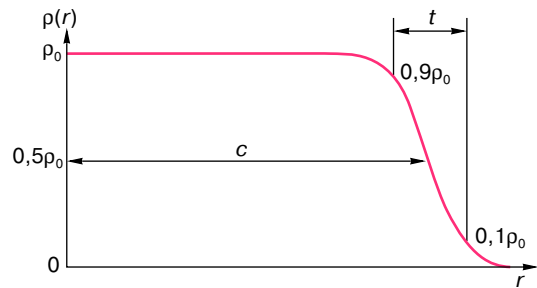


Рис. 1. Зависимость плотности электрического заряда $\rho(r)$ от расстояния от центра ядра r . $\rho_0(r)$ – плотность заряда в центре ядра, c – радиус половинной плотности, t – толщина поверхностного слоя

$$\langle r^2 \rangle = \frac{3}{5}c^2 + \frac{7}{5\pi}t^2. \quad (1)$$

В случае более простого, например равномерного, распределения электрического заряда по объему ядра с радиусом R величина $\langle r^2 \rangle = \frac{3}{5}R^2$.

Нуклоны в ядре распределены не хаотично, а формируют оболочечную структуру. При определенных числах протонов или нейтронов (2, 8, 20, 28, 50, 82) образуются замкнутые оболочки, при которых ядра характеризуются повышенной стабильностью и более компактными размерами. В то же время нуклоны сверх заполненных оболочек воздействуют на остов ядра так, что изменяют его форму. В результате этого некоторые ядра приобретают форму вытянутого или сплюснутого эллипсоида (деформированные ядра). Форму таких ядер характеризуют его электрическим квадрупольным моментом:

$$Q = \frac{1}{\sqrt{5}\pi} ZR^2\beta, \quad (2)$$

где Z – атомный номер ядра, равный числу протонов в нем, β – параметр квадрупольной деформации, который определяется соотношением между большой a и малой b осями эллипсоида,

$$\beta = 1,06 \frac{a-b}{\sqrt[3]{ab^2}}.$$

Движущиеся в ядре протоны вызывают электрический ток, который индуцирует магнитный дипольный момент. К нему добавляются собственные (спиновые) магнитные моменты протонов и нейтронов. В результате этого образуется магнитный дипольный момент ядра, включающий орбитальные μ_l и спиновые μ_s моменты всех нуклонов ядра. Характер движения нуклонов в ядре такой, что для каждой пары протонов или нейтронов их магнитный и механический моменты

направлены в противоположные стороны и компенсируют друг друга. Поэтому эти моменты ядра определяются моментами неспаренных частиц.

Как известно, энергия атомных уровней зависит в первую очередь от величины электрического заряда ядра. Рассмотренное выше пространственное распределение заряда, наличие в ядре электрического тока вызывают возмущение атомных уровней, которые приводят к их сдвигу и расщеплению. Причиной сдвигов атомных уровней является то, что энергия квазистационарных состояний системы ядро–электрон зависит от конечных размеров ядра. Хотя размеры ядра ($\sim 10^{-12}$ см) много меньше размеров атома ($\sim 10^{-8}$ см), атомный электрон с конечной вероятностью может находиться в области ядра, где потенциал взаимодействия отличается от кулоновского. Возникающий вследствие этого сдвиг уровня наибольший для электронов с орбитальным моментом $l = 0$ (s -электроны).

Поскольку точечных ядер в природе не существует, то на практике сравнивают сдвиги уровней различных изотопов одного элемента. При этом обычно измеряют не энергии уровней, а частоты оптических переходов между двумя уровнями, один из которых чувствителен к пространственному распределению заряда ядра (уровень s -электрона). Из измеренной таким образом разности частот (изотопического сдвига $\Delta\nu = \Delta E/\hbar$, где \hbar – постоянная Планка) и определяют разность среднеквадратичных зарядовых радиусов сравниваемых изотопов:

$$\Delta\nu = CF\Delta\langle r^2 \rangle, \quad (3)$$

где константа C зависит от квантовых характеристик атомных уровней, а константа F – от распределения заряда в ядре.

Движущиеся по орбитам атома электроны индуцируют магнитный момент, который, взаимодействуя с магнитным моментом ядра, вызывает расщепление атомных уровней на ряд компонент (сверхтонкое расщепление).

Расстояние между этими компонентами зависит от значений моментов F , I и J , а также от величин магнитного дипольного μ и электрического квадрупольного Q моментов. Таким образом, измерения изотопических сдвигов и сверхтонкого расщепления оптических линий в спектрах атомов позволяют определить некоторые ядерные характеристики: среднеквадратичный зарядовый радиус, электрический квадрупольный и магнитный дипольный моменты, – которые позволяют получить детальную информацию о радиальном и азимутальном распределении электрического заряда и тока в ядре.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА

Величина сдвига (или расщепление оптических линий) очень мала. Даже для самых тяжелых элементов она, как правило, не превышает 10^{-5} от энергии уровня ($\Delta E/E < 10^{-5}$). Это предъявляет высокие требования к энергетическому разрешению используемой для измерений экспериментальной методики. Под энергетическим разрешением понимается отношение $\Delta x/\bar{x}$ разброса измеряемой величины Δx к его среднему значению \bar{x} и оно должно быть не хуже указанных значений сдвига или расщепления ($< 10^{-5}$).

Как известно, радиоактивное излучение имеет двойственную природу – корпускулярную и волновую. В измерениях энергетических спектров этого излучения используется та или другая из указанных характеристик. При использовании корпускулярных свойств регистрируется каждая частица, а ее энергия преобразуется в форму, удобную для измерения (обычно в электрические сигналы). Однако энергетическое разрешение в этом случае недостаточно хорошее, оно хуже 10^{-3} , так как определяется статистической природой преобразования энергии частицы, что приводит к флуктуации числа носителей заряда и разбросу амплитуд измеряемых сигналов. Более высокое разрешение можно получить измеряя отклонение траектории частицы в электрическом или магнитном поле (электрические или магнитные спектрометры). Однако этот метод ограничен заряженными частицами и имеет сравнительно низкую эффективность.

Наиболее высокого разрешения можно достигнуть используя волновые свойства излучения. В этом случае измеряется длина волны излучения, которая связана с энергией частицы соотношением

$$\lambda = \frac{hc}{E}.$$

Измерение длины волны основано на использовании какого-либо эффекта, присущего волновому характеру излучения. Обычно для этого используют такие эффекты, как преломление света в веществе, дифракция и интерференция. На этих эффектах основаны различные типы приборов для измерения длин волн светового излучения: призменные спектрометры, дифракционные решетки и интерферометры [2].

В первом из них используется зависимость показателя преломления светового излучения от его длины волны. В приборах такого типа световое излучение, проходя через прозрачный материал с показателем преломления, большим, чем для воздуха (обычно он имеет форму призмы), отклоняется тем сильнее, чем короче длина волны. В результате этого происходит разделение светового излучения (дисперсия света) на отдельные лучи, каждый из которых характеризуется

определенной длиной волны. Измеряя угол отклонения и зная зависимость показателя преломления от длины волны (эта зависимость имеет вид $k = A + B/\lambda^2$, где A и B – константы), можно определить величину последней. Разрешение такого спектрометра с одной призмой сравнительно невелико (хуже 10^{-5}), но его можно существенно улучшить используя последовательно несколько призм.

Действие других типов приборов основано на том, что свет представляет собой гармонические колебания электромагнитного поля. Поэтому волна, распространяющаяся вдоль оси x со скоростью c , может быть описана выражением

$$Y = Y_0 \sin \frac{2\pi}{\lambda}(x - ct), \quad (4)$$

Y_0 – амплитуда колебаний (она определяет величину напряженности электромагнитного поля), $\frac{2\pi c}{\lambda}$ – их частота и $\frac{2\pi x}{\lambda}$ – фаза. Из выражения (4) видно, что при взаимодействии двух волн их суммарная амплитуда зависит от соотношения фаз. При разности фаз $2n\pi$, где n – целое число, происходит сложение амплитуд, а при разности $(2n + 1)\pi$ – их вычитание. В результате наблюдается интерференционная картина – периодическое чередование максимумов и минимумов интенсивности излучения. Разность фаз зависит от различия длин путей, которые прошел каждый луч от источника до места взаимодействия. Поэтому в основанных на явлении интерференции приборах всегда есть устройство, которое разделяет выходящее из источника излучение на отдельные лучи, каждый из которых проходит различное расстояние до места взаимодействия. Для улучшения эффективности прибора он должен содержать как можно больше точек, где происходит разделение лучей. Устройством для этого служит дифракционная решетка – непрозрачная пластинка с большим числом узких щелей (до тысячи на миллиметр) или две строго параллельные плоские полупрозрачные пластинки на определенном расстоянии друг от друга. Первые используются в дифракционных спектрометрах, вторые – в интерферометрах.

Схематическое устройство одного из таких приборов – интерферометра Фабри–Перо представлено на рис. 2. Основой этого прибора являются две чрезвычайно плоские и параллельные пластинки, на которые нанесены отражающие покрытия с большим коэффициентом отражения и низким коэффициентом пропускания. В результате этого падающий световой пучок разлагается на большое число параллельных световых лучей, которые собираются с помощью линзы. Разли-

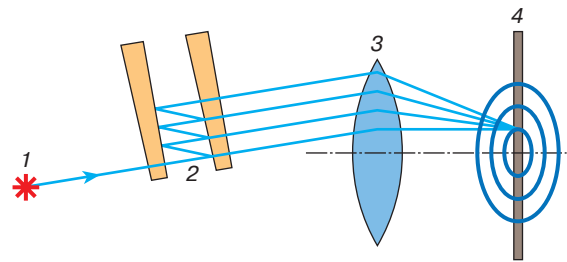


Рис. 2. Схема интерферометра Фабри–Перо: 1 – источник светового излучения, 2 – плоские полупрозрачные пластинки, 3 – линза, 4 – фотопластинка

чие длин путей каждого из лучей определяется расстоянием между пластинками l и углом падения луча ϑ и составляет $2l/\cos\vartheta$. Условием интерференции является

$$n\lambda = 2kl\cos\vartheta, \quad (5)$$

где k – показатель преломления среды между пластинками (например, для воздуха при нормальном давлении и температуре $k = 1,000\ 302$). В результате этого на экране или фотопластинке появится интерференционная картина – система ярких колец, разделенных темными промежутками. Диаметр кольца зависит от его номера (порядка интерференции), отношения расстояния между пластинками к длине волны светового излучения и фокусного расстояния линзы. Световые лучи с разными длинами волн будут иметь различные (каждый свою) интерференционные картины.

Разрешение интерферометра ограничивается на практике отклонением поверхности пластин от плоскости. Эти отклонения можно довести до сотых долей микрона, и тогда при расстоянии между пластинами в десятки сантиметров можно достигнуть разрешения $\sim 10^{-7}$. Такого разрешения достаточно для проведения успешных измерений сверхтонкой структуры и изотопических сдвигов оптических линий широкого круга элементов. Однако для этого требуется достаточно сильный источник излучения и, следовательно, весовые количества исследуемых атомов. Поэтому интерферометры Фабри–Перо высокого разрешения используются, как правило, в экспериментах со стабильными изотопами, что, естественно, ограничивает их область применения.

Необходимо отметить еще один эффект, ограничивающий разрешение, который относится не к интерферометру (или другому прибору), а к системе исследуемых атомов. Это так называемый эффект Доплера, который заключается в том, что длина волны или частота испускаемого атомами светового излучения зависит от скорости движения атомов. Это изменение частоты $\Delta\nu$ по сравнению с частотой излучения из неподвижного атома ν_0 определяется выражением

$$\Delta\nu = \nu_0 \frac{v}{c} \cos\alpha, \quad (6)$$

где v — скорость атомов, α — угол между направлениями движения атома и испускаемого излучения. При типичных скоростях теплового движения атомов 10^4 – 10^5 см/с и интервале углов α от 0 до 180° разброс частот измеряемого излучения и, следовательно, уширение оптической линии могут достигать $5 \cdot 10^{-6}$. Таким образом, реальное разрешение прибора во многих случаях определяется доплеровским уширением оптической линии в источниках излучения. Используют способы снижения этого уширения (охлаждение источника до низких температур, формирование параллельного пучка атомов), которые позволяют улучшить разрешение прибора до необходимой величины, но это приводит к снижению чувствительности эксперимента.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЛАЗЕРОВ

Использование лазеров в оптических методах исследования ядер позволило в значительной мере снять указанные ограничения и существенно повысить точность и в особенности чувствительность измерений. Такой прогресс в исследованиях, начавшихся с 80-х годов, был связан с разработкой лазеров с перестраиваемой длиной волны в широком диапазоне [3].

Типичный лазерный спектрометр, используемый в исследованиях ядер, обычно включает лазер накачки достаточно большой мощности и приставку на красителе, в которой и происходит генерация излучения с заданной длиной волны. Грубая перестройка длины волны этого излучения проводится заменой красителя, а плавная — настройкой частотно-селективного элемента, размещаемого внутри резонатора. Таким элементом может быть описанный выше интерферометр Фабри–Перо, в котором с помощью пьезоэлектрического датчика изменяется расстояние между пластинами и тем самым осуществляется плавное сканирование длины волны в заданном диапазоне. Такое устройство генерирует остро направленный поток когерентного (находящегося в одной фазе) излучения, непрерывного или импульсного в зависимости от типа лазера накачки со средней мощностью до 1 Вт или интенсивностью до 10^{19} фотонов в секунду. В импульсе мощность может быть в миллионы раз больше в зависимости от длительности импульса и частоты их следования.

Сечение возбуждения атомных уровней световым излучением в случае резонанса (совпадение энергий фотона и атомного уровня) может достигать очень большой величины — 10^{-10} см² (отметим, что типичные сечения ядерных реакций $\sim 10^{-24}$ см², а сечение упругого рассеяния фотонов на атомах $\sim 10^{-16}$ см²). При таком сечении и указанной выше интенсивности лазерного из-

лучения атом испытывает возбуждение за время $\sim 10^{-9}$ с, что заметно меньше его времени пролета через лазерный луч. В результате этого в случае резонанса каждый атом, попавший в зону лазерного излучения, переводится в возбужденное состояние. Это позволяет осуществить принципиально новую постановку эксперимента по измерению изотопических сдвигов и сверхтонкой структуры атомных уровней. В этом случае измеряется длина волны не испущенного из возбужденного атома излучения, а лазерного излучения в резонансе, а о появлении резонанса судят по каким-либо другим признакам. Высокие интенсивности и монохроматичность лазерного излучения (его энергетический разброс может быть меньше ширины возбуждаемого уровня — $\sim 10^{-8}$ эВ или нескольких мегагерц) позволяют определить его длину волны с высокой точностью. Появление резонанса может быть зафиксировано по резкому увеличению числа рассеянных фотонов или обнаружению ионов, если дополнительно облучать исследуемые атомы лазерным излучением с такой длиной волны, чтобы при его поглощении энергия возбуждения превысила порог ионизации. Регистрацию фотонов или ионов можно проводить с достаточной эффективностью.

Таким образом, использование лазерного излучения позволяет существенно повысить чувствительность измерений, сохранив при этом высокую точность оптических методов. Это значительно расширяет область исследуемых ядер вплоть до находящихся на границах нуклонной стабильности или в изомерных состояниях необычной природы и образующихся с очень низкими выходами (до нескольких десятков в секунду).

Используемая для этих целей экспериментальная установка должна выполнять три основные функции:

- 1) создание ансамблей свободных атомов или ионов,
- 2) облучение их лазерным излучением со сканируемой длиной волны,
- 3) выделение и регистрация атомов или ионов, испытавших резонансное возбуждение.

Исследуемые атомы обычно находятся в связанном состоянии (в составе молекул, кристаллов и т.д.), и для резонансного возбуждения их необходимо перевести в свободное состояние. Это осуществляется путем нагрева образца до необходимой температуры. В случае тугоплавких элементов или особо устойчивых соединений для этого используется мощное импульсное лазерное излучение (с плотностью мощности до мегаватт на квадратный сантиметр).

Схема установки такого типа представлена на рис. 3. Атомизация вещества с исследуемыми ядрами производится в нагреваемом электрическим током тигле.

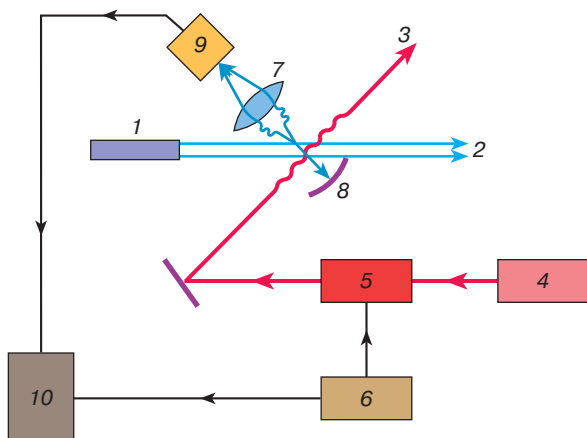


Рис. 3. Схема установки с лазерным спектрометром: 1 – тигель с образцом, 2 – атомный пучок, 3 – луч лазера, 4 – лазер накачки, 5 – лазер на красителе, 6 – система сканирования длины волны, 7 – линза, 8 – зеркало, 9 – фотоумножитель, 10 – накопитель информации

Полученный таким способом поток атомов формируется системой диафрагм в параллельный пучок, который под прямым углом пересекает лазерный луч. Такая геометрия взаимодействия лазерного излучения с атомами необходима для уменьшения доплеровского уширения резонансной частоты. Испускаемое из возбужденных атомов спонтанное световое излучение с помощью системы зеркал и линз фокусируется на катод фотоумножителя, который служит детектором этого излучения. На опыте проводится измерение зависимости интенсивности спонтанного излучения от длины волны лазерного излучения, которая сканируется в заданном диапазоне. Резкий рост интенсивности спонтанного излучения указывает на появление резонанса в поглощении лазерного излучения. Обычно измеряется не абсолютная длина волны в резонансе, а разность длин волн двух резонансов, например от изотопов одного элемента (изотопический сдвиг) или компонентов сверхтонкой структуры.

В настоящее время используют несколько модификаций такой установки, позволяющих повысить чувствительность экспериментов и расширить круг исследуемых ядер:

- 1) облучение атомного пучка двумя или тремя лучами лазера, приводящее к его ионизации;
- 2) использование пучка ионов из масс-сепаратора (устройства, которое размещается на пучке бомбардирующих частиц ускорителя и выделяет выбранный для измерений изотоп);
- 3) использование электромагнитных ловушек для накопления ионов;

4) регистрация излучения, испускаемого при радиоактивном распаде ядер.

Такие установки позволяют проводить успешные эксперименты с предельно малыми количествами исследуемых атомов – до нескольких тысяч в образце. При этом доступными для измерений оказываются очень короткоживущие ядра, с временами жизни до микросекунд.

ОБЛАСТИ ИССЛЕДОВАНИЙ

Как отмечалось, использование лазеров позволило существенно расширить круг исследуемых ядер. На описанных выше установках к настоящему времени изучено более 400 ядер – измерены значения среднеквадратичных зарядовых радиусов, электрических квадрупольных моментов, спинов и магнитных дипольных моментов [4–6]. Два первых ядерных параметра ($\langle r^2 \rangle$ и Q) определяют размеры и форму ядер, а два других (I и μ) – квантовые характеристики входящих в состав ядра нуклонов. Совокупность этих данных позволяет судить о их взаимосвязи – установить, как характеристики отдельных нуклонов влияют на такие коллективные свойства ядер, как размеры и форма. Интересно проследить эту взаимосвязь в широком диапазоне массовых чисел и более детально изучить в тех областях, где происходят резкие изменения формы ядра (на границах областей сферических и деформированных ядер, при пересечении замкнутых оболочек).

На рис. 4 представлены изменения зарядовых радиусов на границе сферических и деформированных ядер для изотопов с различным числом протонов – гафния ($Z = 72$) и ртути ($Z = 80$) – в диапазоне чисел нейтронов $N = 100–110$. При $N < 100$ ядра являются

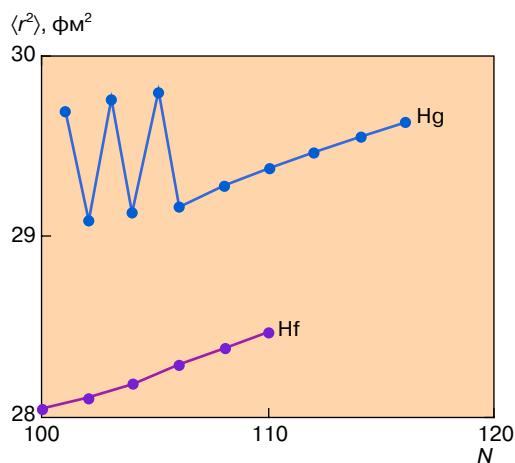


Рис. 4. Зависимость среднеквадратичного зарядового радиуса ($\langle r^2 \rangle$) от числа N нейтронов в ядре в изотопах ртути и гафния

деформированными, а при $N > 110$ — сферическими. На рис. 4 видно резкое различие зависимостей $\langle r^2 \rangle$ от N для этих ядер — плавная зависимость в случае Hf и нерегулярная, с большими выбросами при нечетных N для Hg. Такое различие зависимостей связано, очевидно, с разными квантовыми характеристиками протонов и нейтронов в Hf и Hg.

Другими интересными объектами исследований являются ядра на границе нуклонной стабильности, которые имеют большой избыток протонов или нейтронов и поэтому очень малую энергию связи нуклонов. Эти слабо связанные нуклоны могут находиться достаточно далеко от остова ядра, что отражается на зарядовом радиусе ядра.

Ценность информации, получаемой в рассматриваемых выше экспериментах, в том, что она позволяет проверить наши представления о взаимодействиях нуклонов в ядре. Эти взаимодействия, определяемые ядерными силами, как уже отмечалось выше, носят сложный характер. Поэтому они не могут быть корректно описаны и рассчитаны в противоположность электромагнитным взаимодействиям, которые определяют свойства атомов. Для описания свойств ядер, расчета ядерных характеристик приходится вводить упрощающие картину предположения, справедливость которых проверяется сравнением с экспериментом. Измеренные значения ядерных параметров $\langle r^2 \rangle$, μ , Q наиболее пригодны для такого сравнения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выше была продемонстрирована перспективность оптических методов, особенно с использованием лазеров, в исследовании структуры атомных ядер. Полученные этими методами данные о распределении электрического заряда в ядре, о размерах и форме ядер являются наиболее детальными и достоверными.

Однако использование оптических методов в исследованиях ядер не ограничивается этой областью. В последние годы получили развитие новые направления: счет единичных атомов, который позволил на много порядков повысить чувствительность анализа состава вещества, разделение изотопов при воздействии лазерного излучения на атомы, поиски эффектов несохранения четности в атомах. Исследования в этих областях принесут несомненно новую информацию о строении вещества.

ЛИТЕРАТУРА

1. Барретт Р., Джексон Д. Размеры и структура ядер. Киев: Наук. думка, 1981.
2. Толанский С. Спектроскопия высокой разрешающей силы. М.: Изд-во иностр. лит., 1965.
3. Стенхольм С. Основы лазерной спектроскопии. М.: Мир, 1987.
4. Гангрский Ю.П. Физика элементарных частиц и атомного ядра. 1992. Т. 23, вып. 6. С. 1616–1664.
5. Otten E.W. Treatise on Heavy-Ion Physics. 1989. Vol. 8. P. 613–695.
6. Гангрский Ю.П., Марков Б.Н. Ядра в лучах лазера. М.: Знание, 1984.

Рецензент статьи Ю.Э. Пенионжкевич

* * *

Юрий Петрович Гангрский, доктор физико-математических наук, профессор Дубненского учебно-научного центра при Объединенном институте ядерных исследований (ОИЯИ), ведущий научный сотрудник Лаборатории ядерных исследований им. Г.Н. Флерова ОИЯИ, лауреат Государственной премии СССР. Область научных интересов — структура атомных ядер, использование лазеров в ядерной физике. Автор более 150 статей, четырех монографий и двух учебных пособий для студентов.