

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ МОМЕНТ ЯДРА

Е. Л. Фейнберг, Москва

1. Введение

Всякое новое экспериментальное обнаружение свойств атомного ядра вызывает у нас вполне понятный интерес. Нетрудно себе представить, какое значение для этой теории имеет открытая и уже довольно основательно исследованная в течение последних двух лет новая ядерная характеристика — электрический квадрупольный момент ядра.

Известно, что влияние ядра на спектр атома обуславливается определенными значениями его заряда, механического и магнитного моментов и массы. Заряд Ze , наиболее существенная характеристика ядра, определяет число электронов в оболочке и расположение отдельных термов. Так называемая тонкая структура этих термов, обусловленная различными ориентациями электронных спинов относительно механического момента всей оболочки, не дает для изучения ядра никаких новых характеристик. Однако разрешающая способность спектральных приборов позволила обнаружить сложное строение отдельных линий, расщепляющихся на ряд компонент, расстояние между которыми приходится исчислять сотыми и тысячными долями ангстрема, или, в волновых числах, тысячными долями обратных сантиметров. Нетрудно видеть, что здесь приходится работать почти на пределе разрешающей способности, которая в лучших приборах имеет порядок 10^6 . Действительно, в видимой области как раз при $\Delta\lambda \sim 10^{-2} \text{ \AA}$ и $\lambda \sim 6 \cdot 10^3 \text{ \AA}$

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} \sim 6 \cdot 10^5.$$

Некоторые из таких структур оказались обычными мультиплетами лишь с очень малым расщеплением, однако остальные, свойства которых нельзя было объяснить обычными в таких случаях соображениями и к которым теперь прилагается термин „сверх-

тонкая структура", имели совсем иное происхождение и позволили определить механический (спин) и магнитный моменты ядра. Относящиеся сюда подробные сведения можно найти в книге С. Э. Фриш¹; однако нам необходимо восстановить некоторые основные положения.

Энергия взаимодействия магнитных моментов зависит от их взаимной ориентировки. Поэтому энергия терма зависит от различной ориентации спина ядра I (и, следовательно, параллельного или антипараллельного ему магнитного момента ядра μ) относительно механического момента электронной оболочки J (и параллельного ему магнитного момента оболочки $\mu_e g J$, где μ_e — борровский магнетон, g — множитель Ландэ). Так как при данной электронной конфигурации возможно, вообще говоря, несколько таких ориентировок, то это приводит, естественно, к расщеплению энергетического уровня на подуровни. На величину расщепления ядро влияет своим магнитным моментом. Что же касается числа компонент, то оно определяется числом возможных относительных положений векторов I и J , которое равно $2I + 1$, если $I < J$, и $2J + 1$, если $I > J$. Поэтому, когда $J > I$, число компонент сразу позволяет судить о значении I . Однако при анализе термов с большим J мы редко обнаруживаем расщепление из-за его малости.

В таком случае I приходится определять из отношения расстояний между компонентами или их интенсивностей, что, конечно, менее наглядно и не так удобно. Эти отношения не зависят от μ .

Мы видим, что анализ сверхтонкой структуры позволяет определить и спин (механический момент) ядра I и его магнитный момент μ . Остается четвертая упомянутая нами характеристика — масса ядра. Добавление к ядру одного нейтрона дает изотоп, электронная оболочка которого остается той же самой. Однако увеличение массы все же сказывается и прежде всего в том, что изменяется распределение кинетической энергии между ядром и электронной оболочкой. Это тот же эффект, который вызывает изменение ридберговской постоянной при переходе от водорода к ионизованному гелию. Однако, как и там, он объясняет (и довольно хорошо) „изотопическое смещение“ линий у легких элементов. Наблюдаемое же изотопическое смещение у тяжелых элементов мы должны понять как-то иначе. Предложенное объяснение сводит весь эффект к изменению размеров ядра: добавление нейтрона раздвигает границы ядра, причем, естественно, во вновь занятой им области, где раньше господствовало кулоновское поле ядра, теперь потенциал будет иным, так как электрический заряд внутри ядра, конечно, тоже перераспределится. В незатронутой области поле остается прежним. Это объяснение можно принять разве как только качественное. Самым серьезным возражением против него является то, что такой эффект должен был бы быть особенно заметным у легких элементов (так, переход

от изотопа ${}^1_1\text{H}$ к изотопу ${}^2_1\text{H}$ удваивает объем ядра), между тем для них, как мы видели, учет этого эффекта был бы излишен.

Так или иначе значение массы ядра проявляется в изотопическом смещении линий или целых систем линий, направление которого предложенные соображения объясняют.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Перечисленными четырьмя характеристиками исчерпывалось описание свойств ядра вплоть до 1935 г. Наблюденные к тому времени закономерности для интенсивностей и интервалов сверхтонкой структуры вполне удовлетворительно объяснялись при подборе подходящих значений I и μ , которые оказались вполне разумными. Правда, столь удовлетворительное положение создано не сразу и прежде всего в результате преодоления экспериментальных трудностей. Эти трудности вполне понятны. Прежде всего картина может быть совершенно искажена самообращением линий. Так например, в простейшем случае, проходя через слой невозбужденных атомов, линия может сильно поглотиться и притом, понятно, главным образом в средней части. В результате наблюдение обнаружит две линии вместо одной. Другой помехой является тепловое движение, которое дает доплеровское уширение линий, часто превышающее расстояние между компонентами сверхтонкой структуры. Таким образом даже получение такой сравнительно простой характеристики, как число компонент, является делом не простым.

Лишь в 1930 г. благодаря применению охлаждаемой разрядной трубки с полым катодом, на который катодным распылением наносится тонкий слой исследуемого металла, удалось получить достоверные снимки сверхтонкой структуры. В результате определение магнитных и механических моментов ядер металлов стало обеспеченным с экспериментальной стороны. Однако еще в сентябре 1933 г., когда на ядерной конференции в Ленинграде возник вопрос, можно ли рассчитывать, что в ближайшее время удастся измерить спин радиоактивных элементов, ответ был дан отрицательный². Современная методика требовала не менее чем 1 г исследуемого вещества. Но уже через год³ удалось измерить механический момент протактиния, причем исследователь имел всего 5, а затем еще 3 мг препарата. Это оказалось возможным благодаря усовершенствованию прибора, позволяющего теперь изучать сверхтонкую структуру самых редких элементов.

Прибор этот^{4а} (рис. 1) состоит из двух полых металлических цилиндров A и K , служащих анодом и катодом. Одно дно анода S прозрачное, через него и производится наблюдение, другого дна нет. Против него находится отверстие L малого алюминиевого цилиндра C , закрытого с противоположного конца. Этот алюминиевый цилиндр плотно вставлен в K , и лишь тонкие сквозные каналы L соединяют левую часть прибора с правой. Оба цилиндра

окружены охлаждающей рубашкой (не показано). Через входное отверстие M_1 и выходное M_2 поддерживается непрерывная циркуляция благородного газа. В углубление цилиндра C наносится исследуемое вещество, которое можно брать и в соединениях. При прохождении разряда ионы благородного газа, наполняющего сосуд, ударяясь о препарат, вышибают атомы исследуемого веще-

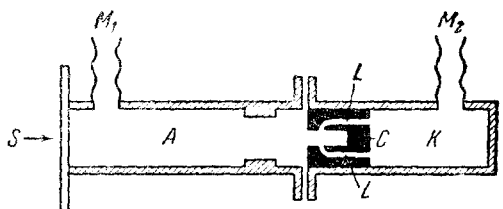


Рис. 1

ства и возбуждают их. Благодаря описанному остроумному расположению эти атомы все время остаются в полости цилиндра C и не вымываются потоком газа. Они могут лишь слабо в него диффундировать. Поэтому достаточно иметь очень небольшое количество вещества, чтобы вести при устойчивом режиме наблюдение в течение многих часов. Удобство состоит также и в том, что исследуемый элемент можно брать в виде любых соединений, причем можно исследовать и не металлы. Благодаря непрерывному промыванию сосуда благородным газом все, даже самые слабые примеси посторонних элементов удаляются.

3. Сущность наблюдаемого эффекта

Применение этого прибора позволило Шюлеру и Шмидту в 1935 г. заснять свертонку структуру редкоземельного элемента европия ${}_{63}\text{Eu}^{46}$ для линии $\lambda = 5831 \text{ \AA}$. Снимок показывает, что на самом деле имеются две структуры, принадлежащие двум изотопам европия: ${}_{63}^{151}\text{Eu}$ и ${}_{63}^{158}\text{Eu}$. Различить изотопическое смещение от свертонки расщепления нетрудно. Как подметил еще Паули в 1924 г., в магнитном поле зееман эффект двух линий (или двух систем) должен происходить независимо, если это две линии двух разных атомов (изотопическое смещение). Зеемановские же расщепления компонент свертонки находятся в определенной взаимной связи.

Выбор элемента ${}_{63}\text{Eu}$ был очень удачен потому, что у этого элемента незаполненная внутренняя оболочка сообщает всей электронной конфигурации большой спиновый момент, а значит, и большое J ($7/2$ и больше). Так как число линий (6) меньше, чем

$2J + 1$, то мы можем заключить, что оно определяется значением I , равным $5/2$. Таким образом I определяется точно, и мы можем проверить, как соотношение интервалов оправдывает предсказания теории. Теория дает весьма простое правило. Энергия терма пропорциональна $\mu_g \mu_e J \cdot \cos(I, J)$ где выражение $\cos(I, J)$ надо заменить его квантово-механическим выражением

$$\frac{F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)}{2IJ}$$

Здесь F — полный механический момент системы ядро + электронная оболочка. Вычитая друг из друга такие выражения для F , отличающиеся друг от друга на единицу, получим расстояния между компонентами сверхтонкой структуры. Легко убедиться, что последовательные расстояния относятся, как $F : (F + 1) : (F + 2) : \dots$. Это простое правило интервалов, или, как его называют, закон косинуса, служит для определения I в тех случаях, когда $J < I$ и по числу компонент определить I нельзя. Исследуя интервалы между компонентами структуры E_u , можно заметить, что они не подчиняются правилу интервалов. Различие, хотя и мало, но явно лежит вне пределов ошибок опыта. Оказалось, что отклонение систематично и притом пропорционально $\cos^2(I, J)$. Если написать энергию подуровня в виде

$$E = E_0 + a_1 \cos(I, J) + a_2 \cos^2(I, J),$$

где E_0 — энергия центра тяжести структуры, $a_1 \cos(I, J)$ — энергия взаимодействия магнитных моментов ядра и оболочки и последний член — наблюдаемое возмущение, то коэффициент a_2 есть величина порядка 10% от a_1 .

Насколько точно возмущение следует закону $\cos^2(I, J)$, хорошо видно из измерений структуры другого элемента $^{175}_{71}\text{Sr}$ (то же, что Lu)^{4B}.

На рис. 2 показано расщепление терма 3D_3 : справа — измеренное, слева — вычисленное из закона косинуса при условии совмещения нижней и верхней компонент с наблюдаемыми. Расхождение Δ (в 10^{-3} см^{-1}) несравнимо с возможной экспериментальной ошибкой ($\sim 1 - 2 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$).

С другой стороны, если возмущение $E_2 = a_2 \cos^2(I, J)$ отложить как функцию $E_0 + E_1$, то получится кривая рис. 3, где кружки обозначают измеренные величины, а сплошная линия проведена по формуле $E_2 = a_2 \cos^2(I, J)$

| a^3D_3 | | |
|----------|---------|----------|
| F | Вычисл. | Измерен. |
| $1/2$ | 363 | 405 |
| $1/2$ | 307 | 319 |
| $1/2$ | 252 | 244 |
| $1/2$ | 195 | 179 |
| $1/2$ | 140 | 125 |
| $1/2$ | 82 | ~70 |
| | | Δ |
| | | 42 |
| | | 54 |
| | | 46 |
| | | 29 |
| | | 14 |

Рис. 2

при подходящем подборе постоянного множителя a_2 . Трудно требовать более полного совпадения.

Однако отклонения от правила интервалов можно было заметить и раньше. Они были, быть может, лишь не столь явны. Всегда казалось естественным предположить, что они — следствие возмущения соседними термами, т. е. следствие того, что при наложении взаимодействия магнитных моментов ядра и оболочки волновая функция первого приближения будет содержать в каче-

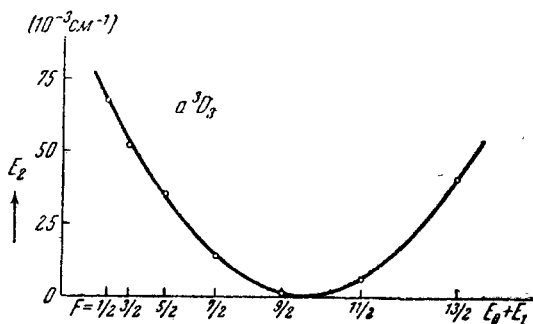


Рис. 3.

стве слагаемых волновые функции многих состояний. Действительно, если до наложения взаимодействия система находилась в состоянии ψ_0 с энергией E_0 , причем возможны были другие состояния ψ_1, ψ_2, \dots с соответственно другими энергиями E_1, E_2, \dots , то любую новую функцию ψ можно разложить в ряд по функциям ψ_i , так как они в математическом отношении образуют полную систему

$$\psi = \sum_i C_i \psi_i.$$

Теория возмущений показывает, что когда возмущение V [в данном случае пропорциональное $\mu \cos(I, J)$] мало, все коэффициенты C , кроме C_0 , малы и равны $\frac{V_{0i}}{E_0 - E_i}$, где

$$V_{0i} = \int \psi_0^* V \psi_i d\tau,$$

т. е. функция ψ в основном сводится к невозмущенной ψ_0 , но в некотором количестве примешаны и другие состояния.

Соответственно энергия возмущенной системы изменяется не просто на среднее значение энергии возмущения

$$V_{00} = \int \psi_0^* V \psi_0 d\tau,$$

но прибавляются еще малые члены

$$\frac{|V_{0i}|^2}{E_0 - E_i}$$

от всех i . Разумеется, эти добавки малы, если $E_0 - E_i$ велико, т. е. остальные термы лежат далеко; однако существенно, что они как раз пропорциональны $\cos^2(I, J)$, так как

$$|V_{0i}|^2 = \int \psi_0^* b_{\mu} \cos(I, J) \psi_i d\tau \cdot \int \psi_0 b_{\mu}^* \cos(I, J) \psi_i^* d\tau$$

(b — множитель пропорциональности). Таким образом наблюдаемые возмущения могут быть объяснены как тривиальная примесь соседних термов. Новое заключается в том, что на примере Eu можно доказать несостоятельность такого объяснения в данном случае.

Величина $|V_{0i}|^2$ пропорциональна не только $\cos^2(I, J)$, но и μ^2 . Однако у двух изотопов ^{151}Eu и ^{153}Eu , у которых, как мы видели, полное расщепление тонкой структуры неодинаково (рис. 3), механические моменты равны (число линий одинаково). Следовательно, у них просто различны μ . Так как расстояния между компонентами относятся, как $F : (F + 1) : \dots$, множитель пропорциональности для двух элементов различается лишь в силу различия μ , то нетрудно видеть, что полные расщепления относятся как

$$\frac{\sum \delta_{\nu}^{151}}{\sum \delta_{\nu}^{153}} = \frac{\mu^{151} H(0) [F + 1] + (F + 2) + \dots}{\mu^{153} H(0) [(F + 1) + (F + 2) + \dots]} = \frac{\mu^{151}}{\mu^{153}}$$

[здесь $H(0)$ — магнитное поле в центре атома, создаваемое электронами оболочки]. Но из анализа спектра следует, что

$$\frac{\sum \delta_{\nu}^{151}}{\sum \delta_{\nu}^{153}} = 2,2.$$

Следовательно, обнаруженное аномальное возмущение у ^{151}Eu должно быть в $(2,2)^2 \sim 5$ раз больше, чем у ^{153}Eu . Измерение же констант a_2 для обоих изотопов показывает, что они в лучшем случае равны, а может быть даже $^{151}a_2 < ^{153}a_2$.

Таким образом можно считать установленным, что обнаружено новое возмущение, пропорциональное $\cos^2(I, J)$ и необъяснимое с точки зрения обычных соображений. Сразу же возникло предположение, что оно вызывается неучитывавшейся до сих пор асимметрией распределения электрического заряда в ядре, уклонением его от сферической симметрии,

4. ВЛИЯНИЕ АСИММЕТРИИ ЗАРЯДА ЯДРА НА ТЕРМЫ

Известно, что поле любой совокупности зарядов, расположенных внутри некоторой области, вне этой области можно представить как сумму полей точечного заряда, диполя, квадруполь, октополя и т. д. Это есть следствие того математического обстоятельства, что для точки P , удаленной на расстояние R (x, y, z) от некоторой точки O (пусть она будет началом координат), около которой сгруппированы произвольные заряды e_i [их координаты пусть будут r_i (ξ_i, η_i, ζ_i)], потенциал этих зарядов

$$\varphi = \sum_i \frac{e_i}{\sqrt{(x - \xi_i)^2 + (y - \eta_i)^2 + (z - \zeta_i)^2}} = \sum_i \frac{e_i}{R_i}$$

можно разложить в тройной ряд Тэйлора по степеням ξ_i, η_i, ζ_i

$$\begin{aligned} \varphi &= \sum_i \frac{e_i}{R_i} = \sum_i e_i \left\{ \xi_i \left(\frac{\partial}{\partial \xi_i} \frac{1}{R_i} \right) \right\}_{\xi_i = \eta_i = \zeta_i = 0} + \\ &+ \eta_i \left(\frac{\partial}{\partial \eta_i} \frac{1}{R_i} \right) \Big|_{\xi_i = \eta_i = \zeta_i = 0} + \zeta_i \left(\frac{\partial}{\partial \zeta_i} \frac{1}{R_i} \right) \Big|_{\xi_i = \eta_i = \zeta_i = 0} \Big\} + \\ &+ \frac{1}{2} \sum_i e_i \left\{ \xi_i^2 \left(\frac{\partial^2}{\partial \xi_i^2} \frac{1}{R_i} \right) + \dots + \zeta_i^2 \left(\frac{\partial^2}{\partial \zeta_i^2} \frac{1}{R_i} \right) + \right. \\ &\left. + \xi_i \eta_i \left(\frac{\partial^2}{\partial \xi_i \partial \eta_i} \frac{1}{R_i} \right) + \dots \right\} + \dots = \varphi_0 + \varphi_1 + \varphi_2 + \dots \end{aligned}$$

Первое слагаемое здесь — кулонов потенциал, второе — потенциал диполя, третий — квадруполь и т. д. Они убывают с R соответственно, как $\frac{1}{R}$, $\frac{1}{R^2}$, $\frac{1}{R^3}$, При непрерывном распределении заряда мы должны заменять суммирование по i интегрированием. При этом вместо e_i войдет $\rho d\tau$ — плотность протонов в ядре, которая просто выражается через волновую функцию ядра.

Взаимодействие элемента заряда ядра с элементом заряда электронной оболочки следует проинтегрировать с одной стороны по всему объему ядра, в результате чего мы получим действие поля всего ядра на элемент заряда оболочки, с другой стороны по распределению электронов в оболочке. Кулоновский член при этом дает обычное значение центра тяжести терма, дипольный же член выпадает (хотя бы потому, что среднее значение любой

из координат в силу осевой симметрии ядра равно нулю). Остается интересующее нас квадрупольное поле ядра. Положим, что вектор I , определяющий ось симметрии ядра, направлен по оси z . Тогда средние значения смежных членов ($\xi\eta$, η^2 и т. д.) равны нулю. Остается

$$\varphi_2 = \int \rho d\xi d\eta d\zeta \frac{3}{2R^5} \left\{ x^2 \xi^2 + y^2 \eta^2 + z^2 \zeta^2 - \frac{1}{3} R^2 r^2 \right\}.$$

Учитывая, что

$$\xi^2 = \overline{\eta^2} = \frac{r^2 - \zeta^2}{2},$$

а

$$x^2 + y^2 = R^2 - z^2,$$

получим

$$\frac{3}{2R^5} \left\{ \right\} = \frac{1}{4R^5} (3\overline{\zeta^2} - r^2) (3z^2 - R^2)$$

или, если ϑ — угол между R и осью z , θ — угол между r и осью z ,

$$\varphi_2 = \frac{1}{4R^3} \left[\int \rho r^2 (3 \cos^2 \theta - 1) dv \right] (3 \cos^2 \vartheta - 1).$$

Это выражение имеет обычный вид потенциала квадруполья

$$\varphi_2 = \frac{eq \cdot P_2(\cos \vartheta)}{R^3},$$

где eq — момент квадруполья, $P_2(\cos \vartheta) = 3 \cos^2 \vartheta - 1$ — второй полином Лежандра от $\cos \vartheta$. Как и следовало ожидать, в случае сферически симметричного распределения заряда в ядре

$$\overline{\cos^2 \vartheta} = \frac{1}{3}, \quad q=0.$$

Чтобы получить сдвиг терма ΔE , надо еще умножить написанное выражение на

$$-e |\psi(x_1, y_1, z_1, \dots, x_n, y_n, z_n)|^2 dx_1 \dots dz_n,$$

где $\psi(x_1, \dots, z_n)$ — волновая функция, описывающая поведение всех n электронов оболочки, и проинтегрировать по всем их координатам. Совершенно очевидно, что в случае сферически симметричной оболочки, так как $\overline{\cos^2 \vartheta} = \frac{1}{3}$, $\Delta E = 0$, если даже квадрупольный момент ядра отличен от нуля. Это точно соответствует опытному результату, согласно которому S -уровень не испытывает аномального возмущения. Если J параллельно I (а зна-

чит, и оси z ; $mJ = J$), то интегрирование по оболочке дает некоторый множитель при

$$\left(\frac{-eP_2(\cos \theta)}{R^3} \right)_{mJ=J}$$

где черта указывает на умножение на $|\psi|^2$ и интегрирование по всему объему.

Если векторы I и J не параллельны, а скажем, повернуты в плоскости zox на угол α друг относительно друга, то можно поступить следующим образом. Пусть I попрежнему совпадает с осью z . Для интегрирования по R введем новую систему координат посредством соотношений

$$\begin{aligned} x &= x' \cos \alpha - z' \sin \alpha, \\ y &= y', \\ z &= x' \sin \alpha + z' \cos \alpha, \end{aligned}$$

ось oz' которой совпадает с осью симметрии оболочки J . Подставив x , y и z в выражение φ_2 , мы получим

$$\frac{3}{2R^5} \left\{ \right\} = \frac{r^2}{8R^3} (3 \cos^2 \theta' - 1)(3 \cos^2 \theta - 1)(3 \cos^2 \alpha - 1),$$

где θ' — полярный угол в новой системе координат. Но теперь интегрирование по электронной оболочке даст для $3 \cos^2 \theta' - 1$ то же значение

$$\left(\frac{-eP_2(\cos \theta)}{R^3} \right)_{mJ=J}$$

что раньше получалось для $3 \cos^2 \theta - 1$. Следовательно, поворот J на угол α относительно I приводит к умножению на фактор

$$\frac{1}{2} (3 \cos^2 \alpha - 1). \quad (\lambda)$$

Фундаментальное значение имеет то обстоятельство, что здесь $\cos \alpha$ входит в квадрате.

Разумеется, такая классическая трактовка, дающая наглядное представление о возможной природе наблюдаемого эффекта, должна быть заменена точным квантово-механическим рассмотрением. Это рассмотрение произвел в 1931 г. Крамерс⁵ для общего случая возмущения любой природы, зависящего от взаимной ориентации двух „векторов“ L и S . Он показал, что если система без учета этого возмущения обладает пространственным вырождением двух типов (например, спиновое и орбитальное вырождение электронной оболочки при рессель-саундерсовской связи или орбитальное вырождение оболочки и ядра), то включение возмущения, различного для разных комбинаций невозмущенных состояний (классически

мы сказали бы: зависящего от взаимной ориентации векторов), приводит к мультиплетному расщеплению, которое не смещает центра тяжести терма и которое можно представить как сумму сдвигов компонент терма, совершенно аналогично классическому разложению такого возмущения по шаровым функциям. Коэффициенты при различных членах этой суммы, конечно, могут быть определены лишь при учете конкретного характера взаимодействия, но относительное расположение компонент получается из самых общих соображений симметрии. Первый член этого разложения дает „квантово-механический закон косинуса“ и формально может быть получен из классического разложения по шаровым функциям заменой $\cos(L, S)$ на

$$\frac{R(R+1) - L(L+1) - S(S+1)}{2LS},$$

где $R = L + S$, второй же член находит себе важное применение в интересующей нас проблеме. Он дает (если положить $R = F$, $L = I$, $S = J$)

$$\Delta E = A \frac{\frac{3}{8} C(C+1) - I(I+1)J(J+1)}{I(2I-1)J(2J-1)},$$

где

$$C = F(F+1) - I(I+1) - J(J+1).$$

В согласии с принципом соответствия при больших I и J , когда единицами можно пренебречь и C переходит в

$$F^2 - I^2 - J^2 = -\frac{\cos(IJ)}{2IJ},$$

эта формула принимает вид

$$\Delta E \rightarrow A \frac{1}{8} [3 \cos^2(IJ) - 1].$$

Отсюда вытекает, так сказать, „квантово-механический закон квадрата косинуса“.

Поэтому, если считать, что наблюдаемое возмущение обусловлено несимметричностью заряда ядра, его электрическим квадрупольным моментом, о чем мы вправе заключить, поскольку зависимость от угла $(I, J) = \alpha$ имеет такой же вид (λ), то множителю A следует приписать значение

$$eq \left(\frac{-eP_2(\cos \vartheta)}{R^3} \right)_{m_J = J},$$

и окончательно выражение для ΔE принимает вид ⁶

$$\Delta E = eq \left\{ -\frac{e}{R^3} (3 \cos^2 \vartheta - 1) \right\}_{m_J = J} \times \\ \times \frac{\frac{3}{8} C(C+1) - \frac{1}{2} I(I+1)J(J+1)}{IJ(2I-1)(2J-1)},$$

где

$$C = F(F + 1) - I(I + 1) - J(J + 1),$$

а

$$q = r^2 \overline{(3 \cos^2 \theta - 1)}_{m_I = I^*}.$$

Если выделить член, пропорциональный квантово-механическому квадрату $\cos(IJ)$, т. е. $C(C + 1)$, то, действительно, полная энергия терма будет иметь вид

$$E = E_0 + a_1 C + a_2 C(C + 1),$$

где в a_1 включено магнитное взаимодействие ядра и электронной оболочки. На опыте мы измеряем a_2 . Следовательно, можно найти электрический момент ядра q по формуле

$$q = - \frac{a_2 \cdot 8IJ(2I - 1)(2J - 1)}{3e^2 \left(\frac{3 \cos^2 \theta - 1}{R^3} \right)_{m_J = J}}.$$

Здесь видно, что для сравнения с опытом необходимо знать не только I и J , но и волновую функцию оболочки, чтобы произвести интегрирование. В этом заключается существенное затруднение. Оказывается, однако, что неточность знания полной функции не оказывает значительного влияния. Казимир при обработке первых данных по E_I исходил из предположения рессель-саундерсовской связи. При этом для определения некоторых коэффициентов он использовал часть опытных данных. Оказалось, что тогда остальные цифры весьма точно укладываются в теоретические. Шюлер же производит подсчеты в предположении как рессель-саундерсовской, так и (j, j) связи. Для ${}_{80}^{201}\text{Hg}$ получаются такие значения моментов ядра:

$$\left\{ \begin{array}{lll} & P. - C. & (j, j) \\ \text{из терма } {}^3P_1 & q = 0,54 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2 & 0,69 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2 \\ \text{" " } {}^3P_2 & q = 0,44 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2 & 0,51 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2. \end{array} \right.$$

Как видим, колебания невелики, и принятое автором окончательное значение $q = 0,5 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$ нельзя не считать весьма правдоподобным.

Правильность физического истолкования эффекта, т. е. объяснение наблюдаемых возмущений, пропорциональных $\cos^2(I, J)$ через влияние асимметрии ядерного заряда, явствует не только из того, что зависимость от угла (I, J) оказывается верной и что S -уровень действительно не возмущается, но прежде всего из того, что вы-

*) Черта сверху и здесь означает умножение на ρ и интегрирование по объему (на этот раз ядра).

числение q из разных термов дает одно и то же значение. Таким образом q является характеристикой не электронной оболочки, а ядра. Особенно убедителен в этом отношении пример висмута. Для него получаются следующие значения $q^4 r$:

нейтральный ${}_{83}^{209}\text{Bi}$ терм $6p^{3/2}D_{3/2}$ $q = -0,41 \cdot 10^{-24}$

терм $(6p_{3/2} 7s)_2$ $q = -0,36$

однократно иони-

зованный Bi " $(6p_{1/2} 7s)_2$ $q = -0,43$

$(6p_{3/2} 7s)_1$ $q = -0,39$

двукратно ионизо-

ванный Bi " $7p^2P_{3/2}$ $q = -0,44$

Выводимое отсюда значение $q = -0,4 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$ является весьма убедительным.

В настоящее время мы располагаем следующими значениями ядерных электрических моментов (табл. 1).

К числу важных результатов, подтверждающих вышеприведенные, можно отнести данные Стэнли Смита и Конви⁸, исследовавших сверхтонкую структуру 25 термов Tl II и не наблюдавших никакого отклонения от правила сумм, что и понятно, так как механический момент ядер ${}^{203}\text{Tl}$ и ${}^{205}\text{Tl}$ равен $\frac{1}{2}$. Наоборот, у Bi Эстер Минц⁹ обнаружила отклонения от правила Ландэ, следующие закону \cos^2 , в согласии с вышеприведенным, но не измерила q точно. Отклонения от правила интервалов для сверхтонкой структуры наблюдал и Эббе Расмусен¹⁰ на Co ($I = \frac{7}{2}$). Существенно, что данные по In , полученные американскими физиками Бачером и Тамбуляном совпадают с данными Шюлера.

5. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

Для того чтобы, основываясь на измеренных значениях q , перейти к заключениям о расположении электрического заряда, т. е. протонов, в ядре, необходимо вспомнить смысл q

$$q = r^2 (3 \cos^2 \theta - 1) m_l = I.$$

Прежде всего о знаке. Если бы заряд был сферически симметричен, $\overline{\cos^2 \theta} = \frac{1}{3}$, q равнялась бы нулю. При расплющенном заряде, т. е. если концентрация заряда в плоскости, перпендикулярной оси вращения, больше, чем вдоль оси I , больший вес имеют углы θ , близкие к $\frac{\pi}{2}$, когда $\cos^2 \theta$ мал и, следовательно, q имеет отрицательный знак. Наоборот, положительный знак свидетельствует о вытянутости заряда вдоль оси.

Разумеется, это не значит, что так деформировано все ядро. Расположение нейтронов никак не сказывается на электрическом

ТАБЛИЦА 1

| Элемент | I | μ | $q \cdot 10^{24} \text{ см}^2$ |
|---------------------------------|-------|------------|--|
| ⁶³ ₂₉ Cu | $3/2$ | 2,4 | $\sim -0,1 \pm 0,1$ |
| ⁶⁵ ₂₉ Cu | $3/2$ | 2,6 | $\sim -0,1 \pm 0,1$ |
| ⁷⁵ ₃₃ As | $3/2$ | $\sim 0,8$ | $\sim +0,3^{4r}$ |
| ¹¹⁵ ₄₉ In | | | $\left\{ \begin{array}{l} +0,8 \pm 0,2^{4ж} \\ +1,0^7 \end{array} \right.$ |
| ¹⁵¹ ₆₃ Eu | $5/2$ | — | $+1,5^{4б}$ |
| ¹⁵³ ₆₃ Eu | $5/2$ | — | $+3,2^{4б}$ |
| ¹⁷⁵ ₇₁ Cr | $7/2$ | 1,7 | $+5,9^{4в, и}$ |
| ¹⁸⁵ ₇₅ Re | | | $+2,6^{4з}$ |
| ¹⁸⁷ ₇₅ Re | | | |
| ²⁰¹ ₈₀ Hg | $3/2$ | -0,6 | $+0,5^{4r}$ |
| ²⁰⁹ ₈₃ Bi | $3/2$ | 3,6 | $-0,4^{4r}$ |

поле. Как явствует из таблицы, у подавляющего большинства элементов расположение протонов расплющено и притом весьма значительно.

Если обратиться к количественному истолкованию величин q , то мы получаем здесь ряд весьма важных результатов.

Как известно, долгое время в теории ядра сохранялись те самые методы трактовки, которые мы применяем к электронной оболочке атома. Считалось, что ядерные частицы можно представлять себе уложенными в законченные группы или слои, вне которых остаются не уместившиеся в них частицы. При этом (что является наиболее существенным) предполагалось, что эти добавочные частицы можно считать движущимися в поле сил заполненной оболочки, которая ими возмущается незначительно. При такой трактовке, например, добавление одной частицы к ядру, состоящему из заполненных слоев и потому не имеющему механического момента, должно приводить к движению добавочной частицы вокруг остова такого же типа, как движение валентного электрона в одновалентном атоме. Эта точка зрения была опровергнута Бором (1936 г.), указавшим, что особенности ядерного состояния приводят к существенным отличиям, в силу которых взаимодействие добавочной частицы с остовом существенно влияет на все ядро, и о сохранении какого бы то ни было остова говорить нельзя. Особенности ядерного взаимодействия по сравнению с кулоновым электростатическим состоят прежде всего в том, что это взаимодействие является короткодействующим. В отличие от кулонового, убывающего обратно пропорционально расстоянию между частицами, взаимодействие протона и нейтрона или двух нейтронов весьма велико, пока эти частицы находятся на малом (порядка 10^{-13} см) расстоянии друг от друга, но быстро исчезает, когда расстояние превышает этот „радиус сил“. Поэтому если в атомной оболочке каждый электрон взаимодействует одновременно со всеми остальными электронами и ядром и, естественно, мало поддается влиянию еще одного добавленного электрона, то ядерная частица в каждом своем положении взаимодействует лишь с небольшим числом своих соседей. Прибавление одной новой частицы существенно влияет на ее состояние. Мы видим, что мерой здесь может служить отношение радиуса действия сил a к среднему междучастичному расстоянию R . Для электронов атома $\frac{R}{a} \ll 1$, для ядерных частиц $\frac{R}{a} \sim 1$. В этом отношении ядро имеет сильное сходство с каплей жидкости. В такой капле между молекулами действуют ван-дер-ваальсовы силы, весьма быстро убывающие с расстоянием, причем и здесь $\frac{R}{a} \sim 1$.

Если с этой точки зрения проанализировать значения q , то обнаруживается следующее. У ${}_{63}^{153}\text{Eu}$ q достигает $3,2 \cdot 10^{-24}$. Это ядро можно считать образованным с помощью добавления протона из предшествующего ему ядра ${}_{62}^{152}\text{Sm}$, которое, как это обычно бывает у ядер с четным числом протонов и четным числом нейтронов, не дает тонкой структуры ($I = 0$). Поэтому можно представлять его себе в виде законченного остова. Тогда добавление протона по старой трактовке должно дать движение его вокруг остова на

среднем расстоянии, которое в лучшем случае ($\theta = 0$) имеет порядок $\sqrt{\frac{3,2}{2}} \cdot 10^{-12} \simeq 1,3 \cdot 10^{-12}$ см. Между тем радиусы даже гораздо более тяжелых ядер (${}_{82}\text{Pb}$) примерно равны $7 \cdot 10^{-13}$ см. Поэтому такие представления совершенно негодны. Следует считать, что в создании электрического момента участвует весь остов ядра. К сожалению, как раз этот результат не может служить базисом для доказательства того, что добавленный протон вызывает сильную деформацию всего остова. Дело в том, что хотя ${}_{82}^{152}\text{Sm}$, повидимому, не дает сверхтонкого расщепления и потому непосредственно измерить его электрический момент мы не можем, еще в 1934 г. Шюлер, измеряя изотопическое смещение ${}^{150}\text{Sm}$ и ${}^{152}\text{Sm}$, нашел аномалию, которую он объяснил тем, что при переходе от ${}^{150}\text{Sm}$ к ${}^{152}\text{Sm}$ происходит существенная перестройка ядра. Поэтому возможно, что уже ${}^{152}\text{Sm}$ имеет большой электрический момент, который нельзя обнаружить обычным методом, потому что $I = 0$, и что добавление протона, дающее ${}^{153}\text{Eu}$, вызывает не очень сильное его увеличение. Однако остается фактом, что добавление двух нейтронов к ${}_{63}^{151}\text{Eu}$ проявляется не в том, что они движутся по каким-то орбитам, не деформируя остова, а в том, что внутри остова протоны еще более вытягиваются вдоль оси и увеличивают электрический момент ядра вдвое (с $1,5 \cdot 10^{-24}$ до $3,2 \cdot 10^{-24}$). Не менее ясно ${}_{71}^{175}\text{Sr}$ показывает, что электрический момент обуславливается не „орбитальным“ расположением какого-нибудь одного протона.

Однако остальные элементы дают q , которые могут быть объяснены наложением распределения добавочной частицы, не возмущающим симметричного остова. Получающиеся при таком толковании средние их расстояния достаточно разумны.

Таким образом, изображая ядро в виде капли протоно-нейтронной жидкости можно представить себе, что новая добавленная частица „поляризует“ эту жидкость. Если добавлен нейтрон, то он будет двигаться снаружи, но для сохранения равновесия имевшиеся ранее в ядре протоны передвинутся к оси, что увеличит q . Отсюда можно понять, почему добавление к ${}^{151}\text{Eu}$ двух нейтронов увеличивает q вдвое. С другой стороны, если особую устойчивость ядра ${}_{82}\text{Pb}$ истолковывать как показатель его симметричности, то можно понять отрицательное q , т. е. расплюснутость электрического заряда у ${}_{83}\text{Bi}$, отличающегося от него лишь добавлением одного протона.

Мы видим таким образом, что использование значений электрического квадрупольного момента ядра может помочь при создании картины строения ядра. Досадно, конечно, что в настоящее время мы умеем измерять асимметрию заряда лишь у ядер, дающих сверхтонкую структуру. Возможно, что когда станет яснее природа изотопического смещения, то изучение влияния на него электрического момента (того типа, который можно предполагать у Sm) снимет это ограничение. Однако, как бы то ни было, асимметрия электри-

ческого заряда есть поправка, в значительной мере сводящаяся к той поправке, какую дает кулоновское взаимодействие к основному ядерному взаимодействию, обуславливающему общую картину строения ядра. Поэтому более тонкий анализ природы электрического момента станет возможен лишь тогда, когда хотя бы это основное взаимодействие и основная структура ядра станут нам достаточно ясными. Пока же эта ядерная характеристика может служить лишь для весьма предварительных рассуждений типа изложенных выше.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. Э. Фриш, Атомные ядра и спектры.
2. Атомное ядро, Сборник докладов I Всесоюзной конференции по вопросам атомного ядра, ГТИИ, 1934.
3. Zeeman's Festschrift, Сборник, посвященный юбилею Зеемана, Гаага 1936.
4. Schüller и сотрудники, а) Z. Physik, **93**, 611, 1935; б) Z. Physik, **94**, 457, 1935; в) Z. Physik, **95**, 265, 1936; г) Z. Physik, **98**, 239, 430, 1936; д) Z. Physik, **100**, 113, 1936; е) Z. Physik, **102**, 703, 1936; ж) Z. Physik, **104**, 468, 1936; з) Z. Physik, **105**, 168, 1937; и) Z. Physik, **103**, 443, 1936.
5. Kramers, Proc. of the Section of Sciences K. Akademie van Wetenschappen, Amsterdam, **34**, 965, 1931.
6. Casimir, Physica, **2**, 719, 1935.
7. Bacher & Tamboutian, Phys. Rev., **50**, 1096, 1936.
8. Stanley Smith a. J. Convey, Canad. Journ. Res. (A), **14**, 139, 1936, цит. по Phys. Ber., **18**, 66, 1937.
9. Esther U. Mintz, Journ. Franklin Inst., **222**, 613, 1936.
10. Ebbe Rasmussen, Z. Physik, **102**, 229, 1936.