

СВЕРХТОНКАЯ СТРУКТУРА И АТОМНОЕ ЯДРО *

Г. Кальман, (Берлин — Далем) и Г. Шюлер, (Потсдам)

Введение. — I. Экспериментальные методы определения сверхтонкой структуры. — II. Магнитное расщепление спектральных термов; а) элементарная теория взаимодействия двух магнитных моментов; б) законы интенсивности; в) количественная теория связи между ядром и электронной оболочкой; г) экспериментальные результаты: 1) определение сверхтонких структур из правила интервалов и законов интенсивностей; 2) сравнение результатов эксперимента с количественной теорией связи. — III. Вопросы строения ядра. — IV. Изотопное смещение. — V. Литература.

ВВЕДЕНИЕ

В последнее время удалось, наконец, истолковать и привести в систему давно известные сверхтонкие структуры спектральных линий. При этом оказалось, что существуют два типа сверхтонких структур. Один из них — так называемая „магнитная сверхтонкая структура“, на которую впервые указал Паули ⁶⁵, основана на расщеплении термина атома вследствие магнитного взаимодействия с атомным ядром. Этот тип за последнее время приобрел особенный теоретический интерес, так как он дает наиболее точные сведения о механическом и магнитном моменте ядра, а вследствие этого также, и новые сведения о строении атомного ядра.

Другой тип сверхтонкой структуры обусловлен тем, что энергия атома, а следовательно, и работа ионизации электрона для различных изотопов одного и того же элемента различна. Один и тот же спектральный терм у различных изотопов имеет несколько различных значений. Этот эффект называют „изотопным смещением“. Уже со времени первых работ Зоммерфельда известно, что энергия связи электрона с атомом вследствие собственного движения ядра зависит также и от массы ядра. Однако этого „обыкновенного“ собственного движения ядра недостаточно для объяснения рассматриваемых здесь случаев, ибо оно у тяжелых элементов, где по новым исследованиям (Шюлер и Кейстон ⁸⁶) эффект изотопии проявляется особенно ясно, дало бы неизмеримо малые смещения.

Сочетание магнитного расщепления и эффекта изотопии приводит к тому, что структуры некоторых спектральных линий оказываются чрезвычайно сложными. Их расшифрование сделалось возможным лишь благодаря точному исследованию (определение рас-

* Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften B XI, пер. Д. Б. Гороберидзе.

стояний и интенсивностей отдельных линий сверхтонкой структуры) целого ряда спектральных линий одного и того же элемента. На основании известных законов магнитного расщепления и приблизительно известных количественных соотношений изотопов можно истолковать отдельные структуры, приписывая атомным ядрам изотопов определенные механические моменты. Это истолкование можно рассматривать как однозначное тогда, когда с его помощью можно объяснить расстояние и интенсивности компонент сверхтонкой структуры всех исследованных спектральных линий элемента. В дальнейшем изложении мы рассмотрим сначала экспериментальные основания определения сверхтонкой структуры, а затем остановимся отдельно на обоих эффектах сверхтонкой структуры.

I. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СВЕРХТОНКОЙ СТРУКТУРЫ

Для исчерпывающего анализа сверхтонкой структуры при выборе экспериментальной методики следует принимать во внимание следующее:

1. Применяемые спектроскопические аппараты должны обладать по возможности большой разрешающей способностью, так как здесь речь идет о расстояниях линий вплоть до 10^{-2} см^{-1} .

2. Применяемые источники света должны при достаточной интенсивности давать достаточно резкие спектральные линии.

3. Источники света следует выбирать таким образом, чтобы в них по возможности отсутствовали процессы, маскирующие истинное распределение интенсивности в картине тонкой структуры; к числу таких процессов принадлежит самообращение, селективное возбуждение и т. д.

Спектроскопическими аппаратами по преимуществу служат интерференционные спектроскопы. По самому характеру этих аппаратов универсальная аппаратура для интересующей нас области не может быть указана. От искусства экспериментатора зависит выбор такого прибора, который дает решение поставленной задачи.

О применении интерференционных спектроскопов для исследования тонкой структуры спектральных линий см. подробный обзор Г. Ганзена³⁷. Здесь следует указать на некоторые принципиальные усовершенствования, которые введены за истекшее время в эту методику. Удалось изготовить для интерферометра Фабри и Перо новые полупрозрачные зеркала с большой отражательной способностью в фиолетовой и ультрафиолетовой части, вследствие чего область применения этих аппаратов сильно расширилась (Г. Гохгейм, „И. Г. Фарбениндустри“, Оппау).

Повышение разрешающей способности достигнуто при помощи интерференционного спектроскопа-мультиплекс (Герке, Лау и Ритер^{20, 25}), с одной стороны, и отражательной ступенчатой решетки Гильгер (Вильямс⁹⁵) — с другой. Разрешающая способность, могущая быть использованной, в настоящее время составляет около

миллиона. Применение решеток, которые в отношении светосилы и разрешающей способности уступают интерферометру Фабри и Перо, рекомендуется лишь в особо благоприятных случаях.

Наряду с этими улучшениями в интерференционных спектроскопах достижение существенных успехов в этой области больше всего облегчило усовершенствование применяемых источников света. Вызываемое температурой и часто очень мешающее доплеровское уширение спектральных линий в применяемых сейчас источниках заметно уменьшается путем прямого охлаждения разрядного пространства водой, твердой угольной кислотой или жидким воздухом.

Другое важное условие, которому должны удовлетворять источники света, состоит в том, что плотность изучаемых атомов должна быть достаточно мала, чтобы взаимодействие между атомами было исключено. Большое давление пара в дуге любого типа может вызвать уширение линий и затрудняющее анализ спектральной картины искажение интенсивности в результате адсорбции. Поэтому лучшим источником света следует считать тлеющий разряд. Но обычный тлеющий разряд в чистом исследуемом газе или металлическом паре также еще не удовлетворяет идеальным условиям, так как для него все же необходима еще заметная плотность газа. Особенно сильно сказывается это неудобство у легких элементов, так как для работы с ними приходится пользоваться такой высокой температурой, при которой Допплер-эффект уже заметно мешает.

В особых случаях эта плотность неудобна еще и тем, что при ее наличии приходится учитывать взаимные возмущения атомов. Все эти затруднения, однако, могут быть преодолены, если исследуемое вещество вводится в виде небольшой примеси к благородному газу, в котором происходит тлеющий разряд. С помощью такого разряда можно получить резкие спектральные линии достаточной яркости резонансная линия (Na, Шюлер⁷⁷).

При работе с газами или легко испаряющимися веществами выполнение указанных условий для тлеющего разряда легко выполнимо в обычных разрядных трубках (с внешними или внутренними электродами), для всех же других элементов (и это наиболее частый случай) для получения тлеющего разряда должны быть применены уже другие конструкции (Шюлер⁷⁷).

Для исследования тяжелых элементов (как Tl и Pb), в которых Допплер-эффект не имеет такого важного значения, можно применить тлеющий разряд непосредственно в парах исследуемого металла, если только не требуется очень большая разрушительная сила⁷⁶. Этот способ очень удобен для изучения слабых центральных линий, так как он дает большую силу света.

Наконец, было показано, что при подходящей форме тлеющего разряда удовлетворяется и третье условие — относительно естественного распределения интенсивностей, для чего необходимо светящуюся часть тлеющего разряда делать возможно малой (лампа Шюлера) и работать с малыми силами тока.

Опыты показали, что при выполнении всех этих условий наблюдаются теоретические интенсивности, т. е. все термы сверхтонкой структуры представлены соответственно своему статистическому весу.

II. МАГНИТНОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ТЕРМОВ СВЕРХТОНКОЙ СТРУКТУРЫ

а) Элементарная теория взаимодействия двух магнитных моментов

Магнитное расщепление спектральных термов происходит от того, что электронная оболочка в месте, занимаемом атомным ядром (0), создает магнитное поле $H(0)$, причем момент ядра устанавливается различным образом.

В этом магнитном поле магнитный момент ядра μ обладает энергией порядка $\mu H(0)$, и это как раз и есть та энергия, которая вызывает расщепление невозмущенных электронных термов.

Магнитное поле, создаваемое электронной оболочкой в месте ядра, зависит как от орбитальных, так и от собственных моментов электронов. Для определения его точной величины необходимо произвести расчеты для каждого спектрального терма в отдельности (см. ниже). Но точное знание этой величины необходимо только тогда, когда хотят определить абсолютную величину расщепления или сравнить расщепление различных электронных термов. Для качественного определения картины расщепления (интенсивность и сравнительное расстояние линий сверхтонкой структуры) при известной величине μ для ядра достаточно знать, что магнитное поле в месте ядра зависит от внешней конфигурации электронов, общий механический момент которых определяется квантовым числом J .

Знание J оказывается, впрочем, достаточным только тогда, когда энергия взаимодействия между ядром и электронной оболочкой мала по сравнению с энергией взаимодействия между отдельными орбитальными и моментами спина электронов. Если атомное ядро имеет момент вращения с квантовым числом I , то при этом можно следующим образом установить картину расщепления сверхтонкой структуры для определенной электронной оболочки (совершенно аналогично тому, как это делается при определении связи между L и S при грубом мультиплетном расщеплении) (Гаудсмит и Бек²⁹).

Система, состоящая из I и J , будет иметь общий момент вращения F , который сможет принять все возможные, на единицу друг от друга различающиеся значения между $|J+I|$ и $|I-J|$. Всего, следовательно может существовать (при $I \geq J$) $2J+1$, или (при $J \geq I$) $2I+1$ систем с различными общими моментами вращения. Так как только системы с различными F обладают различными энергиями, то наш грубый терм распадается или на

$$(2J+1) \text{ для } I \geq J, \text{ или на } (2I+1) \text{ для } J \geq I \quad (1)$$

компонентов. Можно также дать и величину энергетического расщепления. Положим, что магнитный момент атомного ядра находится в центре кругового тока; энергия магнитного взаимодействия этой системы пропорциональна косинусу угла, образованного соответственными векторами вращения. Аналогично этому и энергия магнитного взаимодействия ядерного момента, находящегося в середине электронного слоя, с электронами пропорциональна $\cos(I, J)$. Как известно из квантовой механики, величина этого косинуса равна

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

Величина энергетического смещения терма с общим моментом вращения F от несмещенного положения терма, который в случае простой магнитной связи совпадает с центром тяжести расщепленной системы, будет равна поэтому

$$\Delta W = \mu H(0) \frac{F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)}{2IJ}. \quad (2)$$

Здесь μ — магнитный момент ядра с моментом вращения I , а $H(0)$ — величина магнитного поля электронов на месте ядра. Понятно, что они зависят как от J , так и от других квантовых чисел атома. Из (2) следует далее, что общее расщепление, т. е. расстояние обоих уровней с наибольшими и наименьшими F , равно:

$$\Delta W = \mu H(0) \frac{2I+1}{I} \quad \text{для } (I \geq J) \quad (a)$$

$$\text{или} = \mu H(0) \frac{2J+1}{J} \quad \text{для } (J \geq I). \quad (b)$$

Кроме того из формулы (2) вытекает, что расстояния двух соседних термов относятся как

$$F_m : (F_m - 1) : (F_m - 2) : \text{и т. д.} \quad (4)$$

Здесь F_m выражает наибольшее значение, которое F вообще может принимать, т. е. $F_{III} = I + J$. Таким образом внутреннее подразделение расщепления определяется выражением $(I + J)$. Это так называемое правило интервалов Ланде имеет особенное значение при отождествлении спектров (см. ниже).

Картину расщепления отдельной спектральной линии, т. е. ее сверхтонкую структуру, получают из картины расщепления терма, применяя правило отбора для переходов между различными расстояниями. Кроме $\Delta J = 0, \pm 1$ и в полной аналогии с ним применимо правило

$$\left. \begin{aligned} \Delta F &= 0, \pm 1, \\ F = 0 &\rightarrow 0 \text{ запрещен.} \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Для несколько более углубленного рассмотрения квантово-механических законов магнитного взаимодействия двух систем следует перейти непосредственно к задаче о собственных значениях. Простейшим случаем будет тот, при котором на пространственное движение системы практически не влияет магнитная энергия взаимодействия. Для случая, когда системы обладают энергией взаимодействия, пропорциональной косинусу между I и J , и при условии, что внешнее магнитное поле H направлено по оси Z , общая энергия возмущения E равна

$$E = W(\delta_x^I \delta_x^J + \delta_y^I \delta_y^J + \delta_z^I \delta_z^J) - \mu_0^I (H_z \delta_z^I) - \mu_0^J (H_z \delta_z^J).$$

Здесь W — магнитная энергия взаимодействия обеих систем, она зависит от их взаимного пространственного расположения и пропорциональна магнитным моментам μ_0^I и μ_0^J обеих систем с механическими моментами $I \frac{h}{2\pi}$ и $J \frac{h}{2\pi}$. δ_x^I, δ_x^J и т. д. это — единичные векторы этих моментов. Они представляют собой квантовомеханические операторы, действующие только на координаты спинов, соответствующих I и J . Причем эти последние, как известно, могут принимать только $(2I+1)$ или $(2J+1)$ дискретных значений. Вышеприведенное выражение для оператора заставляет воздействовать на волновую функцию всей системы, которая здесь зависит только от координат спинов, и таким образом получают собственные значения и собственные функции системы. Для случая, когда I и $J = 1/2$, получаем следующие собственные значения энергии:

$$E_1 = +W + H(\mu_0^I + \mu_0^J),$$

$$E_2 = -W + \sqrt{4W^2 + H^2(\mu_0^J - \mu_0^I)^2},$$

$$E_3 = +W - H(\mu_0^I + \mu_0^J),$$

$$E_4 = -W - \sqrt{4W^2 + H^2(\mu_0^J - \mu_0^I)^2}.$$

Собственные значения от E_1 до E_3 при отсутствии поля ($\mu = 0$ равны W , а E_4 равно $-3W$; таким образом одно трехкратное собственное значение W и одно однократное $-3W$ в соответствии с уравнениями (1)–(4). Для собственных функций φ получается следующее: в случае $I = \frac{1}{2}$, $J = \frac{1}{2}$ они состоят только из следующих четырех величин $\varphi(+, +)$, значение φ в случае, когда J и I оба направлены в сторону положительной оси Z ;

$\varphi(+, -)$, когда J в направлении $+Z$, а I в направлении $-Z$;

$\varphi(-, +)$, „ „ „ $-Z$ „ „ $+Z$

$\varphi(-, -)$, „ „ „ $-Z$ „ „ $-Z$.

При этом, как известно, $|\varphi(+, +)|^2$ дает вероятность того, что как J , так и I , оба направлены в сторону $+Z$, и аналогично этому то же указывают квадраты модулей других величин.

Для приведенных собственных значений собственные функции имеют следующие величины:

$$E_1; \varphi_1 = \{ \varphi(+, +) = 1; \varphi(+, -) = 0; \varphi(-, +) = 0; \varphi(-, -) = 0 \};$$

$$E_2; \varphi_2 = \{ \varphi(+, +) = 0; \varphi(+, -) = \frac{A}{\sqrt{A^2 + B^2}}; \varphi(-, +) = \frac{B}{\sqrt{A^2 + B^2}},$$

$$\varphi(-, -) = 0 \};$$

$$E_3; \varphi_3 = \{ \varphi(+, +) = 0; \varphi(+, -) = 0; \varphi(-, +) = 0; \varphi(-, -) = 1 \};$$

$$E_4; \varphi_4 = \{ \varphi(+, +) = 0; \varphi(+, -) = \frac{-A}{\sqrt{A^2 + C^2}}; \varphi(-, +) = \frac{C}{\sqrt{A^2 + C^2}}; \varphi(-, -) = 0 \};$$

$$A = 2WB = \sqrt{4W^2 + H^2(\mu_0^J - \mu_0^I)^2} + H(\mu_0^J - \mu_0^I),$$

$$C = \sqrt{4W^2 + H^2(\mu_0^J - \mu_0^I)^2} - H(\mu_0^J - \mu_0^I).$$

Здесь собственные функции уже нормированы на единицу обычным способом.

Собственные значения и собственные функции определяют полностью поведение связанной системы в магнитном отношении, а именно, — расщепление в магнитном поле (эффект-Пашена-Бака и эффект-Зеемана), ее магнитный момент $\left(-\frac{\partial E}{\partial H}\right)$ (эффект Штерна-Герлаха), ориентировка отдельной системы в магнитном поле и т. п.

Результаты, аналогичные случаю $I = J = 1/2$ получаются и тогда, когда для I и J берем какие-либо другие целочисленные или половинные значения. Тогда вместо величин $\delta_x^I, \delta_x^J, \dots$ нужно подставлять не спиновые матрицы Паули, а другие многоядные матрицы (см., например, Ферми¹⁷⁾).

При анализе сверхтонких структур дело сводится к определению из совокупности линий расщепления термов из этого последнего с помощью вышеприведенных законов (1) и (4) — неизвестного значения I для ядра. Это определение I является в настоящее время важнейшим результатом изучения сверхтонких структур. При известном расщеплении терма можно из числа его компонентов вычислить I только тогда, когда $J > I$. Для этого необходимо установить, что при этом у грубого терма с определенным J число компонентов меньше, чем $(2J+1)$. Можно также вычислить $J+I$ из отношения интервалов (4).

Правда, при большом I правило интервалов будет допускать только приближенные выводы, так как при большом $J+I$ расстояния мало отличаются друг от друга. Вторым затруднением является то, что выражение (4) имеет место только в случае чисто магнитного взаимодействия и, в частности, когда энергия взаимодействия между ядром и электронами очень мала по сравнению с магнитным взаимодействием отдельных электронов. В обще, эти условия выполняются, и соответственно этому в отдельных случаях правило интервалов в сверхтонких структурах оказывается прекрасно подтвержденным (см. ниже).

Однако для L_i были найдены отклонения от правила. Здесь взаимодействие между электронами (обыкновенное мультиплетное расщепление) сравнимо по величине с взаимодействием между ядром и электронами (расщепление сверхтонкой структуры) (Гюттингер и Паули³⁵⁾ *.

* Замечание при корректуре: Дальнейшее очень интересное отклонение от правила интервалов и от простейших законов магнитного рас-

Таким образом мы видим, что, исходя из числа компонентов и правила интервалов, мы не всегда приходим к совершенно однозначным выводам.

Существует, однако, еще два других пути, позволяющих изучать I . С одной стороны, это изучение расщепления терма сверхтонкой структуры во внешнем магнитном поле. Известно, что терм с общим моментом вращения F расщепляется во внешнем магнитном поле на $(2F+1)$ компонентов. Таким образом можно непосредственно из магнитного расщепления (числа компонентов) терма сверхтонкой структуры определить значение F , а следовательно, и I . Но этот метод Зееман-эффекта сложен и до сих пор был применен только в немногих (Bi, Tl) случаях (Бак и Гаудсмит³).

б) Законы интенсивности

Другой метод, который еще может быть применен для определения I , практически гораздо более важный, чем предыдущий, это (Шюлер и Крейстон⁸⁴) метод сравнения интенсивностей различных линий сверхтонкой структуры. Рассмотрим у атома с известным J расщепление линии, соответствующей переходу между двумя термами с квантовыми числами J_1 и J_2 . Число компонентов при этом определяется из (1) и из правила отбора (5), и таким образом картина расщепления определяется I и J . Как мы, однако, увидим, I и J_1 или J_2 определяют и сравнительную интенсивность линий сверхтонкой структуры; таким же образом можно и обратно из закона интенсивностей с помощью сравнения интенсивностей определить значение I . Общие законы интенсивности имеют следующий вид:

$$\text{для } \Delta J = \pm 1. \quad \Delta J = \pm 1.$$

$$I = \frac{P(F)P(F-1)}{4FJ}, \text{ когда } \Delta F = -1;$$

$$I = \frac{2F+1}{4FJ(F+1)} P(F)Q(F), \text{ когда } \Delta F = 0;$$

$$I = \frac{Q(F)Q(F-1)}{4FJ}, \text{ когда } \Delta F = +1;$$

для $\Delta J = 0$:

$$I = \frac{(2J+1)P(F)Q(F-1)}{4JF(J+1)}, \text{ когда } \Delta F = \pm 1;$$

$$I = \frac{(2J+1) \cdot (2F+1)}{4JF(J+1)(F+1)} R^2(F), \text{ когда } \Delta F = 0,$$

щепления нашли Шюлер и Джонс на термах 6^1D_2 и 6^3D_1 , у Hg—I. Здесь отступления зависят от того, что оба этих грубых терма удалены друг от друга только на расстояние $\Delta\nu = 3 \text{ см}^{-1}$, в то время как общее расщепление терма сверхтонкой структуры достигает едва $0,7 \text{ см}^{-1}$.

где

$$\begin{aligned} P(F) &= (F - I + J) (F + J + I + 1), \\ Q(F) &= (-F + I + J) (F - J + I + 1), \\ R(F) &= F(F + 1) + J(J + 1) - I(J + 1). \end{aligned}$$

Во многих случаях оказывается возможным пользование простейшими выражениями, вытекающими из (6). Сумма всех интенсивностей, принадлежащих какому-либо одному терму сверхтонкой структуры с определенным F_n , так относится к сумме интенсивностей другого терма сверхтонкой структуры ($F = F_n$), как

$$(2F_n + 1) : (2F_m + 1), \quad (7)$$

при условии, что оба эти сверхтонких терма относятся к одному и тому же грубому терму. Так же относятся друг к другу суммы всех интенсивностей различных термов сверхтонкой структуры. Следует подчеркнуть, что сравниваемые термы сверхтонкой структуры должны относиться к одному и тому же грубому терму. Эти простые правила суммирования в особенности важны тогда, когда мы имеем дело с линиями, распадающимися на малое число составляющих. Наиболее простым случаем будет тот, когда мы имеем переход между двумя термами, из которых один вообще не расщепляется, а другой расщепляется всего на два терма. Тогда спектральная линия имеет только два компонента и их интенсивности относятся, как $(2(I + J) + 1) : (2(I + J) - 1)$. Этот случай особенно важен для определения I у щелочных металлов. Их резонансные линии являются двойными, так как их p -терм практически не распадается, а S -терм благодаря $J = 1/2$ может быть только двойным. Таким образом здесь законы (1) и (4) не могут быть применены, так как мы имеем только один интервал и вынуждены ограничиться сравнением интенсивностей. Для $J = 1/2, 3/2, 5/2, 7/2$ получаются следующие соотношения интенсивностей: 3:1; 5:3; 7:5; 9:7.

Мы не хотим здесь подробно рассматривать применение этих законов интенсивностей. Мы хотим только отметить, что значение I , определенное с помощью (6) и (7) из измеренных интенсивностей, всегда оказывается совпадающими со значениями I , определенными из числа компонентов и правила интервалов. Нужно, однако, заметить, что этот закон интенсивности может быть применен только с известной осторожностью. Во-первых, эти формулы являются приближенными, и они могут быть применены только при тех же ограничениях, что и формулы (5) и (6) (см. выше). Кроме того, для получения этих теоретических интенсивностей необходимо еще выполнение определенных экспериментальных условий. Необходимо следить за тем, чтобы относительные интенсивности не были бы искажены условиями опыта. Из таких требований, предъявляемых к опыту, упомянем прежде всего, что необходимо полное отсутствие самопоглощения исследуемой линии

и что возбуждение терма должно быть „естественным“, т. е. не должно быть селективного возбуждения ни одного из термов тонкой структуры. Имеющиеся результаты говорят за то, что действительно при соответствующем выборе аппаратуры эти идеальные условия интенсивностей могут быть выполнены (см. выше).

с) Количественная теория связи между ядром и электронной оболочкой

С помощью предыдущих рассуждений можно из сверхтонкой структуры получить значение I для атомного ядра. Однако, для того чтобы что-либо сказать и о величине магнитного момента ядра μ , нужно сделать еще один шаг дальше и ввести в рассмотрение абсолютную величину сверхтонкого расщепления из формул (2). При этом μ может быть определено, если известно магнитное поле $H(0)$, вызванное электронной оболочкой на месте ядра (Гюттингер³⁴). Поэтому необходимо вычислять величину $H(0)$. Она может быть получена известным способом из величины тока, связанного с электронной оболочкой и равного $\frac{1}{c} \int \left[\mathbf{i} \frac{\mathbf{r}}{r^3} \right] dV$, где $\mathbf{i}$ — плотность тока, которая дается невозмущенными собственными функциями электронов. Можно также для определения абсолютной величины расщепления терма поступать и таким образом (Ферми¹⁷): подставляют энергию взаимодействия между ядерным моментом и электроном (спин и орбитальный) в уравнения Шредингера или Дирака (для S -терма) и затем разрешают задачу о собственных значениях известными приближенными способами. Подставляемый в уравнение Шредингера член для одного электрона выглядит следующим образом:

$$\frac{e}{mc r^3} \mu \cdot M - \frac{\mu_0}{r^3} \delta \cdot \mu + \frac{3\mu_0}{r^5} (r \cdot \delta)(r \cdot \mu), \quad (8)$$

где M — орбитальный импульс электрона, μ_0 — его магнитный момент, δ — единичный вектор электронного спина и μ — магнитный момент ядра. Первый член выражает взаимодействие между ядерным моментом и орбитой электрона, второй и третий члены — взаимодействие со спином; δ и μ следует рассматривать квантовомеханически как операторы, которые воздействуют известным образом на координаты электронов и ядра, содержащиеся в собственных функциях. При расчетах всегда будет приниматься, что только те группы электронов могут быть магнитно-деятельны, для которых J не уничтожается. Таким образом только верхние не заполненные еще слои находятся во взаимодействии с ядром. Заполненные оболочки будут рассматриваться как магнитно-неактивные. В указанные вычисления они входят лишь постольку, поскольку они изменяют ход собственных функций внешних электронов.

Качественный результат, который получается для одноэлектронной проблемы из этих вычислений, легко предвидеть. Взаимодействие будет тем более значительно, чем электрон ближе к ядру.

Соответственно следует ожидать, что наибольшее расщепление покажут те термы, собственные функции которых имеют наибольшее значение на месте ядра. Это — S -термы. Невозмущенные ψ функции S -термов имеют вблизи ядра конечное, не исчезающее значение, в то время как собственные функции P , D и др. термов вблизи ядра стремятся к нулю. Следовательно, для S -термов можно ожидать наибольшего расщепления, а затем при возрастании квантового числа расщепление должно убывать; в общем, как мы это увидим ниже, это и подтверждается опытом.

Точные формулы для сверхтонкого расщепления для одного магнитно-активного электрона при $J=1/2$ для S -терма таковы:

$$\Delta W = \frac{8\pi}{3} \mu \mu_0 \psi^2(0), \quad F = I + \frac{1}{2};$$

$$\Delta W = -\frac{8\pi}{3} \mu \mu_0 \psi^2(0) \left(\frac{I+1}{1} \right), \quad F = I - \frac{1}{2};$$

для терма $P_{1/2}$:

$$\Delta W = \frac{8}{3} \mu \mu_0 \frac{1}{r^3}, \quad F = I + \frac{1}{2};$$

$$\Delta W = -\frac{8}{3} \mu \mu_0 \frac{1}{r^3} \left(\frac{I+1}{I} \right), \quad F = I - \frac{1}{2};$$

для терма $P_{3/2}$:

$$\begin{aligned} \Delta W = & \frac{8}{5} \mu \mu_0 \frac{1}{r^3}; \frac{8}{5} \mu \mu_0 \frac{1}{r^3} \left(\frac{1}{3} - \frac{1}{I} \right); \\ & - \frac{8}{5} \mu \mu_0 \frac{1}{r^3} \left(\frac{1}{3} + \frac{4}{3I} \right); - \frac{8}{5} \mu \mu_0 \frac{1}{r^3} \left(1 + \frac{1}{I} \right), \end{aligned}$$

для четырех возможных значений $F \cdot \mu_0$ — боровский магнетон, $\psi(0)$ выражает значение ψ функции внешнего электрона на месте ядра, $\frac{1}{r^3}$ обозначает среднее значение $\frac{1}{r^3}$, усредненное по невозмущенным функциям рассматриваемых электронных состояний. Эти формулы совпадают с уравнением (2). Факторы: $\frac{8\pi}{3} \cdot \mu_0 \psi^2(0)$; $\frac{8}{3} \mu_0 \frac{1}{r^3}$, $\frac{8}{5} \mu_0 \frac{1}{r^3}$ дают $H(0)$ величину магнитного поля на месте ядра. Таким образом для применения теории необходимо определить эти величины. $\psi(0)$ можно вычислить непосредственно из атомной модели (статистическим методом Ферми). Величины $\frac{1}{r^3}$ могут быть взяты из дублетной грубой структуры, которая также этими величинами определяется. Мы видим, таким образом, что для S -терма при положительном моменте ядра энергетически термы лежат выше всего, для которых моменты вращения ядра и электрона параллельно направлены. Аналогичное явление имеет место и для P -терма. Это последнее легко понять, если обратить

внимание на то, что для него шредингеровское распределение зарядов электронов не имеет шаровой симметрии. Термы $P_{3/2}$ имеют, например, меньшее расщепление, чем термы $P_{1/2}$. Это объясняется тем, что орбита и спин электрона в случае $P_{3/2}$ -терма имеют различные знаки магнитного поля на месте ядра.

Подобным же образом возможно рассчитать расщепление и для других не замкнутых электронных групп (синглетная и триплетная система и т. п.). Мы, к сожалению, не можем здесь остановиться на рассмотрении удобного метода, который для этого применил Гаудсмит²⁶. Укажем только, что расчет расщепления термов, для которых J состоит из спинной и орбитальной частей, для нескольких электронов может быть проведен с помощью известного правила суммирования из расщеплений для одноэлектронной задачи.

Мы при этом получаем, что P - и D -термы также могут иметь значительное расщепление, в особенности тогда, когда внешние электронные группы содержат один ненасыщенный глубокий s -электрон. Наконец, необходимо еще заметить, что формулы (9) могут быть применимы только для малых величин ядерного заряда. При больших величинах ядерного заряда Z вблизи ядра движение электронов настолько быстро, что необходимо вести расчеты с учетом релятивистских поправок. Вычисления показывают, что при этом в вышеприведенные формулы входит еще один фактор, зависящий от Z (Брейт,⁸ Рака⁶⁶).

Проверка этих формул возможна следующим путем: из одного терма вычисляют неизвестную величину μ для ядра; тогда другие термы должны дать те же самые величины μ . Сравнение с опытом показывает следующее: из всех термов получается, что магнитный момент ядра по порядку величины достигает примерно 0,001 спектроного момента (подробнее см. раздел d). Более точное определение μ этим путем представляется, к сожалению, невозможным; наоборот, обнаружено, что из различных термов получаются довольно-таки разные величины μ , так что нет никакого сомнения, что эта теория в ее теперешнем виде еще несовершенна (Гаудсмит). Все выражения, вытекающие только из факта магнитного взаимодействия, повидимому, правильны (Рака⁶⁶), но как только мы хотим вычислить абсолютное значение расщепления термов, мы встречаемся с затруднениями, на которых мы еще остановимся ниже.

К сожалению, таким образом оказывается невозможным вывести количественную зависимость для соответственных термов различных элементов, имеющих одинаковую электронную конфигурацию. Это лишает нас возможности количественно сравнивать между собой ядерные моменты различных элементов. К попыткам, которые были предприняты в этом направлении, мы еще вернемся при обсуждении экспериментальных результатов.

Существует один, сравнительно простой, случай, который очень подробно рассчитан. Это случай Li II . Здесь мы вообще имеем только два электрона, и таким образом мы можем провести расчет

значительно точнее. Эти вычисления были проделаны Гюттингером и Паули^{31,35} и дали весьма удовлетворительное совпадение с опытом (Шюлер⁷⁵).

д) Экспериментальные результаты

1. Определение сверхтонких структур из правила интервалов и закона интенсивностей. Мы сейчас перейдем к рассмотрению экспериментальных результатов и попытаемся показать, насколько хорошо вышеприведенные теоретические построения совпадают с опытом. Измерения дают непосредственно разницу в частотах между отдельными сверхтонкими компонентами одной и той же спектральной линии, соответствующей переходу между двумя грубыми термами с известным J . Из этих разностей частот колебаний можно известным способом

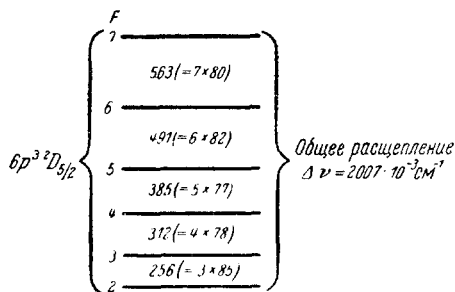


Рис. 1. Часть расщепленного термина $6p^3 \cdot 2D_{5/2}$ (Гаусмит и Бек²⁹.)

притти к разностям энергий термина сверхтонкой структуры, если рассматривать линию с одним грубым нерасщепляющимся термом $J = 0$. В этом случае разности частот колебания сверхтонких компонентов для других термов грубой структуры, которые в силу правила отбора должны иметь $J = 0$, дают непосредственно разности энергий термов сверхтонкой структуры. Из разностей частот других линий, происходящих от этих найденных термов, можно последовательно проанализировать всю систему термов. Если не имеется термина с $J = 0$, что, например, имеет место в случае дублетных спектров, то для определения расщепления термов применяют известный метод постоянных разностей частот, т. е. стараются установить, соответствуют ли различным спектральным линиям, получающимся из одного и того же грубого термина, одинаковые величины разностей частот. Эти повторяющиеся разности частот дают расщепление энергии общего термина. Если таким путем установлено расщепление грубого термина, то необходимо установить величину F для отдельных термов сверхтонкой структуры, и отсюда уже может быть получен механический момент ядра. Определение F , подобно тому как это было указано выше, производится с помощью закона о числе компонентов грубого термина, правила интервалов или правила интенсивностей.

Для того чтобы проверить надежность этих законов, рассмотрим в качестве примера сверхтонкое расщепление Vi-терма $6P^{3/2} D_{5/2}$ (Бак и Гаусмит²⁹) (рис. 1). Из эффекта Зеемана так же, как и из числа компонентов, мы получаем для Vi, $I = 9/2$. Отсюда следует, что разности энергий сверхтонких структур для вышеупомя-

нутого терма относятся как 7:6:5:4:3. Действительные разности энергий нанесены на рис. 1, и мы видим, что их отношения отклоняются не больше, чем на $\pm 5\%$ от ожидаемых. Подобно тому как для этого терма, так и для других термов, а так же и для других элементов, правило интервалов оказывается хорошо выполненным. Pr, La (Байт^{21, 96}) Mn, (Ритшль и Байт¹⁰²), Cs—I (Копферманн⁵¹).

Обычно дело обстоит так, что сначала из соотношения интервалов одного терма находят I , и потом устанавливают, что соотношение расщеплений других термов находится в согласии с теоретическими предположениями. А из того факта, что правило интервалов в очень большом числе случаев хорошо соблюдается, повидимому, вытекает, что в найденных расщеплениях сверхтонких структур оно является результатом магнитного взаимодействия электронной оболочки с ядром.

В тех случаях, где значение I было определено из правила интервалов и из числа компонентов, не было количественных измерений интенсивностей; в литературе имеются только указания, что экспериментально измеренные интенсивности как будто бы находятся в согласии с теоретически ожидаемыми. Этот сравнительно скромный результат происходит от того, что точные измерения интенсивностей сопряжены трудностями и в рассматриваемом случае не могут дать ничего существенного. Иначе обстоит дело для элементов с большим числом изотопов; здесь измерения интенсивности совершенно необходимы для уяснения картины сверхтонкой структуры. Это объясняется тем, что в этих случаях изучается элемент, не показывающий однородной сверхтонкой структуры; одна часть излучающих атомов вообще не показывает никакого расщепления сверхтонкой структуры (изотопы с четным числом протонов), а другие показывают таковую (изотопы с нечетным числом протонов). Мы покажем это на примере кадмия, который был изучен Шюлером и Брюком⁷⁹.

Если для рассмотрения сверхтонкой структуры Cd поступим так, как это сделано на следующей странице, то очень скоро мы столкнемся с резким противоречием между правилом интервалов и законом интенсивностей. Рассмотрим (рис. 2) $\lambda = 4678$, конечный терм которой 5^3P_0 ; мы находим 3 линии сверхтонкой структуры с интенсивностями 2:10:1. Так как здесь может расщепляться только верхний терм ($J=2$), то следует ожидать не более трех компонентов, отношения интенсивностей которых должно быть 3:2:1, причем интенсивности должны падать в этом порядке. Таким образом тот факт, что средний компонент наиболее интенсивен и что соотношение интенсивностей равно 1:10, совершенно не совместим с законами интенсивности магнитного расщепления. Если, следовательно, принять правильность законов интенсивностей для магнитного расщепления, — а мы в дальнейшем увидим, что они справедливы не только качественно, но и количественно, — то мы приходим к выводу, что в этом случае, картина сверхтонкой

структуры не может быть объяснена только магнитным расщеплением термина 3S_1 , но что здесь имеется нечто принципиально новое. Это новое Шюлер и Брюк ввели в виде предположения, что существуют изотопы с различными ядерными моментами, а именно, что нечетные изотопы все имеют одинаковые магнитные и механические моменты, а изотопы с четным числом протонов должны иметь исчезающе малые ядерные моменты. На основании этого допущения можно из картины расщепления сделать вывод, что ядерный момент нечетных изотопов Cd должен быть $I = 1/2$; им принадлежат крайние компоненты. Это предположение можно проверить на той же линии еще следующим: из правила интенсивностей получаем, что, во-первых, оба внешних компонента должны относиться друг к другу, как 2:1, а, во-вторых, не расщепленная линия должна лежать в центре тяжести* расщепленной системы. Оба требования в достаточной мере удовлетворены. Но из расщепления этих линий можно извлечь еще больше. Если все нечетные изотопы действительно имеют момент $1/2$, а все четные — 0, то интенсивности средних компонентов должны так относиться к суммам интенсивностей обоих внешних компонентов, как содержание четных изотопов к содержанию нечетных. Для случая кадмия этот результат другими методами еще не был получен, и приходится довольствоваться констатированием того, что это отношение для всех Cd линий должно быть постоянным, как это и оказалось справедливым для всех изученных до сих пор линий (рис. 2, а и б). Мы видим, таким образом, что уже из анализа одной единственной линии мы приходим к очень надежным результатам, подтверждающимся еще так же и тем, что с их помощью можно провести без противоречий анализ и других линий. Мы провели анализ этой картины сверхтонкой структуры с такими подробностями специально с той целью, чтобы показать, что он основывается не на гипотезах или произвольных допущениях, но является прямым следствием измерений. При этом также становится понятным, какое огромное значение имеют для получения этих результатов правило интервалов и закон интенсивностей.

Мы хотели бы здесь еще указать, что закон интенсивностей расщепления сверхтонкой структуры для Cd был подвергнут тщательной проверке, причем получилось хорошее совпадение между экспериментом и теорией. Так, например, для $\lambda = 4678$ (рис. 2с) теоретическое отношение интенсивностей $a:b$ равно 2:1, а эксперимент дает 2,08:1. Здесь измерения интенсивностей были проделаны по известному способу с помощью эталонов интенсивности („марок почернения“). В других случаях, когда нужно только качественное сравнение, для линий с малой разностью интенсив-

* Центр тяжести расщепленной системы определяется выражением $\sum aJ = 0$, где a — расстояние компонента от центра тяжести и J — теоретическая интенсивность его. Положение центра тяжести картины расщепления, как это следует из правил расщепления и интенсивностей (1)–(7), не зависит от силы связи.

ностей оказывается достаточным определить интенсивности путем сравнения времени освещения (Шюлер и Джонс⁸¹). С помощью методов расшифровки сверхтонких структур, подобных рассмотренным здесь на примере кадмия, были разобраны также и сверхтонкие структуры Hg, Tl, Pb и Ba. Правда, здесь имеется еще и то осложнение, что не расщепленные линии четных изотопов не совпадают, а имеют различные числа колебаний (и соответственно этому не совпадают также и центры тяжести картин расщепления нечетных изотопов). Этот так называемый эффект изотопного сме-

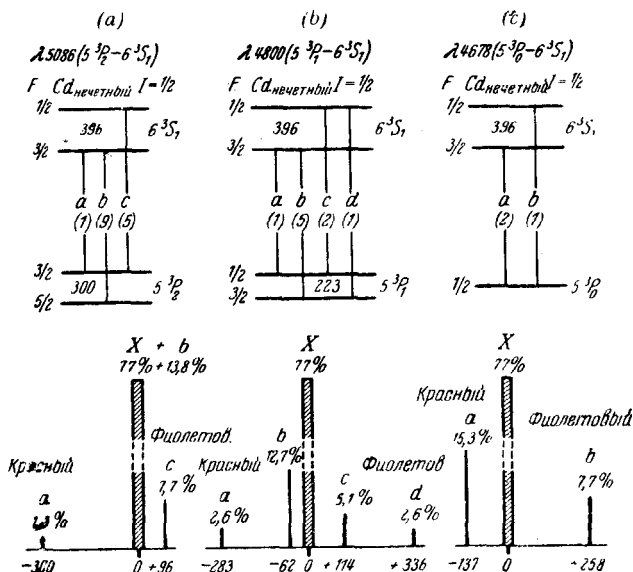


Рис. 2. Картины структуры CdI триплета $5^3P_{0,1,2} - 6^3S_1$ Шюлер и Брюк⁷⁹, Шюлер и Кейстон⁸⁴.

щения мы рассмотрим во второй части. Несмотря, однако, на эти осложнения, сверхтонкие структуры и этих элементов могут быть однозначно рассмотрены с помощью вышеуказанных способов.

То, что различие между магнитной сверхтонкой структурой и изотопными смещениями не является произвольным толкованием изучаемых структур, доказывает работа Конфермана⁵², который, пользуясь различными сортами свинца (U—Pb и Th—Pb), смог непосредственно показать, какую линию следует приписать какому изотопу.

Мы уже указывали выше, как хорошо подтверждается наблюдением правило интервалов и закон интенсивностей, и вообще какую важную роль играют эти законы при расшифровке сверхтонких структур. Определенные с помощью этого способа ядерные моменты приведены в таб. 4, и мы сейчас перейдем к их обсуж-

ТАБЛИЦА 1
Расщепление термов Hg I и Tl II для изотопов

Терм	099 ($1 = \frac{1}{2}$) Hg I	203,205 ($1 = \frac{1}{2}$) Tl II	Примечания
$6s \cdot 6s \cdot ^1S_0$	0	0	
$6s \cdot 7s \cdot ^1S_0$	0	0	
$6s \cdot 8s \cdot ^1S_0$	0	—	
$6s \cdot 9s \cdot ^1S_0$	0	—	
$6s \cdot 7s \cdot ^3S_1$	+ 1070	+ 4980 (S) (M)	+ 2250 : Pb III (M)
$6s \cdot 8s \cdot ^3S_1$	+ 1045	—	
$6s \cdot 9s \cdot ^3S_1$	+ 1030	+ 4520 (M)	
$6s \cdot 6p \cdot ^1P_1$	— 181	+ 1010 (M)	Раньше $6s \cdot 8p \cdot ^1P_1$ — те-
$6s \cdot 7p \cdot ^1P_1$	—	— 1270	перь $5d^9 \cdot 6s^2 \cdot mp^1 P_1$; рань-
$(6s \cdot 8p \cdot ^1P_1)$	— 167	—	ше $6s \cdot 9p \cdot ^1P_1$ — теперь
$(6s \cdot 9p \cdot ^1P_1)$	— 386	—	$6s \cdot 8p \cdot ^1P_1$
			см. Шенстон и Рэссл ⁹¹
$6s \cdot 6p \cdot ^3P_0$	0	—	
$6s \cdot 7p \cdot ^3P_0$	—	0	
$6s \cdot 6p \cdot ^3P_1$	+ 727	—	
$6s \cdot 7p \cdot ^3P_1$	—	+ 4020 (M)	
$6s \cdot 6p \cdot ^3P_2$	+ 758	+ 3210 (M)	
$6s \cdot 7p \cdot ^3P_2$	—	+ 3472 (S) (M)	
$6s \cdot 6d \cdot ^1D_2$	+ 860	+ 834 (S) (M)	
$6s \cdot 7d \cdot ^1D_2$	+ 496	+ 620 (M)	
$6s \cdot 8d \cdot ^1D_2$	—	+ 100 (M)	
$6s \cdot 6d \cdot ^3D_1$	—	— 2121 (S) (M)	
$6s \cdot 7d \cdot ^3D_1$	—	— 2210 (M)	
$6s \cdot 8d \cdot ^3D_1$	—	— 2250 (M)	
$6s \cdot 6d \cdot ^3D_2$	— 470	+ 550 (S) (M)	
$6s \cdot 7d \cdot ^3D_2$	—	+ 780 (M)	
$6s \cdot 8d \cdot ^3D_2$	—	+ 1660 (M)	
$6s \cdot 6d \cdot ^3D_3$	—	+ 3330 (M)	
$6s \cdot 7d \cdot ^3D_3$	—	+ 3390 (M)	
$6s \cdot 8d \cdot ^3D_3$	—	+ 3450 (M)	
$6s \cdot 5f \cdot ^1F_3$	—	+ 1480 (S) (M)	
$6s \cdot 6f \cdot ^1F_3$	—	+ 2950 (M)	
$6s \cdot 5f \cdot ^3F_2$	—	— 2477 (S) (M)	
$6s \cdot 6f \cdot ^3F_2$	—	— 2580 (M)	
$6s \cdot 5f \cdot ^3F_3$	—	— 675 (S) (M)	
$6s \cdot 6f \cdot ^3F_3$	—	— 2240 (M)	
$6s \cdot 5f \cdot ^3F_4$	—	+ 3310 (M)	
$6s \cdot 6f \cdot ^3F_4$	—	+ 3350 (M)	
X_2	—	+ 642 (S)	X_2 , вероятно $5d^9 \cdot 6s^2 \cdot mp$, раньше предположительно $6s \cdot 7p \cdot ^1P_1$;
Y_1	—	— 203 (S)	Y_1 происхождение неиз- вестно

Данные для Hg I Шюлер и Кейстон ⁸⁸; Шюлер и Джоне ⁸¹

" " Tl II { Шюлер и Кейстон ⁸⁶
Мак-Ленан и Крауфорд ⁵⁹

дению; мы хотим только предварительно кратко обсудить вопрос о том, насколько хорошо совпадает с опытом количественная теория взаимодействия между ядерным моментом и электронной оболочкой.

2. Сравнение результатов эксперимента с количественной теорией связи. Мы уже отметили, что такое сравнение возможно только в очень неполной степени. Для того чтобы уяснить себе картину, в прилагаемых таблицах приведены расщепления сверхтонких структур для всех исследованных до сих пор термов Hg I, Tl I и II, Pb I и II; при этом материал по таблицам расположен таким образом, что в каждой из них приведены спектры, относящиеся к одинаковым электронным конфигурациям. Например, в табл. 1 (стр. 423) Hg I и Tl II и т. п. расщепление термов дано в единицах 10^{-3} см^{-1} . Нуль (0) обозначает отсутствие расщепления, черта (—) обозначает, что исследование не производилось, плюс (+) обозначает, что энергетически наиболее низкий терм имеет наименьшее значение F , для S -терма это обозначает, что магнитный момент ядра зависит от вращения положительного заряда. Вообще говоря, искровые спектры должны были бы показывать большее расщепление, чем соответственные дуговые спектры, что в основном и имеет место. Это происходит потому, что плотность оптических электронов для одного и того же терма вблизи ядра должна быть больше для иона, чем для нейтрального атома. Далее, как и следовало ожидать, вообще говоря, особенно большое расщепление показывают те термы, которые содержат один глубокий s -электрон. Это находят у резонансных линий щелочных металлов, где вообще P -терм едва расщепляется, а S -терм, напротив, показывает значительное расщепление. То же вытекает и из табл. 2 (стр. 425), где приведены значения для Pb II и Bi III. Для каждого элемента терм $7^2 S_{1/2}$ имеет в $4^{1/2}$ раза большее расщепление, чем $7^2 P_{1/2}$. Для Tl I сравнения не так хорошо проводятся, так как терм $7^2 P_{1/2}$ неизвестен, а терм $6^2 P_{1/2}$ имеет, повидимому, аномально большое расщепление, о чем мы ниже еще будем говорить. Если сравнить терм $2^2 S_{1/2}$ с термом $2^2 P_{3/2}$, то мы увидим, что здесь оно также существенно больше, чем у терма $2^2 P_{1/2}$. Аналогичные результаты, как это следует и из теории, получаются для системы с двумя электронами. Здесь для Hg I и Tl II терм $7^3 S_1$ показывает большее расщепление. Таким образом, как видно, эти теоретические предсказания качественно оказываются экспериментально подтвержденными.

При попытках количественного рассмотрения, как это показали все произведенные до сих пор работы, приходят к сильнейшим противоречиям, что мы разберем на особо типичном примере. Соотношения расщепления термов $2^2 P_{1/2}$ к терму $2^2 P_{3/2}$ согласно теории должно мало зависеть от ядерного заряда и быть независимым от главного квантового числа. Таким образом мы должны были бы для спектров Tl I, Pb II получить практически то же соотношение, которое равняется при учете релятивистской поправки

для электрона, находящегося вблизи ядра, 5:1. Для Вi III, так как там I имеет большую величину, чем J , мы должны были бы получить несколько другую величину, а именно 10:3. Экспериментально же были найдены следующие величины (см. табл. 2)

ТАБЛИЦА 2

Tl I, Pb II, Bi III

Терм	Tl I	Pb II	Bi III
$6s^2 \cdot 7s \cdot 2S_{1/2}$	+ 403	+ 352 (S)	+ 2 360
$6s^2 \cdot 6p \cdot 2P_{1/2}$	+ 707	—	—
$6s^2 \cdot 7p \cdot 2P_{1/2}$	—	+ 77 (S)	+ 520
$6s^2 \cdot 8p \cdot 2P_{1/2}$	$\infty + 15$	—	—
$6s^2 \cdot 9p \cdot 2P_{1/2}$	$\infty + 11$	—	—
$6s^2 \cdot 6p \cdot 2P_{3/2}$	+ 8	—	—
$6s^2 \cdot 7p \cdot 2P_{3/2}$	—	+ 22 (S)	+ 310
$6s^2 \cdot 8p \cdot 2P_{3/2}$	0	—	—
$6s^2 \cdot 9p \cdot 2P_{3/2}$	0	—	—
$6s^2 \cdot 10p \cdot 2P_{3/2}$	0	—	—
$6s^2 \cdot 6d \cdot 2D_{3/2}$	0	—	—
$6s^2 \cdot 6d \cdot 2D_{5/2}$	0	+ 713 (K)	—
$6s^2 \cdot 5f \cdot 2F$	—	0 (K)	—
$6s^2 \cdot 6f \cdot 2F$	—	0 (K)	—
$6s^2 \cdot 8g \cdot 2G$	—	0 (K)	—
$6s^2 \cdot 9g \cdot 2G$	—	0 (K)	—
$6s \cdot 6p^2 \cdot 2D^3_{3/2}$	—	$\infty + 950 (S) (K)$	—
$6s \cdot 6p^2 \cdot 2D^3_{5/2}$	—	+ 956 (S) (K)	—
$6s \cdot 6p^2 \cdot 1^3_{1/2}$	—	—	+ 7 500
$6s \cdot 6p^2 \cdot 2^3_{1/2}$	—	—	+ 12 500
$6s \cdot 6p^2 \cdot 3^3_{1/2}$	—	—	+ 9 300

Данные для Tl I Шюлер и Кейстон⁸⁶
Pb II { Копферман⁵²
Шюлер и Джонс⁸²
Bi III Фишер и Гаудсмит¹⁸

для Tl I 90:1, для Pb II 3,5:1 и для Bi III 1,7:1. Таким образом о совпадении не может быть и речи, и благодаря этому встает вопрос о том, имеет ли смысл сравнивать между собой расщепления сверхтонкой структуры различных элементов и судить по нему о магнитных моментах ядер, например, вычисляя магнитные моменты Tl, Pb и Bi из расщепления герма 7 S, Tl I и Pb II. Если

это все же проделать, то получается, что ядерный момент Pb существенно меньше, чем Tl. Из сравнения расщеплений Tl I и Tl II с Bi III и Bi V Мак-Ленан, Мак-Лей и Крауфорд вывели⁶⁰, что те имеют магнитный момент от 3 до 4 раз больший, чем Bi. Из сравнения Tl II и Pb III они заключили далее, что Pb имеет магнитный момент от 4 до 5 раз меньший, чем Tl.

Розе и Гранат^{70a} сравнивали Tl I, Pb I и Bi I. Из определенных с помощью теории Гаудсмита (см. стр. 418) расщеплений для $P_{1/2}$ вытекает, что отношение магнитного момента к механическому у ядер Bi и Pd приблизительно одинаковое, а у Tl почти вдвое больше. Однако, как уже указывалось, все эти замечания следует рассматривать как чисто качественные. Насколько здесь следует быть осторожным, показывает случай термина 1P_1 Hg I. Терм 6^1P_1 имеет расщепление 181, термы, обозначавшиеся до сих пор 8^1P_1 и 9^1P_1 , показывают расщепление 167 и 386 и, вообще говоря, при возрастании орбитального числа расщепление уменьшается. Здесь же у термина 9^1P_1 мы внезапно находим в 2,3 раза большее расщепление. Это указывает на то, что мы имеем дело с возмущенным термом, и, в самом деле, Шенстон и Рессель⁹¹ показали, что терм, обозначавшийся до сих пор как 8^1P_1 , в действительности является комплексным термом конфигурации $5d^96s^2mp$, который особенно возмущает соседние термы.

Последние приведенные в табл. 2 расщепления термов Bi III необычайно велики, что происходит потому, что здесь мы имеем дело также с комплексными термами, большое расщепление которых, повидимому, зависит от одного глубокого не насыщенного S-электрона. В более подробное обсуждение сообщенного здесь материала мы в рамках этой статьи не можем вдаваться, тем более, что его результаты не были бы очень плодотворны. Качественные выводы о величине магнитного момента ядра, которые могут быть сделаны на основании рассмотренных измерений, будут подробно обсуждены в следующей главе.

III. ВОПРОСЫ СТРОЕНИЯ ЯДРА

Произведенные до сих пор измерения сверхтонких структур непосредственно дают нам три величины, характеризующие ядро. А именно: квантовое число момента вращения ядра J , знак магнитного момента ядра и его приблизительную величину.

Если считать, что ядро построено из протонов и электронов и что моменты отдельных составных частей (спин и орбита) складываются таким же образом, как это имеет место для внешней электронной оболочки атома, то следовало бы ожидать, что по крайней мере у тех ядер, которые содержат четное число протонов и нечетное число электронов, существует магнитный момент, вызванный электронами*.

* За последнее время, в связи с открытием новых частиц — нейтронов и позитронов, существенно изменились взгляды на строение атомного

(При четном электронном числе, напротив, электроны могли бы быть взаимно насыщенными.) Существует четыре таких элемента: Н 2, Li 6, В 10 и N 14. Из них исследовался только литий. При этом сверхтонкая структура совсем не была обнаружена. Магнитный момент Li 6, как это можно вычислить из сравнения Li 7 (Гюттингер и Паули³⁵) по меньшей мере в пять тысяч раз меньше, чем боровский момент электрона. Это указывает на то, что электрон в этом ядре не проявляет себя в магнитном отношении. Впрочем, на основании теории относительности и не следовало ожидать, что магнитный момент электрона в ядре будет иметь ту же величину, что и у свободного электрона, но все же нельзя было ожидать, что он будет в 5000 раз менее, на основании тех законов, которые управляют внешней электронной оболочкой*.

Все остальные нерадиоактивные элементы с нечетным числом электронов имеют также и нечетное число протонов. Для них на основании обычных законов может произойти, что протон и электрон насыщают друг друга таким образом, что механический момент оказывается равным нулю. Такая система не имеет и магнитного момента. Это вытекает из того, что не слишком сильное магнитное поле не может разрушить связь между протоном и электроном. Эта связь приводит к тому, что в подобном поле электрон находится в стационарном состоянии с вероятностью $1/2$ по направлению поля и с такой же вероятностью по противоположному направлению.

Таким образом состояние не магнитно (это можно также получить непосредственно из рассмотрения собственных функций). Однако опыт показал, что этот случай не встречается в природе, так как эти элементы не имеют магнитного момента I , равного нулю; несмотря на это у этих ядер магнитный момент электрона не обнаруживается.

Если заметить далее, что для большинства ядер знак магнитного момента определяется таким образом, как если бы этот момент зависел только от вращения положительных зарядов и имел величину порядка моментов протона, то мы приходим к заключению, что электронный спин в ядре магнитно не обнаруживается.**.

ядра. В частности, считается почти общепринятым тот взгляд, что внутри ядра вообще нет электронов, а лишь нейтроны и протоны. Поэтому весь приводимый здесь материал в настоящее время нуждается в существенном уточнении. П р и м. п е р е в.

* Тот факт, что магнитный момент ядра во много раз меньше, чем соответственный момент для электрона, повидимому, с несомненностью доказывает, что в ядре на самом деле электронов вовсе нет. П р и м. п е р е в.

** Это обстоятельство прекрасно подтверждает уже упоминавшуюся нами точку зрения о том, что в ядре вообще нет электронов, но что оно состоит только из нейтронов и протонов. При этом мы, разумеется, оставляем в стороне вопрос о том, не является ли нейтрон со своей стороны сложным образованием, состоящим из протона и электрона. Впрочем, против этого взгляда говорит также и то обстоятельство, что в случае, если бы нейтрон имел такое строение, то силы связи между состав-

В табл. 4 (стр. 430) приведены известные до настоящего времени значения I . Очень многие из них определены из измерения сверхтонких структур (А). Те значения, которые определены из измерений в полосатых спектрах, обозначены (В). Мы должны отметить, что эти значения содержат специфическую неточность. Метод полосатых спектров предполагает, что ядра какого-либо изотопа одного элемента все (находятся в одинаковом состоянии) однородны. Если это не соответствует действительности, то из измерений полосатых спектров нельзя сделать ни одного вывода относительно I (Гейтлер⁴⁰).

До сих пор, однако, ничто не говорит за существование подобной неоднородности в ядрах. Определение I из сверхтонких структур кажутся нам сравнительно надежными. Только значение момента, равное нулю, не может быть с точностью определено этим путем. В самом деле, $I=0$ означает, что не было найдено сверхтонкой структуры. Но это может обозначать как то, что I действительно (табл. 4) равно нулю, так и то, что магнитный момент ядра только очень мал. Действительно, у некоторых элементов, как Al, Cl P, K^{93,78} не было обнаружено сверхтонкой структуры, однако, существуют основания, позволяющие думать, что эти элементы имеют механический момент.

Измерения с полосатыми спектрами^{16,50,55} также показали наличие магнитного момента. Таким образом приходится допустить, что эти ядра имеют особенно малый магнитный момент.

Табл. 4 показывает далее, что все исследованные до сих пор элементы с четным числом протонов вообще не имеют расщепления; следовательно, либо для них величина $I=0$, либо же они имеют значительно меньший магнитный момент, чем элементы с четным числом протонов. У элементов с большим значением величины ядерного заряда (Hg, Pb) из измерений для этих гипотетических моментов получается величина не большая, чем 1% от величины магнитного момента изотопов с нечетным числом протонов.

Отсюда можно было бы заключить, что для них величина действительно равна нулю. Этому, однако, противоречит тот факт, что у N 14 из полосатых спектров определена величина $I=1$. До сих пор это единственный случай элемента с четным числом протонов, для которого определено отличное от нуля значение I .

Далее, таблица показывает, что величины I для элементов с нечетным числом протонов полуцелые. Отсюда можно, пожалуй, заключить, что ядра всех элементов с четным числом протонов имеют значения I равные либо нулю, либо целому числу.

Эти результаты весьма знаменательны, даже если опираться

ляющими его частями были бы сравнимы по величине с теми силами, которые имеют место при столкновении нейтрона с материей, и, следовательно, должна была бы существовать конечная вероятность разрушения нейтрона при подобных процессах, чего на самом деле не замечается на опыте. Аналогичные соображения применимы и к протонам. П р и м. е р е в.

ТАБЛИЦА 3

Pb I и Bi II

Терм	Pb I	Bi II
$6s^2 \cdot 6p^2 \cdot 1S_0$	0 (S)	—
$6s^2 \cdot 6p \cdot 7p \cdot 3S_1$	—	— 360
$6s^2 \cdot 6p^2 \cdot 3P_0$	0 (K)	—
$6s^2 \cdot 6p \cdot 8p \cdot 3P_0$	0 (S)	—
$6s^2 \cdot 6p \cdot 9p \cdot 3P_0$	0 (S)	—
$6s^2 \cdot 6p^2 \cdot 3P_1$	— 117 (K)	—
$6s^2 \cdot 6p \cdot 8p \cdot 3P_1$	— 155 (S)	— 140
$6s^2 \cdot 6p \cdot 9p \cdot 3P_1$	∞ — 150 (S)	—
$6s^2 \cdot 6p^2 \cdot 3P_2$	+ 225 (K) (S)	—
$6s^2 \cdot 6p^2 \cdot 1D_2$	+ 65 (S)	—
$6s^2 \cdot 6p \cdot 7p \cdot 1D_2$	—	+ 780
$6s^2 \cdot 6p \cdot 7p \cdot 3D_1$	—	+ 1020
$6s^2 \cdot 6p \cdot 7p \cdot 3D_2$	—	+ 2500
$6s^2 \cdot 6p \cdot 7p \cdot 3D_3$	—	+ 370
$6s^2 \cdot 6p \cdot 7s \cdot 1P_1$	— 60 (S)	— 530
$6s^2 \cdot 6p \cdot 7s \cdot 3P_0$	0 (K) (S)	0
$6s^2 \cdot 6p \cdot 7s \cdot 3P_1$	+ 444 (K) (S)	+ 3910
$6s^2 \cdot 6p \cdot 8s \cdot 3P_1$	+ 290 (S)	—
$6s^2 \cdot 6p \cdot 7s \cdot 3P_2$	—	2180
$6s^2 \cdot 6p \cdot 6d \cdot 3D_1$	—	— 1650
$6s^2 \cdot 6p \cdot 6d \cdot 3D_1$	+ 255 (K)	+ 2550
$6s^2 \cdot 6p \cdot 6d \cdot 3F_2$	— 130 (K)	+ 1980
* $6s^2 \cdot 6p \cdot 6d \cdot 3F_3$	∞ + 250 (K)	—
$6s^2 \cdot 6p \cdot 5f \cdot 3F_2$	—	— 160
$6s^2 \cdot 6p \cdot 5f \cdot 3F_3$	—	— 700
$6s^2 \cdot 6p \cdot 5f \cdot 3G_3$	—	+ 1950
$6s \cdot 6p^3 \cdot 3D_2$	—	+ 8200

Данные для Pb I { Копферман⁵³
 Bi II { Шюлер и Джонс⁸²
 Фишер и Гаудсмит¹⁸

ТАБЛИЦА 4

Сводка твердо установленных ядерных моментов

	Элемент	Изотопы	Ядерный момент	Автор
1	H	1	$1/2$	
2	He	4	0	
3	Li	6 7	0 $3/2$	Шюлер (A) ⁷⁵ , Гарвей и Дженкинс (B) ²⁹
7	N	14	1	Кронинг (B) ⁵³
8	O	16	0	
9	F	19	$1/2$	Гале и Монк (B) ¹⁹
11	Na	23	$5/2$ ($3/2$?)	Шюлер (A) ⁸⁵
15	P	31	$1/2$	Дженкинс и Ашлей (B) ⁵⁰
17	Cl	35	$5/2$	Эллиот (B) ¹⁶
25	Mn	55	$5/2$	Вайт и Ритшль (A) ¹⁰²
29	Cu	63, 65	$3/2$	Ритшль (A) ⁶⁹ и Шенстон (A) ⁹⁰
31	Ga	69, 71	$3/2$	Джексон (A) ⁴⁸
33	As	75	$3/2$	Толанский (A) ⁹⁴
35	Br	79, 81	$3/2$	де-Бруин (A) ¹¹ и Толанский (A) ⁹²
37	Rb	85, 87	$3/2$	Джексон (A) ⁴⁹
48	Cd	111, 113 110, 112, 114, 116	$1/2$ 0	} Шюлер и Брюк (A) ⁷⁹
49	Jn	115	$5/2$ *	Кемпбелл и Бахер (A) ¹³
51	Sb	121, 123	$3/2$	Ловенталь (A) ⁵⁶
53	J	127	$9/2$	Толанский (A) ⁹²
55	Cs	133	$7/2$	Копферман (A) ⁵¹ и Джексон (A) ⁴⁴
56	Ba	137 136, 138	$3/2$ 0	} Ритшль и Соьер (A) ^{70*} $1/2$
57	La	139	$5/2$	Вайт (A) ⁹⁷
59	Pr	141	$5/2$	Гибс, Вайт и Реди (A) ²¹
75	Re	187, 189	$5/2$	Гремер и Ритшль (A) ³³ (S)
79	Au	197	$3/2$	Ритшль (A) ⁶⁹
80	Hg	199 201 198, 200, 202, 204	$1/2$ $3/2$ 0	} Шюлер и Кейстон (A) ^{88**}
81	Tl	203, 205	$1/2$	Шюлер и Брюк (A) ⁷⁸
82	Pb	207	$1/2$	} Копферман (A) ⁵²
83	Bi	204, 206, 208 209	0 $9/2$	Гаудсмит и Бак (A) ^{29,3}

(A) обозначает, что ядерный момент был определен из атомных линий.

(B) что он определен из полосатых спектров.

* Один из авторов (Шюлер) и Джонс оспаривает значение, найденное Ритшлем и Соьером для Ba II, и считает, что на основании закона о центрах тяжести, исходя из полученных интенсивностей и пользуясь сравнением с другими дублетными спектрами, является более вероятным, что Ba₁₃₇ имеет ядерный момент, равный $+3/2$.

(S) Зеeman, Гизольф и де-Бруин¹⁰⁴ исследовали Зеeman-эффект и установили значение I.** Муракава²⁶ исследовал Зеeman-эффект для λ_{4047} и установил значение I.

* Замечание при корректуре: В Phys. Rev. 40, 1040, 1932.

Кемпбелл исправляет значение $9/2$ на $11/2$.

только на твердо установленные до сих пор на опыте случаи. Согласно обычным представлениям, следовало бы ожидать, что не число протонов, а общее число составляющих ядро частиц, электронов и протонов, определяло бы целочисленность (четное общее число) или полуцелочисленность (нечетное общее число) момента I . Но это, очевидно, не так. Особенно наглядно это можно видеть для случая Cd , Nd и Pb . Их изотопы с нечетным числом протонов имеют также и нечетное число электронов и, таким образом, должны были бы иметь целочисленное значение для I . Однако совершенно несомненно, что значения I для них полуцелые. Это несовпадение имеет место и для азота. Азот имеет 14 протонов и 7 электронов, т. е. нечетное число составных частей, и, несмотря на это, он имеет целочисленное значение I . И если отсутствие сверхтонкой структуры у Li6 объясняют тем, что для него значение $I=0$, то и здесь также должно было бы иметься то же несовпадение, так как Li6 имеет 6 протонов и 3 электрона. Таким образом и в отношении определения механических моментов ядер дело обстоит так, как будто бы электронный спин в ядре незаметен. К подобным же результатам мы бы пришли, если бы стали исследовать, подчиняются ли атомные ядра статистике Бозе или Ферми. Ядра с четным числом составных частей должны были бы подчиняться статистике Бозе, а с нечетным статистике Ферми (Эренфест и Оппенгеймер¹⁵). Анализ же полосатых спектров показал, что ядра азота, хотя они и состоят из нечетного числа составных частей, подчиняются статистике Бозе. Таким образом и здесь все выглядит так, как если бы электроны в ядре не должны были учитываться.

Следовательно, определения магнитных моментов, спинов и статистика ядер дали результат, который не оставляет никаких сомнений в том, что законы связи между электронами и протонами в их обычном виде неприменимы к ядру.

Для объяснения полученных результатов можно стать на ту точку зрения, что при определении свойств ядра электроны не могут быть рассматриваемы как самостоятельные индивидуумы. Тогда можно все известные до сих пор результаты объяснить следующим образом.

Основой для такого объяснения служит, грубо говоря, следующее: энергия электрона $mc^2 = 0,5$ миллионов вольт. По сравнению с энергиями связи, имеющимися в ядре, это не очень заметная величина. При таких обстоятельствах кажется затруднительным рассматривать электрон в ядре как отдельный индивидуум.

Для объяснения упомянутых несовпадений можно, однако, стать и на совершенно другую точку зрения. Обычные законы взаимодействия отдельных частиц имеют силу и в ядре. Не эти законы ошибочны, а ошибочно наше представление об элементарных составных частях атомного ядра. Согласно этому ядро должно состоять не только из протонов и электронов, но также по меньшей мере из еще одного вида элементарных частиц, а именно из нейтронов (Паули); гипотеза, которая в последнее время благодаря открытию нейтронов при атомном распаде приобрела большую ве-

роятность. Для понимания указанных результатов следовало бы принять, что нейтрон имеет спин равный $\frac{1}{2} \frac{h}{2\pi}$ и подчиняется статистике Ферми. В рамках это обзора мы можем указать только на имеющиеся возможности, не входя в подробный разбор этих вопросов. Мы хотели бы еще здесь отметить, что можно говорить об „объяснении“ только в том случае, если нейтрон является новой элементарной частицей. Если же нейтрон состоит из электрона и протона, то все упомянутые затруднения остаются в силе попрежнему.

Приступим теперь к обсуждению вопроса о природе механических и магнитных моментов ядра. Наиболее простым предположением было бы, что они состояются из орбитального момента и спина протонов. Для легких элементов Бриден¹² и Вайт¹⁰⁰ пытались построить, по аналогии с внешней электронной оболочкой, модель протонной оболочки, в пользу которой, как им кажется, говорят известные до сих пор величины I . Однако таким путем систематики всех известных до настоящего времени значений I еще не достигнуто. Экспериментально установлено следующее: механические моменты встречаются от нуля до $9/2$. Элементы с нечетным числом протонов, как уже указывалось, имеют полуцелые спины. Для большей наглядности мы приведем в табл. 5 (стр. 433), как распределяются величины спина по различным изотопам. Бросается в глаза, что у элементов с четными и нечетными изотопами не имеется больших значений I и что всегда (за исключением Hg 199 и 201) нечетные изотопы одного элемента имеют одинаковые значения I . Кроме этого, не видно никакой ясно выраженной правильности при переходе от элемента к элементу, а, наоборот, остается впечатление некоторого беспорядка. Это ясно видно, например, у ядер 207 и $208 \cdot Z = 82$ и 209 , $Z = 83$. 207 имеет спин $1/2$, 208 спин нуль, а 209 внезапно спин $9/2$.

Относительно магнитных моментов установлено следующее: только ядра с нечетным числом протонов имеют заметный магнитный момент. Неизвестно, происходит ли отсутствие магнитного момента у ядер с четным числом протонов вследствие отсутствия спина вообще или же зависит от очень незначительного магнитного действия момента вращения. Знак магнитного момента большею частью положительный, и только Cd 111 и 113 и Hg 201 имеют отрицательный магнитный момент. Так как это установлено на S -термах этих элементов, то обратный знак их моментов не может быть выведен из аномалии в электронной оболочке. Особенно заметно это у Hg 199. Здесь Hg 199 имеет положительный знак, а Hg 201 — отрицательный. Экспериментально это проявляется в том, что термы 201 обратны лежат по отношению к термам 199.

Абсолютная величина магнитного момента известна только очень приближенно, так как теория взаимодействия между ядром и электронной оболочкой, которой приходится пользоваться, в количественном отношении неудовлетворительна, за исключением Li^+ . Если принять, что теория дает для S -терма, по крайней мере, правильный

ТАБЛИЦА 5
Ядерный момент и изотопы

Ядерный момент	Простые элементы	Элементы с двумя нечетными изотопами	Элементы с четными и нечетными изотопами ¹
$I = 9/2$	Bi 209 I 127	—	—
$I = 7/2$	Cs 133	—	—
$I = 5/2$	Pr 141 La 139 In 115 ² Mn 55 Na 23	Re 189, 187 Cl 37, 35 (39)	—
$I = 3/2$	Au 197 As 75	Sb 123, 121 (?) Rb 87, 85 Br 81, 79 Ga 71, 63 Cu 65, 63	Hg 201 (?) Ba 137 Li 7
$I = 1/2$	P 31 F 19	Tl 205, 203	Pb 207 Hg 199 H 1

1. Четные изотопы имеют $I = 0$ (H_2 ; $I = 0$?).

Продолжение таблицы Шюлера и Кейстона.

2. Замечание: для In за последнее время Кемпбелл дискутировал возможные значения $9/2$ или $11/2$.

порядок величин, то для ядерного момента получают, вообще говоря, величину того же порядка, что и момент протона. Li^+ , где расчеты значительно надежнее, мы приходим к величине примерно 1:600 от момента электрона.

В некоторых, однако, случаях мы, повидимому, приходим также к очень малым величинам магнитного момента (Al, K, Cl, P). Вообще остается впечатление, что ядра с большим I не обязательно имеют очень большую величину μ . Это, пожалуй, указывает на то, что большие значения I получаются не в результате параллельной ориентировки спинов нескольких протонов; за это же, вероятно, говорит и тот факт, что у четных изотопов до сих пор не найдено расщепления.

Особенного обсуждения требует сравнение величин μ для изотопов. Было показано, что все нечетные изотопы имеют не только одинаковые I , но также и приблизительно равные μ ; исключение составляет только Hg 199 и Hg 201. Hg 199 имеет спин $1/2$, 201— $3/2$, а их магнитные моменты находятся в обратном отношении. Так как речь идет об изотопах, можно принять, что их электронные

оболочки практически идентичны, и поэтому можно сравнивать между собою магнитные моменты Hg 199 и 201. Расщепление термов Hg 199 и 201 приведено в табл. 6. Общее расщепление полу-

ТАБЛИЦА 6

Общее расщепление термов спектра Шюлер и Джонс⁸¹

Терм	Общее расщепление	В 10^{-3} см^{-1}	
6^1S_0 до 9^1S_0	0	0	—
7^3S_1	1070	— 1070	— 0,89
8^3S_1	1045	— 1035	— 0,89
6^1P_1	— 181	165	— 0,98
(8^1P_1)	— 167	172	— 0,86
(9^1P_1)	— 386	385	— 0,89
6^3P_0	0	0	—
6^3P_1	727	— 725	— 0,89
6^3P_2	758	— 880	— 0,86
6^1D_2	860	— 795	— 1,03
7^1D_2	496	— 531	— 0,93
6^3D_2	— 470	507	— 0,93

чается из формулы (4)

$$\Delta W = \mu H \frac{(0) 2J+1}{J} \text{ для } J \gg I,$$

и

$$\mu H \frac{(0) 2I+1}{I} \text{ для } I \gg J.$$

Отсюда может быть вычислена величина $\frac{\mu_{199}}{\mu_{201}}$. Полученные таким путем значения приведены в четвертом столбце табл. 6. Из нее видно, что для всех термов приблизительно

$$\frac{\mu_{199}}{\mu_{201}} = 0,9.$$

Для отдельных термов получаются слегка отличающиеся результаты. Найденные различия у 6^1P_1 и 6^1D_2 лежат за пределами ошибок опыта и, следовательно, несомненно реальны. Таким образом отсюда ясно, что основания теории только приближенно верны*. Важно установить, что абсолютные значения μ 199 и 201 приблизительно равны, в то время как их спины равны соответственно $1/2$ и $3/2$. Особенно замечателен тот результат, что до сих пор все нечетные изотопы какого-либо элемента имеют одинаковое абсолютное значение μ . Это можно было бы понять, если бы всегда приходилось иметь дело со спином, равным $1/2$, который можно было бы

* Замечание при корректуре. У 6^1D_2 мы имеем возмущение терма (см. замечания на ст. 413) и, следовательно, отклонение от закона магнитного взаимодействия. Поведение 6^1P_1 еще не выяснено.

в таком случае приписать протону. Но и изотопы с большим I имеют одинаковые I и μ . При переходе от одного элемента к какому-либо другому соседнему часто изменяется значение I , а также, повидимому, и μ .

Мысль о построении ядерного момента исключительно из спинов протонов кажется нам опровергнутой опытом. Исходя из нее, нельзя было бы объяснить существование отрицательных моментов. Следовало бы также ожидать, что в случае ее правильности μ было бы пропорционально I , чего не наблюдается. Мы хотим здесь еще несколько подробнее разобрать возможность того, что вращение ядра в целом складывается со спином протона.

Обозначим орбитальное квантовое число ядра через l_k ; в таком случае этой орбите следовало бы приписать магнитный момент величины

$$\mu m l_k = m l_k \frac{eh Z}{4\pi c M}, \quad (10)$$

где M — масса ядра, а Z — заряд ядра. Что касается орбит положительного и отрицательного заряда, то необходимо учесть, что эти заряды могут располагаться различным образом друг относительно друга. Необходимо, следовательно, правую часть (10) умножить на величину $g(l_k)$, которая может быть как положительной, так и отрицательной (когда электроны лежат очень далеко). Кроме того, необходимо учитывать также и тот момент, который происходит от спинов протонов. Он равен

$$\mu s_k = 2ms_k \frac{eh}{4\pi M_0 c}, \quad (11)$$

где s_k — геометрическая сумма спинов протонов, а M_0 — масса одного протона. Составляя из s_k и l_k общий ядерный момент I , мы получим общий момент из g — формулы Ланде

$$\eta = \frac{ehm}{4\pi M_0 c} \left(\frac{g(l_k) Z \frac{M_0}{M} [I(I+1) + l_k(l_k+1) - s_k(s_k+1)]}{2I(I+1)} + \right. \\ \left. + \frac{2[I(I+1) + s_k(s_k+1) - l_k(l_k+1)]}{2I(I+1)} \right). \quad (12)$$

Из этой формулы видно, что отрицательные ядерные моменты могут получаться и в том случае, когда $g(l_k)$ положительно, но сколь угодно мало и когда, кроме того, I и s_k меньше, чем l_k . Это можно наглядно выразить, сказав, что момент отрицателен тогда, когда s_k направлено противоположно l_k и когда магнитный момент l_k меньше s_k . Это дает возможность объяснить изменение знака при переходе от Hg 199 к Hg 201. Для этого необходимо подставить для l_k значение 2, $s_k^{1/2}$. Для $I=3/4$ в таком случае получается отрицательный магнитный момент величины $3/5$ моментов протона. При этом делается предположение, что момент l_k исчезающе мал. Нужно подчеркнуть, что подобные попытки

объяснить ядерные моменты должны рассматриваться с величайшей осторожностью. Как видим, при этом приходится встречаться с такими трудностями, что вышеприведенные рассуждения мы можем рассматривать не как обоснованную теорию, а только как обоснование возможностей.

IV. ИЗОТОПНОЕ СМЕЩЕНИЕ

Мы переходим теперь к изучению явления так называемого изотопного смещения, т. е. того факта, что соответственные

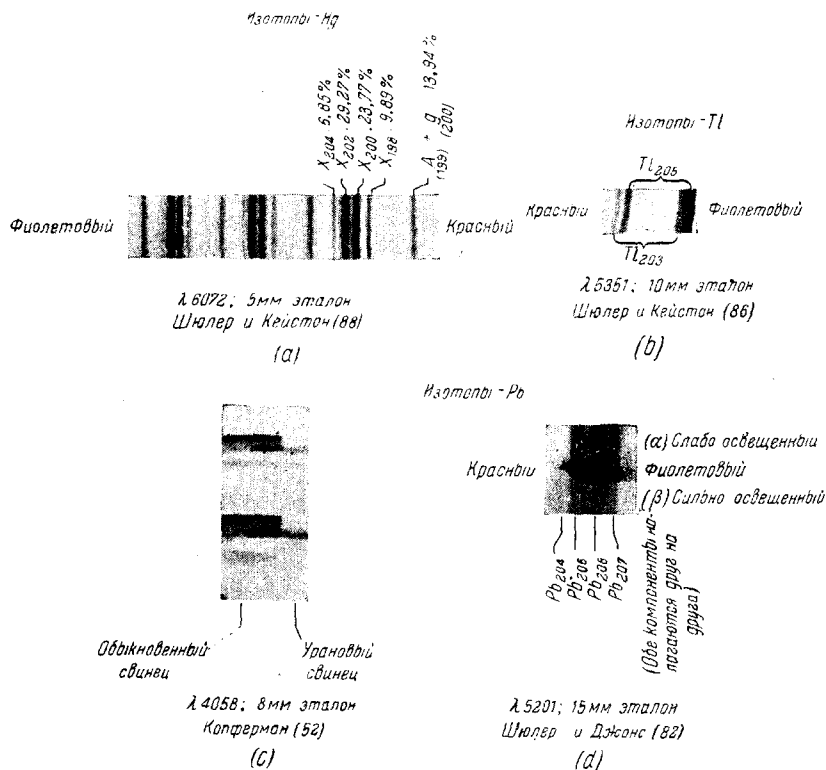


Рис. 3. Разделение изотопов Hg, Tl и Pb с помощью изотопного смещения.

спектральные линии различных изотопов одного элемента имеют различные частоты. Перед тем как перейти к рассмотрению этого явления, приведем несколько снимков спектральных линий, чтобы показать, как выглядит это смещение при пользовании эталоном Фабри и Перо (рис. 3). На рис. 4 на типичном примере линий Hg и Pb показано взаимное расположение структурной картины четных изотопов и центров тяжести картины расщепления нечетных. До настоящего времени еще не существует теории, которая бы

объяснила изотопное смещение у изотопов с большими порядковыми номерами. Нам придется поэтому в основном ограничиться здесь сообщением экспериментальных данных по определению изотопного смещения и указать их отношение к отдельным термам.

Тот факт, что спектральная линия, характеризующаяся переходом между двумя определенными состояниями, имеет для различных изотопов одного и того же элемента различные частоты, известен уже давно. Известно также, что эта зависимость частот от массы

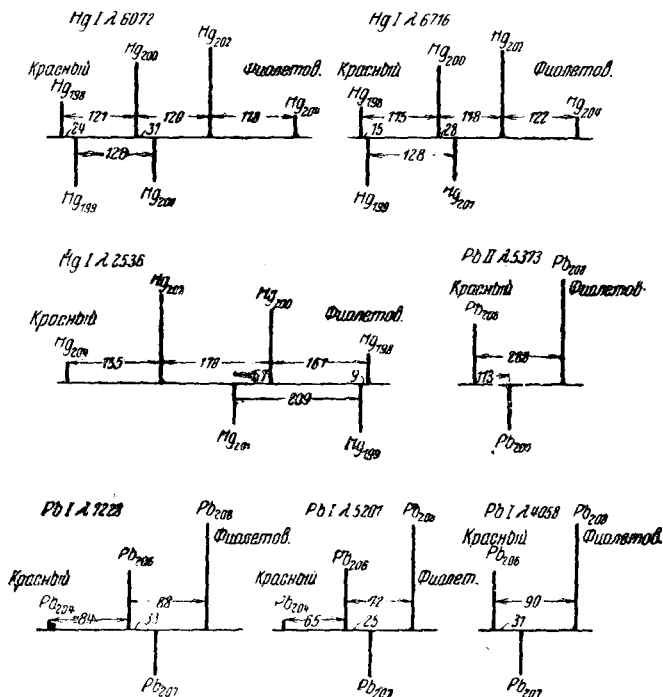


Рис. 4. Пример несимметрического наложения центра тяжести нечетных изотопов между четными. Шюлер и Кейтон⁸⁸ Шюллер и Ионес⁸²

ядра не может быть объяснена теорией Бора-Зоммерфельда, учитывающей движение ядра.

Изотопное смещение спектральной линии указывает на то, что энергия связи электрона в определенном состоянии различна для различных изотопов. Эту разницу в энергиях связи мы обозначим, как изотопное смещение терма. Это обозначение неоднозначно, так как необходимо еще указывать, какой именно электрон нарушил свою связь с атомом. Так, можно ожидать, что мы получим иное значение изотопного смещения в том случае, если мы оторвем слабо связанный электрон от ядра, чем в том, если мы удалим сильно связанный. В дальнейшем изотопным смещением терма мы всегда будем называть разницу работ ионизации наиболее слабо

связанного электрона. В тех случаях, когда от атома удаляются и другие электроны (комплексные термы), мы будем особо оговариваться. Но и такое определение изотопного смещения не вполне однозначно. Как известно, существуют состояния с несколькими потенциалами ионизации (при них ион может оставаться в различных состояниях, например Pb). При этом необходимо еще указать, какая именно ионизация рассматривается. В этих случаях, впрочем, различие изотопного смещения не проявляется, так как термы с равными n и l , но с различными j , как кажется, имеют примерно одинаковое изотопное смещение.

Как определить изотопное смещение терма? Его определение было бы чрезвычайно простым, если бы эффект проявлялся только в том, что значения энергии умножались бы на постоянный множитель (как в обычной теории, учитывающей движения ядра). В таком случае, если известно смещение одной какой-либо линии, то отсюда сейчас же получалось бы смещение и всего терма.

Но это не так. Поэтому приходится определять спектроскопически потенциалы ионизации и устанавливать их разницы для изотопов. На практике исходят из терма с наибольшим возможным главным квантовым числом (Шюлер и Кейстон⁸⁸). Для него уже теоретически можно ожидать, что он будет обладать исчезающе малым изотопным смещением. Это предположение можно подтвердить также и экспериментально, так как можно установить, что все линии, происходящие от этого терма и ведущие к другим термам с высокими квантовыми числами, не показывают эффекта смещения. От этих высоких термов последовательно переходят к более низким. Если находят, что спектральная линия, начальный терм которой не смещен, имеет смещение, то это смещение должно быть отнесено к более глубокому конечному терму. От этого терма с отныне, известным уже смещением можно перейти к дальнейшим термам и, таким образом, определить изотопное смещение всех термов. Таким образом получены приведенные таблицы. Перейдем теперь к их обсуждению.

Начнем с изотопного смещения $\text{HgI}^{88, 91}$. Hg имеет четыре спектроскопически обнаруженных четных изотопа 198, 200, 202, и 204 и два нечетных изотопа 199 и 201. На рис. 5 приведено смещение термов для четных изотопов. Можно заметить, что у изотопа с наименьшей массой электрон связан прочнее всего.

Приводимые на рис. 5 величины обозначают следующее: принято, что 8 и 9^1S_0 -термы не показывают смещения, что означает, что для удаления электрона с этих уровней на бесконечность для всех изотопов необходима одинаковая энергия. Если бы здесь имелась некоторая разность энергий, она вошла бы как аддитивная постоянная в смещение всех термов. Мы видим, что по отношению к терму 9^1S_0 термы: 8^1S_0 , 6 и $7^{-1}D_2$, 6^3D_2 , $6^3P_{0,1,2}$ и 6^1P_1 не имеют смещения: так как очень невероятно, чтобы все они имели смещение, равное смещению терма 9^1S_0 , то естественно предположить, что этот терм также не смещен. При этом предположении для терма 6^1S_0 получа-

ется смещение $160 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$. 7^1S_0 и 7^2S_0 оба имеют несколько меньшее смещение, примерно около $30 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$. Мы видим, таким образом, что с увеличением квантового числа имеет место сильное уменьшение смещения. Термы, энергетически расположенные ниже 7^3S_1 , а именно

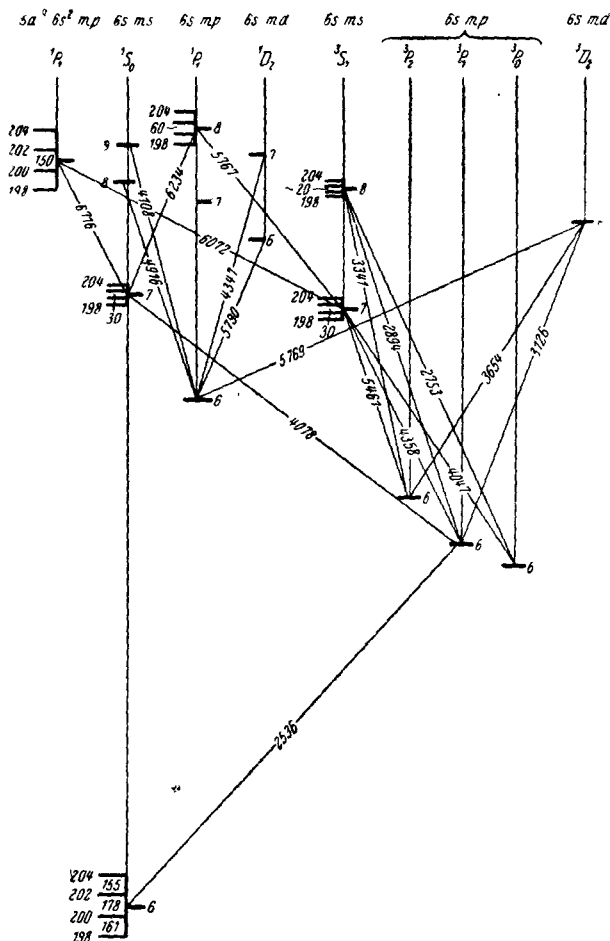


Рис. 5. Эффект изотопного смещения у Hg I. Шюлер и Кейстон⁸³

6^1P_1 и $6^3P_{0,1,2}$ не обнаруживают смещения. Терм 8^2S_0 здесь дается со смещением около 20, а у терма 8^1S_0 оно приравнено нулю. Смещение терма 8^3S_1 измерено не непосредственно, а только определено из расстояния центров тяжести нечетных изотопов, так что сравнение между 8^1S_0 и 8^3S_1 , повидимому, не допустимо.

Остаются еще два терма, показывающие заметное изотопное смещение, а именно термы $5d_9$, $6s^2mp$ и высший терм в ряде $1P^1$. Раньше эти термы обозначались как 8 и 9^1P_1 . Было чрезвычайно странно, что

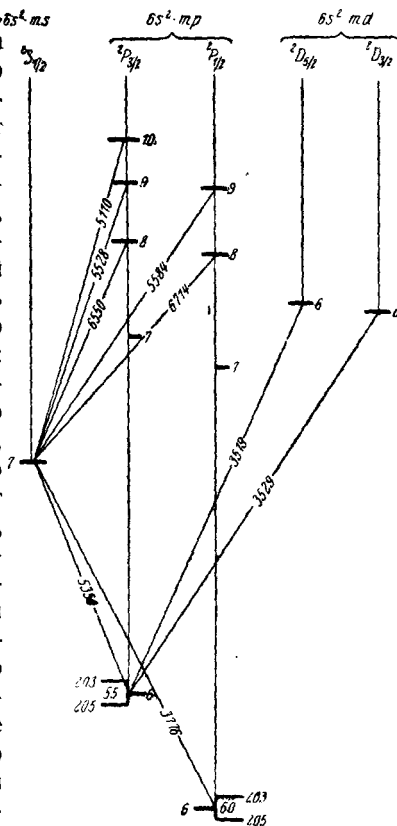
топов вместо магнитного расщепления спектральных линий нанесены их центры тяжести.

Перейдем теперь к эффекту изотопного смещения (рис. 6) для HgI^{83} . Четыре терма $6^2S_{1/2}$, $6^2P_{3/2}$, $7^2S_{1/2}$, $7^2P_{3/2}$ имеют, как это было обнаружено на опыте⁸³, приблизительно равные изотопные смещения. Можно, повидимому, допустить, что их смещения равны нулю. Два другие еще измеренные термы — это комплексные термы: более глубокий из них, который показывает очень большое изотопное смещение, — это терм $5d^9, 6s^2$, более высокий, обозначенный через $7^2P_{3/2}$, должен представлять собою, согласно Мак-Ленану, аналогичный комплексный терм. Если принять это объяснение, то для изотопного смещения получается следующее: для удаления электрона из оболочки $6s^2$ необходимо значительно больше энергии для изотопа 198, чем для более тяжелых, совершенно

аналогично тому, как это имеет место в $6s^2$ оболочке у HgI . Далее, находим, что при переходе электрона из слоя $6s^2$ с слой $5d^9$ выделяющаяся энергия больше для изотопов с меньшей массой, аналогично тому, как это имеет место для вышерассмотренного комплексного терма. Если это объяснение правильно, то оно обозначает, что для удаления электрона из слоя $6s^2$ для изотопа с меньшей массой необходимо больше энергии, независимо от того, переходит ли электрон в один из высших термов или же только в слой $5d$.

Рис. 7 дает нам изотопное смещение TII^{86} . Здесь оба терма $6^2P_{1/2}$, $3/2$ показывают приблизительно одинаковое смещение, надо, однако, указать что энергия, необходимая для освобождения электрона, в этом случае больше для изотопа с большей массой (обратно тому, как это имеет место у Hg).

В схеме термов TII (рис. 8), внешняя конфигурация которого идентична с HgI , изотопное смещение мы находим только у двух комплексных термов⁸⁶. Из них это снова термы $5d^9 = 6s^2 \cdot 6p$, т. е. терм, аналогичный комплексным термам HgI и показывающий смещение в том же направлении, что и в случае HgI . Тот факт, что для



ТII направление смещения обратно, может быть, можно объяснить тем, что смещение определяется конфигурацией термов. Замечательно, что для внешних термов не заметно никакого смещения. Между тем по аналогии с HgI его следовало бы ожидать, по крайней мере, у термов 7^1S_0 и 7^3S_1 . Во всяком случае смещения, сравнимого со смещением для HgI, здесь не наблюдается, если только не сделать

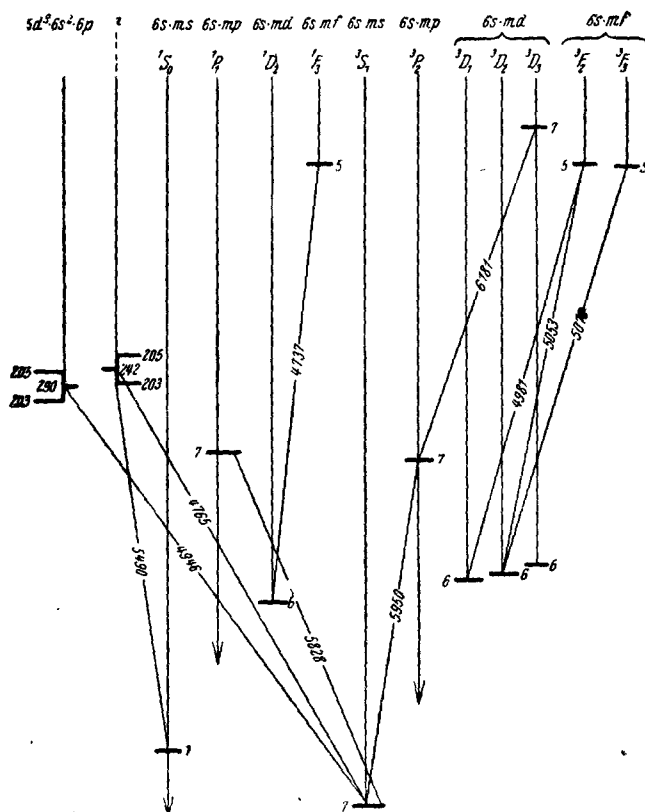


Рис. 8. Эффект изотопного смещения у Tl II. Шюлер и Кейстон⁸⁶

весьма невероятное предположение, что целый ряд совершенно различных термов имеет одинаковое смещение.

Рис. 9 дает изотопное смещение RbI^{82 52}. Здесь термы с одним $6p$ -электроном показывают наибольшее смещение, а именно все эти четыре термина одинаковы ($\Delta\nu = 90$), и только $1S_0$ -терм показывает несколько меньшее ($\Delta\nu = 72$). Далее, термы с одним $8p$ -электроном показывают еще смещение $\Delta\nu = 10-15$. Для термов с одним $9p$ -электроном смещение предположено равным нулю. Эта дает также и для термов с одним $7-8$ s -электроном смещение, равное нулю, и только один терм с одним $7s$ -электроном показывает небольшой

эффект. Наконец, и термы с одним $6d$ -электроном имеют изотопное смещение. У RbI направление смещения противоположно тому, какое имеет Hg.

Аналогичное направление мы находим и в спектре у RbII 82 , 83 , который аналогичен TII. К сожалению, точное сравнение не может быть проведено с этим спектром, так как для части термов смеще-

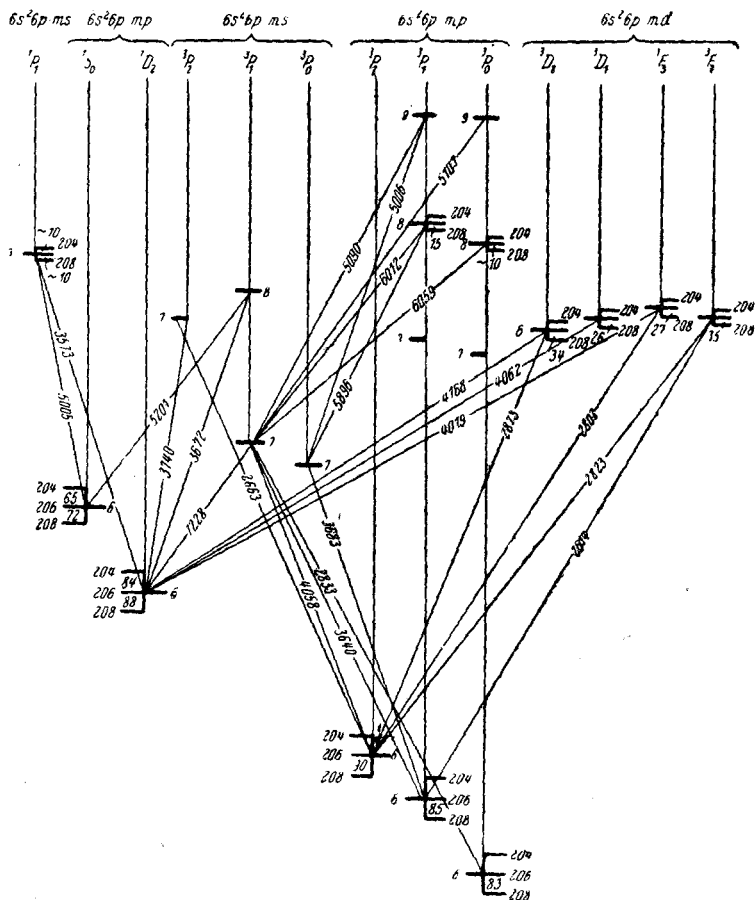


Рис. 9. Эффект изотопного смещения у RbI. Шюлер и Ионес 82 , Копферман 83

ние по абсолютной величине не установлено, ибо эти термы не связаны с другими какими-либо переходами. На рис. 10 эти термы обозначены значком $+$.

Нужно еще указать, что обозначения термов во многих случаях не вполне достоверны.

Из других элементов изотопное смещение установлено у H, Li, Ne, Cl, K (см. 83), но так как эти наблюдения большей частью

произведены только над одиночными линиями, то отнести смещения к определенным термам здесь невозможно.

Для изотопного эффекта, отличающегося от обычного бор-зоммерфельдовского эффекта движения ядра, существует следующее разъяснение, данное Юзом и Экартом⁴². Оно основывается на том,

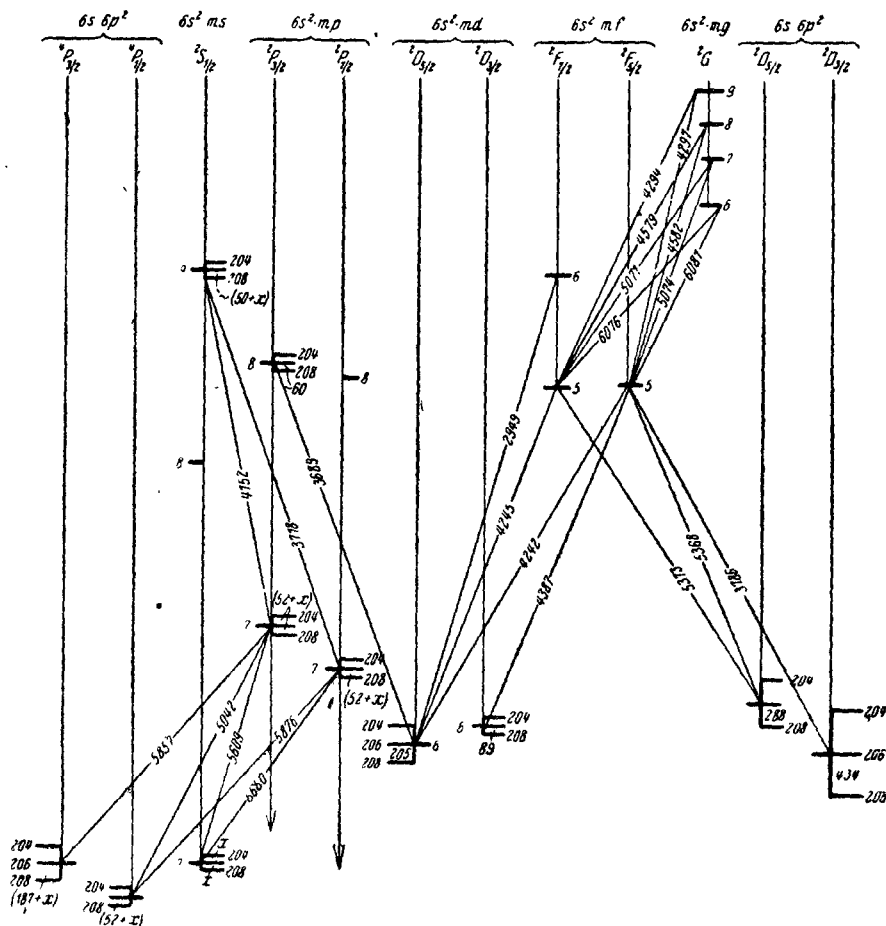


Рис. 10. Эффект изотопного смещения у Pb II. Колфермен⁵², Мюллер и Ионес⁵² и неопубликованные измерения

что для задачи со многими электронами учет движения ядра должен делаться иначе, чем для задачи с одним электроном. К обычному эффекту в этом случае добавляется еще часть, зависящая от взаимодействия электронов. Найденное у Li, только для которого Юз и Экарт и дали теорию, изотопное смещение, повидимому, действительно приближенно объясняется этой теорией.

Можно было бы предположить, что и у других элементов изотопное смещение можно было бы толковать аналогичным образом. Но до сих пор, в особенности для тяжелых элементов, этим путем не удалось получить однозначного объяснения явления. Согласно этому предположению разность в смещении одного термина двух изотопов должна была бы быть пропорциональна $\frac{1}{M^2}$, откуда для тяжелых изотопов должен был бы получиться весьма малый эффект.

Нужно, однако, отметить, что у тяжелых элементов число электронов также значительно увеличивается и что согласно теории Юза и Экарта следовало бы ожидать, что этот эффект будет тем больше, чем больше число электронов вступит во взаимодействие.

Несмотря на это, кажется все же затруднительным объяснить этим путем найденный на опыте порядок величины. На основании этой теории совершенно неясно также, почему центры тяжести нечетных изотопов лежат несимметрично относительно четных, как этого согласно ей следовало бы ожидать.

Такие трудности привели к тому, что для тяжелых изотопов была предположена другая причина для изотопного смещения.

Была сделана попытка объяснить этот эффект предположением о некулоновских силах взаимодействия между ядром и электронами. И эта попытка объяснения встречает пока много затруднений, проведенные до сих пор вычисления Бартлета⁴ и Ракан⁶⁷ не привели до сих пор ни к каким удовлетворительным результатам.

ЛИТЕРАТУРА

1. Arvidsson G., H. F. S. in highly ionized Tl and Bi, *Nature* (Lond) **126**, 565, 1930.
2. Bacher R. F., Zeeman-Effect in H. F. S. of Tl II and Tl III, *Phys. Rev.* **37**, 226, 1931.
3. Back E. u. Goudsmit S. Kernmoment und Zeemaneffekt von Bi, *Ztschr. Physik.* **47**, 174, 1928.
4. Bartlett J. H., Isotopic Displacement in H. F. S., *Nature* (Lond.) **128**, 408, 1931.
5. Bartlett J. H., Nuclear Spin, *Phys. Rev.* **37**, 327, 1931.
6. Breit G., Derivation of H. F. S. formulas for one-electron spectra, *ebenda* **37**, 51, 1931.
7. Breit G., Anomalies in H. F. S., *ebenda* **37**, 1182, 1931.
8. Breit G., H. F. S. of Heavy Elements, *ebenda* **38**, 463, 1931.
9. Breit G. u. Doerman F. W., Magnetic Moment Li-Nucleus, *ebenda* **36**, 1262, 1930.
10. Breit G. u. Doerman F. W., H. F. S. of S- and P-terms of two-electron Atoms (Lill), *ebenda* **36**, 1732, 1930.
11. de Bruin T. L., Kernmoment des Br, *Naturwiss.* **18**, 265, 1930.
12. Bryden S. D., Structure of Nucleus and its Total Moment of momentum, *Phys. Rev.* **38**, 1989, 1931.
13. Campbell J. S. u. Bacher R. F., Nuclear Moments of In and Ga, *ebenda* **38**, 1906, 1931.
14. Casimir H. B., см. ссылку²⁸.
15. Ehrenfest P. u. Oppenheimer J. R., Statistics of Nuclei, *Phys. Rev.* **37**, 333, 1930.

16. Elliott A., Absorption bands of Cl., Proc. Roy. Soc. Lond 127, 638, 1930.
17. Fermi E., Magnetische Momente der Atomkerne, Z. Physik. 60, 320, 1930.
18. Fisher R. u. Goudsmit S., H. F. S. of Bi II and Bi III, Phys. Rev. 37, 1057, 1931.
19. Gale H. u. Monk G. Band Spectrum of Fluorine, Astrophys. J. 69, 77, 1929.
20. Gehrcke E. u. Lau E., Multiplexinterferenzspektroskop, Physik. Ztschr. 31, 973, 1930.
21. Gibbs R. C., White H. E. u. Ruedy J., H. F. S. of Fr II, Proc. Nat. Acad. Sci. U. S. A. 15, 642, 1929.
22. Goudsmit S., Isotopenverschiebungseffekt beim Cd?, Naturwiss. 17, 805, 1929.
23. Goudsmit S., Predictions of Mn H. F. S., Phys. Rev. 35, 440, 1930.
24. Goudsmit S., Remark on H. F. S., ebenda 35, 436, 1930.
25. Goudsmit S., Difficulties in the Theory of H. F. S., ebenda. 37, 1014, 1931.
26. Goudsmit S., Theory of H. F. S. Separations, ebenda 37, 663, 1931.
27. Goudsmit S. u. Bacher R., Paschen-Back-effect of H. F. S., ebenda 34, 1499, 1929; 35, 129, 1929.
28. Goudsmit S. u. Bacher R., Relation between H. F. S. separations; ebenda 34, 1501, 1929; 35, 127, 1930.
29. Goudsmit S. u. Back E., Feinstruktur des Bi-Spektrums, Ztschr. Physik. 43, 321, 1927.
30. Goudsmit S. u. Fischer R., H. F. S. patterns, Phys. Rev. 37, 107, 1931.
31. Goudsmit S. u. Inglis D., H. F. S. of Li II, ebenda 37, 328, 1931.
32. Goudsmit S. u. Young L., Nuclear Moment of Li, Nature (Lond.) 125, 461, 1930.
33. Gremmer W. u. Ritschl R., H. F. S. von Re II. Instrumentenkunde 51, 170, 1931.
34. Güttinger P., H. F. S. von Li II, Ztschr. Physik. 64, 749, 1930.
35. Güttinger P. u. Pauli W., H. F. S. von Li II, ebenda 67, 743, 1931.
36. Hansen G., H. F. S. in Ne, Naturwiss. 15, 163, 1927.
37. Hansen G., H. F. S. der Spektrallinien, Handbuch d. Phys. Optik II (Gehrcke).
38. Hargreaves J., Effect of Nuclear Spin on Optical Spectra, Proc. Roy. Soc., Lond. 124, 568, 1928; 127, 141, 407, 1930.
39. Harvey A. u. Jenkins F. A., Absorption Bands of Li, Phys. Rev. 35, 789, 1930.
40. Heitler W., Leichte Kerne in verschiedenen Quantenzuständen? Naturwiss. 18, 332, 1930.
41. Heitler W. u. Herzberg G., Statistik der N-Kerne, ebenda 17, 673, 1929.
42. Hughes D. u. Eckart C., Effect of Motion of Nucleus on spectrum (Li), Phys. Rev. 36, 694, 1930.
43. Inglis D. R., H. F. S. as test of Wave equation, ebenda 37, 795, 1931.
44. Jackson D. A., H. F. S. in Cs I Spectrum, Proc. Roy. Soc. Lond., 121, 432, 1928.
45. Jackson D. A., H. F. S. in In I spectrum, ebenda 128, 508, 1930.
46. Jackson D. A., H. F. S. in Rb I spectrum, Nature (Lond.) 128, 34, 1931.
47. Jackson D. A., H. F. S. von TlI Linien, Z. Physik 75, 229, 1932.
48. Jackson D. A., Kernmoment des Ga, ebenda 75, 229, 1932.
49. Jackson D. A., Nuclear Moments of Cs Rb and In. Nature (Lond.) 127 924, 1931.

50. Jenkins F. A. u. Ashley M., Nuclear Spin of P, Phys. Rev. **39**, 552, 1932.
51. Kopfermann H., Kernmoment des Cs (Cs II), Z. Physik **73**, 437, 1931.
52. Kopfermann H., Kernmoment der Pb-Isotopen, ebenda **75**, 363, 1932.
53. Kronig R. L. de, Drehimpulse des N-Kernes, Naturwiss. **16**, 335, 1928; **18**, 205, 1930.
54. Kronig u. Frisch S., Kernmomente, Physik Z. **32**, 457, 1931.
55. Lau E., Multiplexinterferenzspektroskop, Z. Physik **63**, 313, 1931.
- 55a Loomis F. u. Wood R. W., Nuclear Spin of K, Phys. Rev. **38**, 854, 1931.
56. Löwenthal H., Zeemaneffekt und H. F. S. von Sb I, ebenda **57**, 822, 1929.
57. McLennan J. C. u. Allin E., H. F. S. of Tl III Lines, Proc. Roy. Soc. Lond. **129**, 43, 1930.
58. McLennan J. C. u. Durnford W., Zeeman-effect of Tl Lines, ebenda **129**, 48, 1930.
59. McLennan J. C. u. Crawford F., H. F. S. of Tl II, ebenda **132**, 10, 1931.
60. McLennan J. C., McLay A. B. u. Crawford F., Interpretation of H. F. S. g-factors, ebenda **133**, 652, 1931.
61. Meggers W. F. u. Burns K., H. F. S. of La Lines, J. O. S. A. **14**, 449, 1927.
62. Murakawa K., H. F. S. of Hg I Sci. Papers (Tokyo) **16**, 243, 1931; **17**, I, 1931.
63. Nagaoka H., Sugiyura Y. u. Mishima T., H. F. S. of Hg, ebenda **13**, 217, 1923.
64. Nile S. W., Effective Nuclear Magnetic Moments from H. F. S., Phys. Rev. **38**, 375, 1931.
65. Pauli W., Zur Frage der Deutung der H. F. S., Naturwiss. **12**, 741, 1924.
66. Racan G., Zur Theorie der H. F. S., Ztschr. Physik. **71**, 431, 1931.
67. Racan C. Isotopic Displacements in H. F. S., Nature (Lond.) **129**, 723, 1932.
68. Rasetti F., Raman-effect in Diatomic Gases, Proc. Nat. Acad. Sci., U. S. A. **15**, 515, 1929.
69. Ritschl R., H. F. S. in Spektren von Cu und Au, Naturwiss. **19**, 690, 1931.
70. Ritschl R. u. Sawyer R. A., H. F. S. und Zeemaneffekt im Ba II Ztschr. Physik. **72**, 36, 1931.
- 70a. Rose J. u. Granath L., H. F. S. of Pb, Phys. Rev. **40**, 760, 1932.
71. Schrammen A., H. F. S. der Terme des Cd I, Ann. Physik. **83**, 1161, 1927.
72. Schrammen A., H. F. S. einiger Cd I Linien, ebenda **87**, 638, 1928.
73. Schüler H., Deutungsmöglichkeiten der Hg-H. F. S., Naturwiss. **18**, 895, 1930.
74. Schüler H., H. F. S. im Li II Spektrum, Ann. Physik **76**, 292, 1925; Z. Physik **42**, 487, 1927.
75. Schüler H., Kernmomente von Li, Z. Physik **66**, 431, 1930.
76. Schüler H., Neue Lichtquellen, ebenda **35**, 323, 1926; **59**, 149, 1930.
77. Schüler H., Struktur der Na-D-Linien, Naturwiss. **16**, 512, 1928.
78. Schüler H., u. Brück H., H. F. S. in Dublettspektren, Ztschr. Physik. **55**, 575, 1929.
79. Schüler H. u. Brück H., H. F. S. in Triplett-spektren, ebenda **56**, 291, 1929.
80. Schüler H. u. Brück H., H. F. S. und Kernmomente, ebenda **58**, 735, 1929.
81. Schüler H. u. Jones E. G., H. F. S. und Kernmomente des Hg, ebenda **74**, 631, 1932.
82. Schüler H. u. Jones E. G., H. F. S. und Isotopen von Pb, ebenda **75**, 563, 1932.

83. Schüler H. u. Jones E. G., Isotopenverschiebungseffekt bei Hg, Tl und Pb, ebenda **76**, 14, 1932.
84. Schüler H. u. Keyston J. E., Intensitätsmessungen in Cd-H. F. S., ebenda **67**, 433, 1931.
85. Schüler H. u. Keyston J. E., Isotopenverhältnisse und Kernmomente, ebenda **68**, 174, 1931.
86. Schüler H. u. Keyston J. E., Isotopenverschiebungseffekt beim Tl, ebenda **70**, 1, 1931.
87. Schüler H. u. Keyston J. E., Intensitätsänderungen von H. F. S., ebenda **71**, 413, 1931.
88. Schüler H. u. Keyston J. E., H. F. S. und Kernmomente des Hg, ebenda **72**, 423, 1931.
89. Schüler H. u. Wurm K., Struktur der Li 6708 und Isotopieeffekt, Naturwiss. **15**, 971, 1927.
90. Shenstone G., H. F. S. in the Cu I Spectrum, Phys. Rev. **37**, 1023, 1931.
91. Shenstone G. u. Russel H., Perturbed Series, ebenda **39** 415, 1932.
92. Tolansky S., H. F. S. in spectra of Br and J, Nature (Lond.) **127**, 855, 1931.
93. Tolansky S., Die g (1)-Faktoren von Cl, P und Al, Z. Physik **74** 336, 1932.
94. Tolansky S., Nuclear Spin of As, Nature (Lond.) **129**, 652, 1932.
95. Williams E. W., Applications of Interferometry, Methuen, London 1929.
96. White H. E., H. F. S. in Pr II, Phys. Rev. **34**, 1397, 1929.
97. White H. E., Interpretation of H. F. S., ebenda **34**, 1288, 1404, 1929.
98. White H. E., Theoretical Interpretation of H. F. S., Proc. Nat. Acad. Sci. U. S. A. **16**, 68, 1930.
99. White H. E., Nuclear Spin and H. F. S., Phys. Rev. **35**, 441, 1930.
100. White H., Do Protons in the Nucleus possess orbital momentum? ebenda **38**, 2073, 1931.
101. White H. E., Relative intensities in H. F. S., ebenda **36**, 1800, 1930.
102. White H. u. Ritschl R., H. F. S. in Mn I, ebenda **35**, 1146, 1930.
103. Zeeman P., Back E. u. Goudsmit S., Zur H. F. S. des Bi, Z. Physik **66**, 1, 1930.
104. Zeeman P., Gisolf H. u. de Bruin T., Nuclear Spin of Re, Nature (Lond.) **128**, 637, 1931.