

С. Э. Фриш

Атомные ядра и спектры

**Москва
«Книга по Требованию»**

УДК 53
ББК 22.3
С11

С11 **С. Э. Фриш**
Атомные ядра и спектры / С. Э. Фриш – М.: Книга по Требованию, 2014. –
96 с.

ISBN 978-5-458-57675-8

ISBN 978-5-458-57675-8

© Издание на русском языке, оформление
«YOYO Media», 2014

© Издание на русском языке, оцифровка,
«Книга по Требованию», 2014

Эта книга является репринтом оригинала, который мы создали специально для Вас, используя запатентованные технологии производства репринтных книг и печати по требованию.

Сначала мы отсканировали каждую страницу оригинала этой редкой книги на профессиональном оборудовании. Затем с помощью специально разработанных программ мы произвели очистку изображения от пятен, клякс, перегибов и попытались отбелить и выровнять каждую страницу книги. К сожалению, некоторые страницы нельзя вернуть в изначальное состояние, и если их было трудно читать в оригинале, то даже при цифровой реставрации их невозможно улучшить.

Разумеется, автоматизированная программная обработка репринтных книг – не самое лучшее решение для восстановления текста в его первозданном виде, однако, наша цель – вернуть читателю точную копию книги, которой может быть несколько веков.

Поэтому мы предупреждаем о возможных погрешностях восстановленного репринтного издания. В издании могут отсутствовать одна или несколько страниц текста, могут встретиться невыводимые пятна и кляксы, надписи на полях или подчеркивания в тексте, нечитаемые фрагменты текста или загибы страниц. Покупать или не покупать подобные издания – решать Вам, мы же делаем все возможное, чтобы редкие и ценные книги, еще недавно утраченные и несправедливо забытые, вновь стали доступными для всех читателей.



Серия Книжный Ренессанс

www.samizday.ru/reprint

рот, тонкая структура не может быть объяснена существующей теоретической схемой и следовательно требует для своего разъяснения введения новых факторов.

Примеры тонкой структуры, сводимой к обычной серийальной мультиплетности, могут быть легко приведены. Общеизвестно например, что линии щелочных металлов образуют дублетные серии. Однако уже у калия, где дублеты, происходящие от двойственности $^2P_{\frac{1}{2}}$ -термов, еще очень широки, линии, различающиеся только значениями $^2D_{\frac{3}{2}}$ -термов, располагаются настолько близко друг к другу, что разрешаются с трудом. У лития же и дублеты, происходящие от двойственности $^2P_{\frac{1}{2}}$ -термов, настолько узки, что могут быть разрешены лишь большой диффракционной решеткой или другим прибором с высокой разрешающей силой. Аналогичный пример представляет гелий: по общей серийальной схеме линии ортоголия должны быть триплетами; до последнего времени, даже при наблюдении в наиболее мощные приборы, они представлялись двойными; только недавно одновременно Ганзену и Хоустону удалось, охлаждая источник света жидким воздухом и применяя микрофотометрическую регистрацию, обнаружить третью компоненту.

„Серийальный“ же характер носит и тонкое строение линий водорода и ионизованного гелия. По современной квантовой механике спектры H I и He II построены аналогично дублетным спектрам щелочных металлов, только некоторые линии располагаются у них аномально близко друг к другу.

Но, как уже указано, не всякое тонкое строение может быть объяснено обычной серийальной схемой. Сюда относятся, например, тонкое строение линий ртути и открытый Шюлером и одновременно Л. Н. Добрецовым и А. Н. Терениным факт [1], что каждая из D-линий натрия, в свою очередь, представляет необычайно узкий дублет. Также и у других щелочных металлов—у Cs и

Rb [2]—линии главной серии представляют собой узкие дублеты. Все эти случаи тонкого строения не могут быть объяснены сериальной схемой соответственных атомов. За тонкой структурой такого рода установилось название „сверхтонкой“ (hyperfein). Под этим названием должны объединяться все те случаи тонкого строения, которые не находят своего объяснения в обычной сериальной схеме.

Что касается расстояний между компонентами линий со сверхтонким строением, то они, хотя и бывают всегда весьма незначительны, всё же не могут служить отличительным признаком структуры этого рода: мы видели на примере ортогелия, что и в случае тонкого строения „сериального“ типа расстояния между компонентами бывают настолько малы, что стоят на пределе достижимого современной техникой спектроскопии.

Первоначальная теория Бора считала поле ядра кулоновым, что между прочим подтверждалось наблюдениями Резерфорда над рассеянием α -частиц. Но явления радиоактивности и искусственного расщепления атомов с несомненностью указывают, что ядро представляет собою сложную систему, так что становится весьма сомнительным, что его поле действительно строго совпадает с кулоновым полем точечного заряда или равномерно-заряженной сферы. Кроме того ядро должно представлять собою динамическую систему частиц, откуда можно ожидать, что оно в целом обладает некоторым отличным от нуля моментом количества движения. Наконец, поскольку частицы, входящие в состав ядра, обладают зарядами, этот механический момент, вообще говоря, должен сопровождаться магнитным моментом.

Паули [3] впервые предложил искать причину сверхтонкого строения в этих возможных отступлениях поля ядра от строго кулонова и в наличии у ядра магнитного момента.

§ 2. МЕТОДИКА НАБЛЮДЕНИЯ СВЕРХТОНКОГО СТРОЕНИЯ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ.

Впервые сверхтонкое строение было наблюдено Майкельсоном с помощью построенного им интерферометра. Однако этот прибор, в котором интерферируют всего лишь два пучка, дает размытые полосы, так что о структуре линий можно судить лишь косвенно по так называемым кривым видимости. При этом анализ кривых видимости является недостаточно однозначным. Тем не менее наличие сверхтонкого строения на линиях целого ряда элементов было обнаружено. Несколько позже Майкельсон построил эшелон, позволявший наблюдать строение линий непосредственно. В некоторых случаях разрешающая сила больших дифракционных решеток также оказывается достаточной для наблюдения сверхтонкого строения линий. В настоящее время на ряду с эшелонами, как прозрачными, так и отражательными (для ультрафиолетовой области), для исследования сверхтонкого строения спектральных линий применяются пластинки Люмера и главным образом эталоны Фабри и Перо. Эталон Фабри и Перо свободен от ряда недостатков, присущих другим приборам, отличается простотой, относительной дешевизной и позволяет достичь исключительно высокой разрешающей силы. Разрешающая сила эталона, с одной стороны, пропорциональна расстоянию между зеркалами, а с другой — зависит в сильной степени от коэффициента отражения зеркал. Чем выше коэффициент отражения и чем меньше поглощение в отражающем слое, тем выше разрешающая сила эталона. На рис. 1 дано распределение интенсивности в интерференционных кольцах, даваемых эталоном для случая строго монохроматической линии. Кривые относятся к коэффициентам отражения $k = 0,95$; $0,80$ и $0,63$. Как видно из рисунка, с возрастанием коэффициента отражения интерференционная картина сильно выигрывает в резкости,

что ведет к повышению разрешающей силы прибора. Таким образом при работе с эталонами Фабри и Перо первостепенную важность приобретает вопрос о высококачественных зеркалах. Для видимых лучей вопрос решается сравнительно просто: серебро имеет для этой области весьма высокий коэффициент отражения. Тонкий слой серебра наносится на пластины интерферометра либо

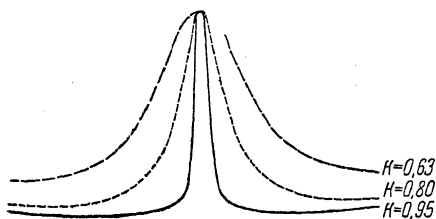


Рис. 1.

путем испарения серебра в вакууме, либо путем катодного распыления. При этом удается достигнуть [4] коэффициента отражения в 97% при пропускании в 2,5%, так что только около 0,5% падающего света погло-

щается в самом слое. Хуже дело обстоит с ультрафиолетовой областью. Начиная, примерно, с $4400 \text{ \AA}$, коэффициент отражения серебра быстро спадает. Употреблявшиеся до недавнего времени никкель и платина не позволяли достичь коэффициентов отражения выше 60—65%, что делало практически эталоны Фабри и Перо весьма мало пригодными для исследования ультрафиолетовых линий. В последнее время в качестве материала для покрытия зеркал для работы в ультрафиолетовой части стал употребляться алюминий, который наносится на пластины путем испарения в вакууме. При этом употребляется как чистый алюминий, так и его сплавы с серебром и с магнием [5]. Существуют попытки изготовления также зеркал из кремния [6]. Алюминий дает для ультрафиолетовых лучей (примерно до $\lambda = 3000 \text{ \AA}$) коэффициент отражения, достигающий 85%. Употребление алюминия позволило сразу сильно расширить область, доступную для экспериментального исследования сверхтонкого строения спектральных линий.

Однако главное затруднение исследования сверхтонкого строения спектральных линий лежит не в недостаточной разрешающей силе приборов. Дело в том, что расстояния между отдельными компонентами линий настолько узки, что они зачастую не превосходят фактической ширины самой линии. Сверхтонкое строение преимущественно наблюдается на резонансных линиях данного элемента, которые одновременно наиболее легко расширяются и легко обнаруживают самообращение. Последнее может исказить всю структуру. Таким образом требуется производить наблюдения с источником света, который давал бы линии весьма резкие и свободные от самообращения при одновременной достаточной интенсивности. То обстоятельство, что на источники света не обращалось должного внимания, делает довольно обширный экспериментальный материал, добытый примерно до 1925 г., почти целиком непригодным. На рис. 2 приведена структура зеленой линии таллия ($\lambda = 5350$) по наблюдению ряда авторов. Как видно из рисунка, отдельные данные весьма плохо совпадают друг с другом. На рис. 3 дана микрофотометрическая кривая для той же линии, полученная со снимка, произведенного большой дифракционной решеткой, причем источником света служила описываемая ниже трубка Шюллера, испускающая линии, свободные от самообращения. Микрофотограмма показывает, что линия двойная, причем одна компонента в три раза интенсивнее другой. Вместе с тем становится понятной и возможность ошибок. В худшем случае обе компоненты сливаются; при этом, на фоне образовавшейся одной расширенной линии, обе действительные компоненты выступают в виде линий поглощения. Благодаря

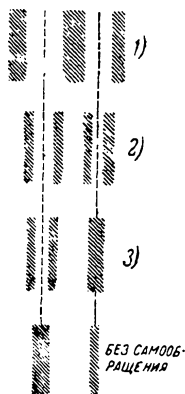


Рис. 2.

этому вся структура легко может быть принята за триплетную. В следующем случае обе компоненты могут остаться разделенными, но каждая из них обнаружит самообращение; при этом вся картина выглядит квинтетом.

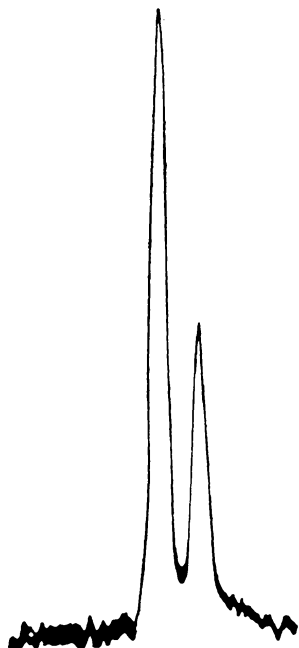


Рис. 3.

Наконец, может иметь место самообращение одной, наиболее интенсивной компоненты, благодаря чему возникает видимый триплет, но с другими расстояниями между компонентами, чем в первом случае. Все это показывает, какую большую осторожность следует проявлять при исследовании сверхтонкого строения линий. Отметим между прочим, что структура зеленой линии таллия, приведенная на рис. 3, не является истинной: разрешающая сила решетки оказывается недостаточной, и на самом деле [7] каждая из компонент распадается в свою очередь на две весьма тесно расположенные компоненты.

Успехи последних лет в исследовании сверхтонкого строения спектральных линий обусловлены в значительной степени применением разрядных трубок с полым катодом. Впервые разрядная трубка с полым катодом была использована Пашеном при наблюдении линий ионизованного гелия. Шюлер [8] придал трубке с полым катодом форму, пригодную для исследования спектров металлов и допускающую охлаждение катода жидким воздухом. Поддержание светящегося газа или пара при низкой температуре весьма существенно, так как для легких элементов большую роль играет температурное расширение линий.

Например, для резонансных линий натрия при температуре около 250°C из-за одного только эффекта Доплера полуширина линий достигает $0,01 \text{ \AA}$, чего достаточно, чтобы компоненты сверхтонкого строения этих линий слились между собою.

Здесь мы приводим описание разрядной трубки с полым катодом в упрощенном виде, допускающем охлаждение катода лишь водой, что является однако в большинстве случаев достаточным. В таком виде трубка употреблялась автором настоящего обзора [9] при исследовании линий Tl , Ca , Ag и других элементов.

Основной частью трубки является (рис. 4) горизонтальная латунная труба B , к одному из концов которой

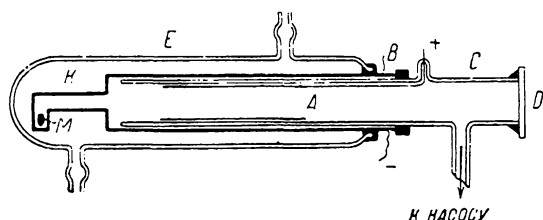


Рис. 4.

припаян железный отросток K , указанной на рисунке формы. Внутри латунной трубы вставлена плотно прилегающая к ее стенкам труба C из тугоплавкого стекла „ругех“. Внутри этой трубы укреплен цилиндрический анод A из листового никкеля. Катодом служит отросток K , внутрь которого вводится исследуемый металл M . Наблюдение производится через окошко D . Отдельные части трубки скреплены друг с другом сургучом. Трубка тщательно откачивается и наполняется аргоном при низком давлении. При подходящем давлении аргона и напряжении $1500—2000 \text{ V}$ наблюдается интенсивное свечение лишь внутри катода K . Если исследуемый элемент распыляется не слишком трудно, то после нескольких минут свечения он покрывает внутренность катода тонким

слоем, и тогда его линии выступают в спектре с большой интенсивностью. Вся трубка охлаждается водой с помощью муфты *Е*. Благодаря 1) низкой температуре, 2) малой плотности светящегося материала (распыляемый металл), 3) малой плотности постороннего газа и 4) отсутствию значительного электрического поля — линии получают резкими и свободными от самообращения. При силе тока в 100—200 мА яркость линий вполне достаточна, чтобы получать съемки при большой дисперсии. При этом на ряду с дуговыми линиями выступают также искровые. Свечение трубки происходит чрезвычайно спокойно, что позволяет без труда делать экспозиции в течение многих часов.

§ 3. ВЕКТОРНАЯ СХЕМА.

Для решения задачи о числе стационарных состояний атома, а следовательно и о числе испускаемых им линий, нет надобности прибегать к сложному аппарату квантовой механики. Как известно, Гунд, базируясь на гипотезе Юленбека и Гаудсмита о вращении электронов, разработал формальную схему, позволяющую для любой атомной системы определить число возможных спектральных термов. Простые модельные рассуждения, связанные со схемой Гунда, позволяют в некоторых случаях произвести и приближенные расчеты, в то время как точные расчеты могут быть даны лишь с помощью общих методов волновой механики. Отсылая читателя для более полного знакомства со схемой Гунда к специальной литературе *), мы всё же здесь кратко остановимся на ней.

*) F. Hund, *Linienpektren und periodisches System der Elemente*, 1927; L. Pauling and S. Goudsmit, *The structure of line spectra*, 1930; А. Н. Теренин, *Введение в спектроскопию*, КУБУЧ, 1933; С. Э. Фриш, *Современная теория спектров*, ОГИЗ, 1931; Он же, *Атомные спектры*, ГТТИ, 1933; В. Н. Кондратьев, *Строение атома и молекулы*, ГТТИ, 1934.

По основным представлениям Бора, атом состоит из тяжелого положительно заряженного ядра, поле которого принимается кулоновым, и электронов, вращающихся вокруг этого ядра. Каждый электрон, по гипотезе Юленбека и Гаудсмита, характеризуется (на ряду с массой m_0 и зарядом e_0) постоянным механическим моментом s („спином“), равным $\frac{1}{2}$ в единицах $\frac{h}{2\pi}$, и постоянным магнитным моментом μ_0 , равным одному магнетону Бора:

$$\left. \begin{aligned} s &= \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{h}{2\pi} \right) \\ \mu_0 &= \frac{e_0}{2 m_0 c} \cdot \left(\frac{h}{2\pi} \right) \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

По схеме Гаунда, орбита отдельного электрона в атоме характеризуется следующими величинами: а) главным квантовым числом n ; $n = 1, 2, 3, \dots$; б) вектором l ; при данном n вектор l численно принимает значения $0, 1, 2, \dots, (n - 1)$ в единицах $\left(\frac{h}{2\pi} \right)$; с) вектором

$$j = l + s. \quad (2)$$

Величина l заменяет ранее введенное Бором азимутальное квантовое число n_ϕ , которое давало момент количества движения отдельной электронной орбиты, однако отличается от него тем, что принимает значения, на единицу меньшие. Благодаря этому теряется конкретное представление о форме электронных орбит внутри атома, и вся схема приобретает, как указано, формальный характер. Тем не менее, при модельной интерпретации схемы Гунда вектор l можно рассматривать как момент данной электронной орбиты. С механическим моментом l связан соответственный магнитный момент $l\mu_0$, где μ_0 — численное значение магнетона Бора.

Вектор j представляет собою сумму моментов l и s . При этом предполагается, что момент s может распола-

гаться лишь параллельно или антипараллельно l , откуда следует, что численные значения, которые принимает j при данном l , будут:

$$j = l + 1/2, |l - 1/2|. \quad (3)$$

Общепринято символическое обозначение орбит с помощью малых латинских букв, причем буквы s, p, d, f соответствуют $l = 0, 1, 2, 3, \dots$. Главное квантовое число n пишется перед буквой, величина j — справа снизу в виде индекса.

Состояние всего атома в целом характеризуется результирующими векторами S, L, J , где для случая так называемой нормальной („рессель-саундерсовской“) связи, оправдывающейся для большого числа элементов:

$$\left. \begin{aligned} S &= \sum s_i \\ L &= \sum l_i \\ J &= L + S \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Вектор S представляет собою сумму всех электронных спинов s_i , L — сумму орбитальных моментов l_i ; вектор J — результирующий момент всей электронной оболочки атома. Каждому значению J , соответствующему данной электронной конфигурации, отвечает определенное значение энергии атомной системы. Для всех трех случаев слагаемые векторы могут располагаться друг по отношению к другу лишь по правилам так называемого пространственного квантования, т. е. либо параллельно (или антипараллельно) друг к другу, либо под такими углами, чтобы отдельные значения результирующего вектора различались на единицу (в единицах $\frac{h}{2\pi}$). Отсюда при данных L и S вектор J может принимать $2S + 1$ различных значений при $L > S$ и $2L + 1$ при $S > L$, т. е.

$$J = L + S, L + S - 1, \dots |L - S| \quad (5)$$