

тем, что магнитный момент атома может быть в данном случае ориентирован только либо параллельно, либо антипараллельно полю (так же как момент электрона по отношению к полю орбиты атома). Различным ориентациям соответствуют различные отклонения атомов в магнитном поле, что и приводит к раздвоению пучка. Таким образом, опыт Штерна и Герлаха *непосредственно доказывает существование пространственного квантования.*

Из расстояния между пятнами можно определить магнитный момент атома, равный электронному моменту у щелочных металлов. Таким способом удалось прямо доказать, что магнитный момент электрона действительно равен магнетону Бора, т. е.  $\frac{he}{4\pi mc}$ .

### § 68. Спектр гелия. Символика спектральных термов

Следующим по сложности является спектр гелия. Гелий — ближайший сосед водорода по менделеевской системе, и его атом отличается от атома водорода одним лишним периферическим электроном; поэтому сложность спектра на первый взгляд может показаться неожиданной.

Характерным для спектра гелия является то, что он распадается на две как бы совершенно самостоятельные системы серий. Различие между ними настолько велико, что было время, когда их приписывали двум различным элементам: *ортгелию* и *парагелию* (эти термины при другом их понимании, которое пояснено ниже, сохранены); парагелию соответствуют одинарные линии (*сингулеты*), а ортгелию — тройные (*триплеты*). Причина усложнения спектра гелия лежит опять-таки в магнитных свойствах атомов.

У атомов щелочных металлов атомный остаток не обладает магнитным моментом, так как в него входит четное число электронов с попарно компенсированными магнитными моментами. Спины электронов попарно антипараллельны друг другу. У гелия, кроме электрона, совершающего переходы, сопровождаемые испусканием оптического спектра, имеется еще один электрон, магнитный момент которого и играет существенную роль.

Если в атомах щелочных металлов важна была только ориентация спина оптического электрона по отношению к магнитному моменту орбиты, то здесь уже важна ориентация спина оптического электрона по отношению к спину электрона, входящего в атомный остаток. Атомный остаток, кроме заряда и дипольного момента, еще обладает в данном случае и магнитным моментом.

Если спины электронов антипараллельны друг другу, то результирующий спиновый момент электронов равен нулю, если параллельны, — единице (рис. 262).

В первом случае результирующий момент атома в целом будет просто равен сумме орбитальных моментов, что соответствует одинарным (сингулетным) состояниям.

Во втором случае дело обстоит сложнее, ибо возможны различные ориентации результирующего спина электронов по отношению к результирующему орбитальному моменту.

Различные возможные ориентации спинов определяются при помощи простого графического построения; сумму спинов  $s=1$  и квантовое число  $l$  изображают в виде векторов и строят результирующие векторы для различных их ориентаций. По квантовым законам возможны лишь такие ориентации вектора  $s$  по отношению к  $l$ , при которых результирующий вектор  $j$  приобретает ряд целых значений, т. е. результирующий механический момент атома в целом имеет только целочисленные значения в

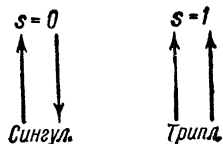


Рис. 262. Ориентация спинов.

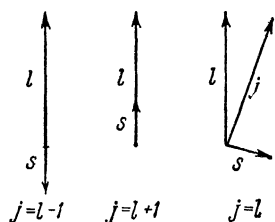


Рис. 263. Сложение векторов  $l$  и  $s$ .

единицах  $\frac{h}{2\pi}$ <sup>1)</sup>. Например, при  $l=1$  возможны лишь три ориентации: первой ориентации соответствует результирующий вектор  $j$ , равный 0, второй  $j=1$ , третьей  $j=2$  (рис. 263).

При  $s=1$  каждой паре значений  $n$  и  $l$  уже будут соответствовать три различных энергетических состояния, уровни энергии становятся тройными (триплетными).

Таким образом, поскольку гелий обладает двумя электронами, для определения уровня энергии, на котором находится атом, необходимо задать обе орбиты электронов и ориентацию их спинов. Если учесть принцип Паули (§ 60), то можно составить следующую схему возможных состояний атома гелия<sup>2)</sup>:

1-й электрон	2-й электрон	Возможное состояние атома
1 s	1 s	$^1S_0$
1 s	2 s	$^1S_0, ^3S_1$
1 s	2 p	$^1P_1, ^3P_0, ^3P_1, ^3P_2$
1 s	3 s	$^1S_0, ^3S_1$
1 s	3 p	$^1P_1, ^3P_0, ^3P_1, ^3P_2$
1 s	3 d	$^1D_2, ^3D_1, ^3D_2, ^3D_3$ и т. д.

<sup>1)</sup> Для простоты в тексте использованы соотношения, соответствующие борвской модели атома. Согласно волновой механике длины векторов  $s$ ,  $l$ , и  $j$ , выраженные в единицах  $\hbar$ , равны соответственно:  $\sqrt{l(l+1)}$ ,  $\sqrt{l(l+1)}$  и  $\sqrt{j(j+1)}$ . Поэтому более строгими явились бы построения, аналогичные рис. а и б на стр. 316, но, как легко видеть, число возможных ориентаций вектора  $s$  по отношению к  $l$  окажется опять равным трем.

<sup>2)</sup> Рассмотрен обычный случай, когда один из электронов находится на орбите 1s.

В этой схеме во втором столбце указаны орбиты, на которых находится второй электрон. В последнем столбце прописными буквами обозначены состояния атомов, причем в одной строке помещены все различные состояния, соответствующие одинаковому

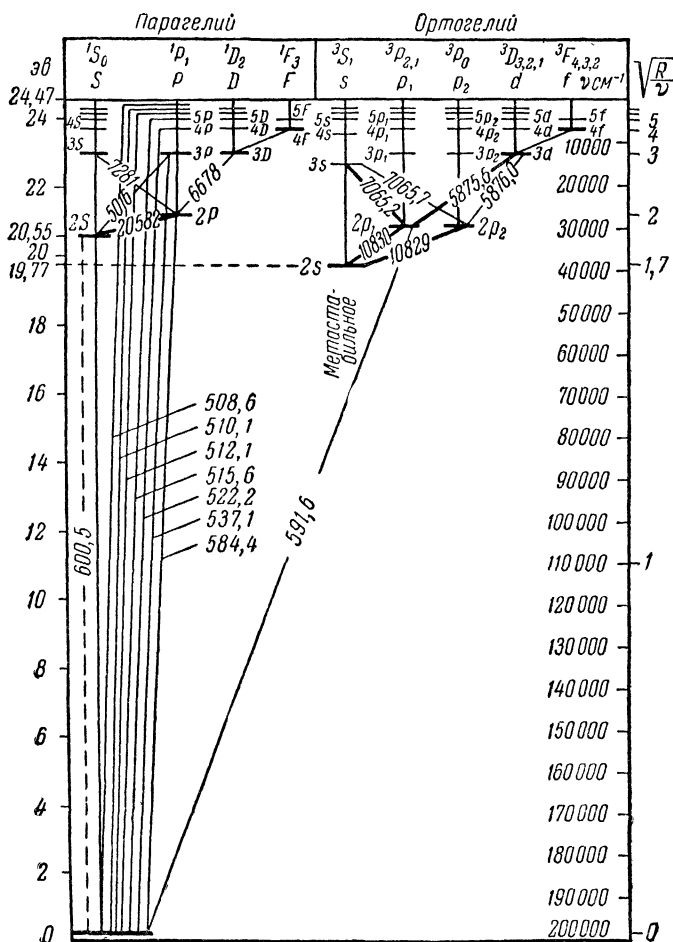


Рис. 264. Схема уровней гелия.

расположению электронов, но различным ориентациям их спинов. У каждой буквы справа внизу в виде индекса стоит численное значение векторной суммы  $l+s=j$ .

Слева сверху стоит число, характеризующее, сколько различных состояний соответствует данному сочетанию орбит и данному

значению суммы спинов  $\mathbf{s}$  (при различных ориентациях  $\mathbf{s}$  по отношению к  $\mathbf{l}$ ).

Например, рассмотрим третью строку:  ${}^1P_1$  обозначает состояние атома, когда первый электрон находится на орбите  $1s$  и второй электрон на орбите  $2p$ , в этом случае  $l=1$ , а направления вращения вокруг собственных осей противоположны, т. е. сумма спинов  $\mathbf{s}=0$ . Символы  ${}^3P_{0,1,2}$  соответствуют тому же сочетанию орбит, но сумма спинов уже равна 1; поэтому, как мы указывали, возможны три различные ориентации векторной суммы спинов по отношению к  $\mathbf{l}$ , равному также 1. Это обстоятельство отмечено верхним индексом 3. Первому расположению соответствует  $l+s=0$ , т. е. суммарный спин и момент орбиты противоположно направлены; второму — угол  $120^\circ$  между ними;  $l+s=1$ , и, наконец, при последнем они параллельны  $l+s=2$ .

Так же как у щелочных металлов, необходимо перед символом поставить главное квантовое число. Тогда окончательно будем иметь, например,  $2{}^3P_1$  или  $5{}^1D_2$  и т. д.

Из нашей схемы мы видим, что действительно существуют две системы уровней энергии атомов гелия: одна простая, состоящая из одиночных уровней (сингулетов), соответствует противоположно направленным спинам электронов; другая — сложная, состоящая из тройных уровней (триплетов), соответствует параллельно направленным спинам. Переходы между двумя этими системами уровней запрещены (рис. 264).

Триплетные уровни расположены ниже соответствующих сингулетных, т. е. энергия атома при параллельных спинах меньше, чем при противоположно направленных. Наоборот, внутри триплета чем больше результирующий вектор  $\mathbf{j}$ , тем выше уровень.

При этом расстояния между отдельными уровнями одного триплета гелия весьма малы и соответствующие спектральные линии лежат в спектре весьма близко между собой. Например, переходу  $3{}^3S_1 \rightarrow 2{}^3P_0$  соответствует линия  $7065,707 \text{ \AA}$ ; переходу  $3{}^3S_1 \rightarrow 2{}^3P_1$  — линия  $7065,212 \text{ \AA}$ ; переходу  $3{}^3S_1 \rightarrow 2{}^3P_2$  — линия  $7065,177 \text{ \AA}$ .

Разности длин волн соседних линий в этом триплете равны  $0,495$  и  $0,035 \text{ \AA}$ . Последняя разность так мала и соответствующие линии так близки, что долго линии гелия считали дублетами, а не триплетами. Только пользуясь спектральными приборами с очень большой разрешающей способностью, удалось экспериментально обнаружить триплетное строение ряда линий гелия.

Из всего изложенного вытекает, что *парагелий* есть не что иное, как гелий с противоположно направленными спинами электронов, а *ортогелий* — это гелий с параллельными между собой спинами электронов. Спектр парагелия получается в результате переходов между сингулетными уровнями, спектр ортогелия — при переходах между триплетными уровнями.

Невозбужденный атом гелия находится на самом низком уровне  $1^1S_0$ , принадлежащем к синглетной системе уровней. В этом состоянии оба электрона имеют одинаковые главные и орбитальные квантовые числа и отличаются только ориентацией спинов, которые антипараллельны. На этом уровне оканчивается резонансная

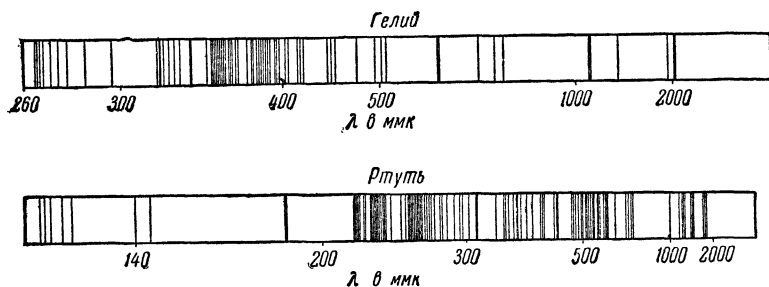


Рис. 265. Спектры гелия и ртути.

линия гелия  $584,4 \text{ \AA}$ , лежащая в крайней коротковолновой части спектра. Эта линия испускается при переходе с уровня  $2^1P_1$  на  $1^1S_0$ . Необходимо отметить, что орбитальная модель приводит к грубо неверному значению энергии ионизации гелия, наоборот, волномеханический расчет дает значение, вполне удовлетворительно согласующееся с опытом (с точностью до  $0,005\%$ )<sup>1)</sup>.

Спектры элементов, имеющих два оптических электрона, аналогичны в значительной степени спектру гелия (рис. 265). К числу таких элементов относятся цинк, кадмий, ртуть, магний и др. В спектрах паров этих металлов можно обнаружить линии, соответствующие переходам как между синглетными уровнями, так и между триплетными уровнями. Правда, в отличие от гелия здесь имеются переходы между обеими системами уровней.

Линии в триплетях у спектров перечисленных металлов раздвинуты значительно сильнее, чем в спектре гелия. Расстояния между линиями одного триплета растут скорее, чем квадрат атомного номера элемента, но несколько медленнее, чем квадрат его атомного веса. У магния, например, триплет состоит из линий  $5184$ ,  $5173$  и  $5168 \text{ \AA}$ , т. е. разности порядка  $5\text{--}10 \text{ \AA}$ . У цинка разность раз в десять больше и, наконец, три наиболее яркие линии ртути: зеленая  $5481 \text{ \AA}$ , синяя  $4358 \text{ \AA}$  и фиолетовая  $4047 \text{ \AA}$ , лежащие в разных частях спектра, являются компонентами одного триплета.

<sup>1)</sup> Правильный расчет уровней был произведен на основании волновой механики Гейзенбергом.

При увеличении числа валентных электронов растет сложность спектров; появляются квартеты (четверные), квинтеты, секстеты, септеты спектральных линий. В связи с этим анализ таких спектров чрезвычайно затруднителен и для ряда элементов еще не доведен до конца. Объясняется это крайне сложной структурой строения соответствующих атомов.

Кроме спектров нейтральных атомов весьма существенны спектры, излучаемые при возбуждении ионов. Такие спектры наблюдаются при искровом разряде. Анализ искровых спектров облегчается тем, что между ними и спектрами нейтральных атомов легко установить простое соответствие. Так как характер спектра, как мы указывали выше, определяется в основном числом валентных электронов, то искровой спектр иона соответствует спектру нейтрального атома с таким же числом оптических электронов. Например, спектр иона натрия имеет весьма сложный характер и по структуре аналогичен спектру нейтрального неона с восемью внешними электронами.

### § 69. Сверхтонкая структура спектральных линий

До сих пор речь шла об особенностях структуры спектров, объясняющихся свойствами электронного облака атома.

Однако уже давно отмечались детали в структуре спектров, не объяснимые с этой точки зрения. Сюда относится сложная структура отдельных линий ртути и обнаруженная в 1928 г. Л. Н. Добрецовым и А. Н. Терениным двойная структура каждой из двух желтых линий натрия. В последнем случае расстояние между компонентами составляло всего  $0,02 \text{ \AA}$ , что в 25 раз меньше радиуса атома водорода. Указанные детали строения спектра получили название *сверхтонкой структуры* (рис. 266).

Для ее исследования обычно применяются эталон Фабри — Перо и другие приборы с большой разрешающей способностью. Малейшее расширение спектральных линий, вызванное взаимодействием атомов между собой или их тепловым движением, приводит к слиянию компонент сверхтонкой структуры. Поэтому в настоящее время широко применяется *метод молекулярных пучков*, впервые предложенный Л. Н. Добрецовым и А. Н. Терениным. При этом методе наблюдается свечение или поглощение пучка атомов, летящих в вакууме.

В 1924 г. японский физик Нагаока сделал первую попытку связать сверхтонкую структуру с ролью атомного ядра в спектрах. Эта попытка была сделана в очень неубедительной форме и вызвала совершенно издевательскую критику со стороны известного спектро-

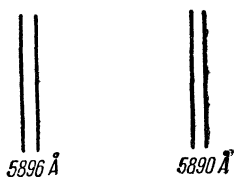


Рис. 266. Сверхтонкая структура натриевой линии.