

формулой

$$p = h/2R \approx 1,1 \cdot 10^{-14} \text{ г} \cdot \text{см}/\text{с},$$

а энергия электрона по релятивистской формуле $\mathcal{E} = pc$ была бы равна $3,3 \cdot 10^{-4}$ эрг ≈ 200 МэВ. Такого же порядка были бы и энергии электропов внутри других ядер. Среди искусственно получаемых ядер встречаются β -активные ядра всех атомных чисел (за исключением протона). Маловероятно, что энергия β -электрона, вылетевшего из ядра, существенно отличалась бы от его энергии внутри ядра. При β -распаде не наблюдаются электроны с большими энергиями (порядка 100 МэВ). Это противоречит протонно-электронной модели ядра. Электроны, получающиеся при β -распаде, не содержатся в исходном ядре, а образуются в результате этого процесса.

Совсем иначе обстоит дело с протонами и нейтронами. Энергию каждой из таких частиц можно оценить по нерелятивистской формуле $\mathcal{E} = p^2/2m$, где m — масса протона или нейтрона. Подстановка числовых значений дает $\mathcal{E} \approx 10^{-5}$ эрг ≈ 6 МэВ. Это — разумный результат, так как средняя энергия связи в ядре на один нуклон составляет около 8 МэВ. Таким образом, протоны и нейтроны могут содержаться и действительно содержатся в ядре.

Приведенное здесь возражение против нахождения электропов внутри ядра неприменимо к частицам, масса которых составляет несколько десятых масс нуклона, например к π -мезонам или кваркам.

Современные эксперименты по глубоко неупругому рассеянию мюонов на ядрах (т. е. рассеянию с большим изменением импульса мюона и рождением вторичных частиц) свидетельствуют о том, что в ядре могут содержаться *кварковые ассоциации*, более тяжелые, чем нуклоны.

§ 66. Спин ядра и сверхтонкая структура спектральных линий

1. Существование спина, т. е. собственного момента импульса ядра, и связанного с ним магнитного момента было постулировано Паули в 1928 г. для объяснения так называемой *сверхтонкой структуры спектральных линий*. Спектроскопическое изучение этого явления дало первое доказательство справедливости гипотезы Паули.

Как было показано в § 40, так называемая *тонкая структура*, т. е. мультиплетность спектральных линий, объясняется спин-орбитальным взаимодействием электронов, точнее, взаимодействием магнитных орбитальных моментов электронной оболочки атома с ее спиновыми магнитными моментами. У щелочных металлов, имеющих один валентный электрон, мультиплетная структура наиболее проста: спектральные линии у них двой-

ные — дублеты. Для разрешения дублетной структуры в случае лития требуются приборы высокой разрешающей силы (большие дифракционные решетки, интерференционные спектроскопы). У остальных щелочных металлов дублетная структура легко разрешается уже небольшими призменными спектроскопами. У натрия расстояние между компонентами резонансного дублета (D_1, D_2) составляет 0,6 нм, а у цезия оно доходит до 42 нм. В последнем случае по внешнему виду спектр уже не напоминает «тонкую структуру». Только по ряду дополнительных признаков удается установить, что указанные две линии цезия являются дублетом одной и той же спектральной серии, а не одиночными линиями различных спектральных серий.

Оказалось, что сами компоненты тонкой структуры испытывают дальнейшее расщепление, которое не может быть истолковано как результат спин-орбитального взаимодействия электронов электронной оболочки атома. Такое расщепление и получило название сверхтонкой структуры.

Сверхтонкая структура в оптических спектрах была открыта Майкельсоном в 1891 г. с помощью его интерферометра. Фабри и Перо, а затем Луммер (1860—1925) и Герке (1878—1960), используя предложенные и сконструированные ими интерферометры, продолжили первые наблюдения этого явления. Оказалось, что некоторые спектральные линии состоят из нескольких (иногда до 10 и более) тесно расположенных компонент. Расстояния между компонентами обычно не превышают 0,01—0,02 нм. Уже к 1910 г. был накоплен значительный экспериментальный материал. Его осмысливание стало возможным только после создания квантовой теории Бора и введения упомянутой выше гипотезы Паули.

Большое значение для выяснения природы явления имело установление сверхтонкой структуры компонент двойной желтой D -линии натрия. Эта структура была открыта в 1928 г. независимо друг от друга А. Н. Терениным (1896—1967) и Л. Н. Добрецовым, с одной стороны, и Шюлером — с другой. Они нашли, что каждая компонента дублета натрия (D_1, D_2) в свою очередь представляет дублет с расстоянием между составляющими около 0,002 нм, которое примерно в 300 раз меньше расстояния между самими линиями D_1 и D_2 (0,6 нм). Такая структура может быть разрешена спектральными приборами с разрешающей силой не менее 300 000. Дальнейшее изучение сверхтонкой структуры потребовало разрешающей силы порядка нескольких миллионов, а ее могут дать только интерференционные спектральные приборы.

Первые измерения спинов и магнитных моментов ядер были первоначально получены при изучении сверхтонкой структуры спектральных линий. Этот метод отличался небольшой точностью и утратил свое значение. Все последующие точные све-

дения о спинах и магнитных моментах ядер были получены методом ядерного магнитного резонанса (см. § 42). Но мы подробно остановимся и на методе, основанном на явлении сверхтонкой структуры, поскольку это явление само по себе представляет большой физический интерес.

2. Экспериментальное исследование сверхтонкой структуры — очень трудная задача. Разрешающей способности самого распространенного интерференционного спектрального прибора — интерферометра Фабри — Перо — с избытком достаточно для разрешения компонент сверхтонкой структуры. Главная трудность связана с тем, что расстояние между компонентами сверхтонкой структуры исследуемой спектральной линии перекрывается *шириной самой линии*. Естественная ширина спектральной линии, обусловленная затуханием или обрывом колебаний, порядка десятитысячных долей нанометра, т. е. на порядок меньше самого сверхтонкого расщепления. Однако к естественной ширине добавляется еще *доплеровское уширение*, которое даже при низких температурах увеличивает ширину линии примерно в 10 раз и тем самым делает невозможным разделение компонент сверхтонкой структуры (см. т. IV, § 89). Например, для разрешения сверхтонкой структуры *D*-линий натрия потребовалось бы охлаждение источника света до температуры порядка 5 К, что практически невозможно. Для преодоления указанной трудности Теренин и Добрецов использовали в качестве источника света пучок возбужденных атомов, движущихся приблизительно в одном определенном направлении. Доплеровское изменение частоты

$$\frac{\Delta v}{v} = \frac{v}{c} \cos \vartheta \quad (66.1)$$

зависит от угла между скоростью атома v и направлением наблюдения. Если наблюдать под углом $\vartheta = 90^\circ$, то в случае параллельного пучка возбужденных атомов доплеровское уширение исчезнет. Конечно, атомный пучок в действительности всегда немножко расходится. Но соответствующим расположением щелей удается снизить «эффективную скорость» $v \cos \vartheta$ в 10—30 раз по сравнению со скоростью v . Таким образом удается добиться необходимого ослабления доплеровского уширения. Теренин и Добрецов применяли боковое освещение пучка атомов резонансной *D*-линии натрия. При поглощении света атомы пучка переходили в возбужденное состояние и начинали светиться. Большая интенсивность свечения получается при возбуждении атомов пучка электронными ударами. Применение электронов допустимо из-за их малой массы, так как по этой причине электроны несут малые импульсы, а потому при неупругих столкновениях с атомами пучка практически не меняют направление их движения.

3. Гипотеза Паули, упомянутая выше, предполагает, что сверхтонкая структура спектральных линий возникает из-за взаимодействия магнитного момента ядра с магнитным полем, создаваемым электронной оболочкой (орбитальным и спиновым моментами электронов). Кроме того, у ядра может быть электрический квадрупольный момент, а также электрические и магнитные мультиполи более высоких порядков, взаимодействующие с электронной оболочкой. Эта гипотеза полностью оправдалась. Основное значение имеет *магнитный дипольный момент ядра* $\mu_{\text{яд}}$. Взаимодействие магнитного момента ядра атома с магнитным полем окружающей его электронной оболочки приводит к расщеплению энергетических уровней атома, с чем главным образом и связана сверхтонкая структура энергетических уровней и спектральных линий. В некоторых случаях для получения полного согласия с опытом необходимо учитывать наличие *электрического квадрупольного момента*, по мы здесь этого делать не будем.

По гипотезе Паули ядро обладает также *собственным моментом импульса* I , который складывается из спиновых и орбитальных моментов импульсов протонов и нейтронов, из которых построено атомное ядро. Величина I носит название *спинового момента ядра*. Спиновый момент ядра квантуется согласно общим правилам квантования (см. § 31). Если за единицу момента ядра принять постоянную Планка \hbar , то его проекция на избранное направление (определенное внешним магнитным полем) может принимать только дискретные значения: $0, \pm 1, \pm 2, \dots$ или $\pm 1/2, \pm 3/2, \pm 5/2, \dots$ Максимальное значение этой проекции принято обозначать через I и называть *спином ядра*. Его никаким образом нельзя смешивать с длиной $|I|$ самого вектора I . Полная длина вектора I определяется правилом квантования квадрата момента импульса

$$I^2 = I(I + 1). \quad (66.2)$$

Например, спин протона равен $1/2$, тогда как длина вектора спина протона (в единицах \hbar) равна $\sqrt{(1/2)(1/2 + 1)} = \sqrt{3}/2$. Таким образом, когда говорят о спине ядра (или любой другой частицы), то всегда имеют в виду *максимальное значение*, которое может принимать проекция вектора I па избранное направление. Такова установившаяся традиция. Быть может, она не вполне целесообразна, поскольку есть опасение смешивания величин I и $|I|$. Однако этого можно не опасаться, если правильно понимать правила квантования момента импульса в квантовой механике. (Исторически понятие спина было введено до создания квантовой механики, т. е. в духе теории Бора, где длина вектора момента импульса отождествлялась с максимальным значением его проекции.) Отличие I от $|I|$ связано с наличием вектора I поперечной к избранному направлению компонент,

ты, длина которой имеет определенное значение, но ее направление остается неопределенным (за исключением случая $I = 0$, когда все три компоненты вектора I равны нулю).

Магнитный дипольный момент ядра связан с его спиновым моментом соотношением

$$\mu_{яд} = g_{яд} I, \quad (66.3)$$

где $g_{яд}$ — скаляр, называемый *ядерным гиromагнитным отношением*. Малость сверхтонкого расщепления спектральных линий приводит к заключению, что магнитные моменты ядер по порядку величины примерно в 1000 раз меньше магнитного момента электрона, т. е. магнетона Бора μ_B . Естественной единицей магнитного момента ядра является *ядерный магнетон* μ_N , определяемый соотношением

$$\mu_N = e\hbar/2m_p c = 3,1524915(53) \cdot 10^{-18} \text{ МэВ/Гс}. \quad (66.4)$$

Это такое же соотношение, каким определяется магнетон Бора μ_B . Только масса электрона в нем заменена массой протона, поэтому

$$\mu_N/\mu_B = m_e/m_p \approx 1/1836.$$

4. Для наглядного объяснения сверхтонкой структуры применяется векторная модель, вполне аналогичная той, которая использовалась в § 40, 41 для объяснения тонкой структуры и эффекта Зеемана. Из-за малости магнитного момента ядра воздействие его на электронную оболочку атома не нарушает связи между ее орбитальным L и спиновым S моментами. Они складываются в полный момент импульса оболочки $J = L + S$. В свою очередь спиновый момент ядра I складывается с моментом J в полный момент импульса атома $F = I + J$. При отсутствии внешних воздействий на атом все изменения векторов F, I, J во времени сводятся к их прецессии, при которой длины всех трех векторов остаются неизменными; вектор F сохраняется по модулю и направлению, а векторы I и J прецессируют вокруг него с одной и той же угловой скоростью (поскольку F, I, J в любой момент лежат в одной плоскости). При наличии внешнего (по отношению к атому) постоянного магнитного поля, если только последнее достаточно слабое, вектор F медленно прецессирует вокруг этого поля, а векторы I и J более быстро прецессируют вокруг F . Разумеется, это только классическая аналогия, так как в квантовом рассмотрении вектор момента не имеет определенного направления.

Взаимодействие между электронной оболочкой и ядром атома, вызывающее сверхтонкую структуру спектральных линий, обусловлено наличием у ядра не только магнитного дипольного момента, но и наличием электрического квадрупольного момента, а также электрических и магнитных моментов высшей мультипольности. Основное значение имеет магнитный дипольный

момент ядра $\mu_{\text{яд}}$, который только и учитывается в последующих рассуждениях. В этом приближении энергия взаимодействия ядра с электронной оболочкой атома — чисто магнитная и равна

$$W = -(\mu_{\text{яд}} B_{\text{об}}),$$

где $B_{\text{об}}$ — магнитное поле, создаваемое электронной оболочкой атома в месте нахождения ядра. Векторы $B_{\text{об}}$ и J пропорциональны между собой и ввиду отрицательности заряда электрона направлены противоположно. Магнитный момент ядра $\mu_{\text{яд}}$ совпадает по направлению с вектором I и также пропорционален ему. Поэтому энергия W может быть представлена в виде

$$W = A(IJ), \quad (66.5)$$

где A — постоянная магнитного взаимодействия ядра с электронной оболочкой атома, пропорциональная магнитному моменту ядра. Из формулы $F = I + J$ возведением в квадрат получаем $F^2 = J^2 + I^2 + 2(IJ)$. С использованием правила квантования квадрата момента отсюда находим (IJ) , а затем и энергию W :

$$W = (A/2)[F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)], \quad (66.6)$$

где F означает квантовое число, определяющее максимальное значение проекции вектора F . Формула (66.6) — основная формула в теории сверхтонкой структуры энергетических уровней, обусловленной магнитным моментом ядра.

Таким образом, наличие магнитного момента у ядра приводит к тому, что каждый энергетический уровень атома, каким он был бы в кулоновом электрическом поле ядра, получает добавочную энергию W , определяемую выражением (66.5). При фиксированных значениях J и I эта энергия зависит от угла между векторами J и I . Действительно, этот угол определяет длину вектора F , а с ней, согласно формуле (66.6), и добавочную энергию W . В зависимости от указанного угла квантовое число F может принимать следующие значения:

$$F = I + J, |I + J - 1|, \dots, |I - J|. \quad (66.7)$$

Если $I \leq J$, то число значений числа F будет $2J + 1$, а если $I \geq J$, то их будет $2I + 1$. В результате в первом случае энергетический уровень расщепится на $2J + 1$, а во втором — на $2I + 1$ подуровней. Это и есть сверхтонкая структура энергетических уровней.

5. В спектральном приборе, конечно, наблюдается сверхтонкая структура не энергетических уровней, а *спектральных линий*. Каждая же спектральная линия сверхтонкой структуры возникает в результате перехода атома с одного подуровня на другой. Допустимые переходы определяются правилами отбора. Одно из них определяет возможные значения ΔF :

$$\Delta F = 0, \pm 1 \quad (\text{кроме } F_1 = 0 \rightarrow F_2 = 0). \quad (66.8)$$

Невозможность перехода, указанного в скобке, подробно объяснена в § 39. В том же параграфе установлено, что излучательные переходы в оптической области спектра практически никогда не сопровождаются изменением вектора спина S электронной оболочки атома. Рассуждения, приведенные там, ввиду малости ядерных магнитных моментов еще в большей мере справедливы для спинов ядер. Поэтому при излучательных переходах атома практически всегда должен сохраняться спин ядра. Однако спин ядра I связан со спином J электронной оболочки. Если $I \leq J$, то сохранение ядерного спина означает, что при излучательных квантовых переходах сохраняются все проекции вектора I на направление вектора J . (Эти проекции, измеренные в единицах \hbar , обозначаются ниже через I_J .) Ввиду этого при $I \leq J$ каждая спектральная линия расщепляется на столько же компонент, что и уровень энергии, т. е. на $2I + 1$.

Рис. 122 поясняет последнее утверждение. На нем слева без учета сверхтонкой структуры представлены два уровня энергии J_1 и J_2 , между которыми возможен переход с испусканием света определенной длины волны. Справа изображена сверхтонкая структура обоих уровней. Число подуровней сверхтонкой структуры для обоих уровней одно и то же. Оно определяется только спином ядра и равно $2I + 1$. Допустимы только переходы между подуровнями с одинаковыми значениями I_J . Поэтому число переходов, а с ним и число сверхтонких компонент спектральной линии, будет $N = 2I + 1$. Сосчитав это число, найдем спин ядра I . В нашем примере $N = 5$, а потому $I = 2$.

6. При $I > J$ изложенный способ определения спина ядра не применим, так как тогда число сверхтонких компонент, на которые расщепляется спектральная линия, уже не равно $2I + 1$. Однако изучение сверхтонкой структуры спектральных линий дает еще два способа определения спина ядра, которыми и можно воспользоваться. Оба способа предполагают, что квантовое число J известно. Оно может быть найдено при изучении спектра атома без учета сверхтонкой структуры.

Один из способов основан на так называемом *правиле интервалов* для мультиплетов сверхтонкой структуры. Это правило получается следующим образом. Все подуровни, на которые расщепляется тот или иной одиночный уровень, характеризуются одними и теми же значениями квантовых чисел I и J , но различными значениями квантового числа F , соответствующими всем допустимым значениям угла между векторами I и J . Рас-

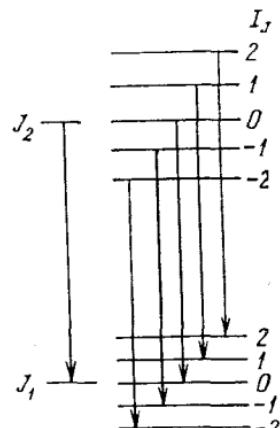


Рис. 122

стояния между соседними подуровнями с квантовыми числами $F + 1$ и F , согласно формуле (66.6), равны

$$W_{F+1} - W_F = (A/2)[(F+1)(F+2) - F(F+1)] = A(F+1). \quad (66.9)$$

Поэтому частоты переходов между соседними подуровнями с квантовыми числами F , $F+1$, $F+2$ удовлетворяют соотношениям

$$\delta v_1 : \delta v_2 : \delta v_3 : \dots = (F+1) : (F+2) : (F+3) : \dots \quad (66.10)$$

Это и есть правило интервалов. Измеряя на опыте длины волн соседних линий, можно найти отношения $(F+1):(F+2)::(F+3):\dots$, а затем и квантовое число F . Совпадение значений F , вычисленных различными способами, может служить критерием правильности исходных положений, из которых были получены формулы (66.6) и (66.10).

Напомним, что при неизменных I и J квантовое число F может принимать значения, перечисленные в (66.7). Все эти значения можно определить с помощью правила интервалов. Наибольшее из них равно $F_{\max} = I + J$. По этой формуле и может быть вычислен спин ядра I , поскольку квантовое число J должно предполагаться известным. Этот метод пригоден как при $I \leq J$, так и при $I \geq J$.

7. Очевидно, для применимости метода интервалов необходимо, чтобы число интервалов между сверхтонкими компонентами спектральной линии, а следовательно, и число самих компонент было не менее двух. Для этого число подуровней, на которые расщепляется энергетический уровень, должно быть не менее трех. Если это условие не выполняется, то можно воспользоваться третьим методом, основанным на сравнении относительных интенсивностей компонент сверхтонкой структуры, на которые расщепляются спектральные линии.

Интенсивности спектральных линий существенно зависят от *кратностей вырождения энергетических уровней*, между которыми происходят квантовые переходы. При неизменных квантовых числах I и J уровень определяется углом между векторами I и J , т. е. значением квантового числа F . Во внешнем магнитном поле (если только оно не настолько сильное, что связь между I и J не разрывается), поведение атома определяется полным моментом \mathbf{F} , а не моментами I и J в отдельности. Момент же \mathbf{F} может ориентироваться во внешнем поле $2F+1$ способами, поскольку при заданном F проекции вектора \mathbf{F} на направление поля могут принимать только следующие значения: $-F$, $-(F-1)$, ..., $+(F-1)$, $+F$. Число возможных проекций $2F+1$ и есть кратность *вырождения* уровня с квантовым числом F . Интенсивность спектральной линии, излучаемой с уров-

ия F или на него, при прочих равных условиях пропорциональна кратности вырождения уровня $2F + 1$.

Метод сравнения интенсивностей дает меньшую точность, чем первые два метода. Поэтому мы ограничимся рассмотрением только случая, когда он необходим (т. е. случая, когда неприменимы первые два метода). Идея метода полностью выясняется на примере вычисления спина ядра патрия из сверхтонкой структуры компонент дублета натрия (D_1 , D_2), исследованной Терениным и Добрецовым.

На рис. 123, *a* воспроизведено уже рассмотренное в § 40 происхождение тонкой структуры двойной желтой линии натрия (D_1 , D_2). Нижний уровень $3^2s_{1/2}$ — синглетный. Следующий уровень $3p$ из-за наличия спина электрона расщеплен на два

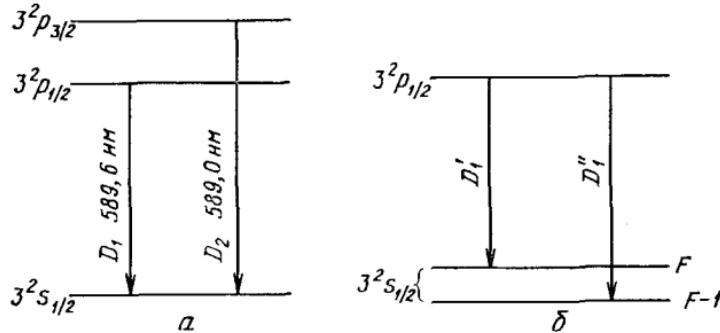


Рис. 123

подуровня $3^2p_{1/2}$ и $3^2p_{3/2}$. Переходы между этими подуровнями и одиночным уровнем $3^2s_{1/2}$ и дают спектральные линии тонкой структуры D_1 и D_2 . На соседнем рис. 123, *b* показано расщепление уровня $3^2s_{1/2}$ на два из-за наличия магнитного момента у ядра и соответствующее сверхтонкое расщепление линии D_1 на две компоненты. Расщепление подуровня $3^2p_{1/2}$ из-за его малости в опытах Теренина и Добрецова не было разрешено и не показано на рисунке. (На самом деле каждый из этих подуровней имеет тонкую структуру, определяющую статистический вес неразрешенного подуровня.) Обозначим через F полный момент импульса атома для верхнего подуровня $3^2s_{1/2}$. Тогда из-за противоположной ориентации спина ядра та же величина для нижнего подуровня $3^2s_{1/2}$ будет $F - 1$. Следовательно, статистические веса указанных подуровней равны соответственно $2F + 1$ и $2(F - 1) + 1 = 2F - 1$, а отношение интенсивностей рассматриваемых сверхтонких компонент спектральной линии $(2F + 1) : (2F - 1)$. По измерениям Теренина и Добрецова это отношение оказалось равным 1,7, т. е.

$$(2F + 1) / (2F - 1) = 1,7.$$

Отсюда $F = 1,929$. А так как число F может принимать только

целые и полуцелые значения, то с учетом неизбежных экспериментальных ошибок следует положить $F = 2$. Значит, спин ядра натрия равен $I = F - J = 2 - 1/2 = 3/2$.

8. Знание спина ядра натрия позволяет нарисовать детальную схему сверхтонкого расщепления энергетических уровней и спектральных линий для этого элемента. Уровни $^2S_{1/2}$ и $^2P_{1/2}$ должны расщепиться каждый на два подуровня, так как в этом случае $J = 1/2$, а потому квантовое число F может принимать два значения: $F = I - 1/2 = 1$ и $F = I + 1/2 = 2$ (рис. 124, *a*).

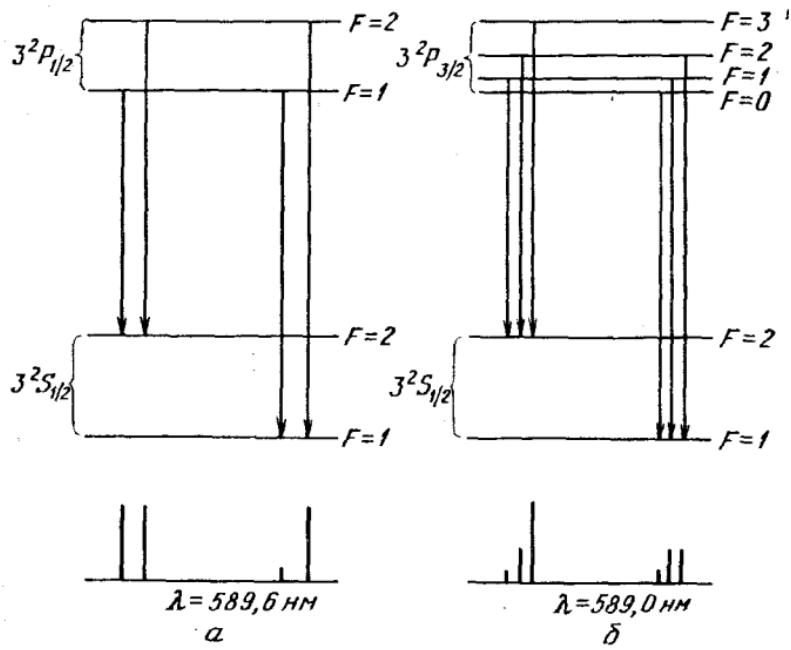


Рис. 124

Уровень $^2P_{3/2}$ должен расщепиться на четыре подуровня, так как при $J = 3/2$ возможны четыре значения числа F : $F = I + J = 3$, $F = I + J - 1 = 2$, $F = I + J - 2 = 1$, $F = I + J - 3 = 0$ (рис. 124, *б*). (Как уже указывалось, в опытах Теренина и Добрецова расщепление p -уровней из-за его малости разрешено не было.) На рис. 124 в соответствии с правилом отбора (66.8) изображены возможные переходы (без соблюдения масштаба). Внизу приводится наблюдаемая картина сверхтонкого расщепления линий. Об относительной интенсивности компонент дают представление длины вертикальных отрезков, изображенных под соответствующими квантовыми переходами. (В этом случае масштаб на правом рисунке выбран примерно вдвое меньше, чем на левом.)

После установления схемы уровней становится понятным, почему для нахождения спина ядра мы воспользовались треть-

им методом. Дело в том, что единственным уровнем, сверхтонкое расщепление которого может быть установлено на опыте с достаточной точностью, является уровень $^2S_{1/2}$. Но он расщепляется всего на два подуровня, а этого недостаточно для применения правила интервалов. Метод подсчета числа сверхтонких компонент спектральной линии неприменим потому, что для натрия $I = 3/2$, а $J = 1/2$, т. е. $I > J$. Можно было бы применить правило интервалов, исследовав на опыте расщепление уровня $^3P_{3/2}$ на четыре подуровня, но расщепление в этом случае мало и трудно поддается экспериментальному измерению. Применим также и первый способ, так как для уровня $^3P_{3/2}$ спин $I = J = 3/2$.

9. Квантовое число F может принимать только целые или полуцелые значения, и притом небольшие. Поэтому отношения $(F+1):(F+2):\dots$, стоящие в правой части формулы (66.10), являются отношениями небольших целых чисел. Экспериментально измеренные отношения между сверхтонкими компонентами спектральных линий отнюдь не являются таковыми. Они должны быть аппроксимированы отношениями небольших целых чисел. Но при выводе правила интервалов учитывалось только магнитное дипольное взаимодействие ядра с электронной оболочкой атома. По этой причине правило интервалов может оказаться неточным. Аппроксимация, указанная выше, если формально руководствоваться только соображениями точности, может быть произведена не в ту сторону, что приведет к ошибке в определении спина ядра. Поэтому определение спина ядра по правилу интервалов должно контролироваться другими методами.

В качестве примера рассмотрим висмут, на котором исторически впервые была подтверждена теоретическая схема сверхтонкой структуры. У висмута тщательно исследована сверхтонкая структура большого числа линий, однозначно сводимая к расщеплению энергетических уровней на подуровни. На рис. 125 представлена схема сверхтонкого расщепления уровней висмута $^2S_{1/2}$ и $^2D_{3/2}$, в результате переходов между которыми возникает линия $\lambda = 472,2$ нм. Уровень $^2S_{1/2}$ расщепляется на два, а уровень $^2D_{3/2}$ — на четыре подуровня. Так как для первого уровня $J = 1/2$, а для второго $J = 3/2$, то в обоих случаях число подуровней равно $2J + 1$. Поэтому $I \geq 3/2$ и приходится применять метод интервалов. По экспериментальным измерениям интерва-

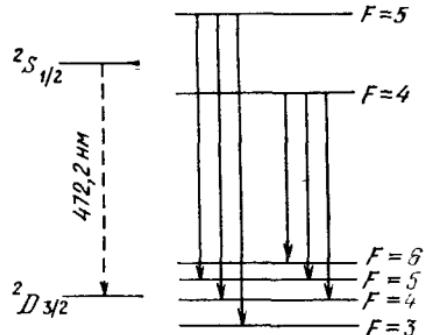


Рис. 125

лы между подуровнями уровня $^2D_{3/2}$ равны 0,152, 0,198 и 0,255 см⁻¹. Если F_{\min} — минимальное квантовое число, которым характеризуются подуровни, то в силу (66.10) должно быть

$$(F_{\min} + 1):(F_{\min} + 2):(F_{\min} + 3) \approx 152:198:255.$$

Но это отношение приближенное и должно быть аппроксимировано отношением небольших целых чисел. Если руководствоваться чисто арифметическими соображениями, то следовало бы взять 3:4:5. Можно также взять 4:5:6, хотя арифметически это и менее точно. В первом случае получилось бы $F_{\min} = 2$, $F_{\max} = 2 + 3 = 5$. Так как $F_{\min} = I - 3/2$, а $F_{\max} = I + 3/2$, то спин ядра определится из пропорции

$$\frac{I - 3/2}{I + 3/2} = 2/5,$$

откуда $I = 7/2$, что не согласуется с величиной, найденной по расщеплению сверхтонких компонент во внешнем магнитном поле (эффект Зеемана, см. § 67). Поэтому мы возьмем 4:5:6. Тогда $F_{\min} = 3$, $F_{\max} = 6$, а для спина получается правильное значение $I = 6 - 3/2 = 9/2$.

Таким образом, подуровни уровня $^2D_{3/2}$ можно запумеровать квантовыми числами $F = 3, 4, 5, 6$, что и сделано на рис. 125. После этого квантовые числа F для подуровней уровня $^2S_{1/2}$ однозначно устанавливаются на основании правила отбора (66.8) и равны 5 и 4, как указано на рис. 125.

10. Мы рассмотрели сверхтонкую структуру энергетических уровней и спектральных линий, предполагая, что рассматриваемый химический элемент состоит всего из одного изотопа. Как изменится картина сверхтонкого расщепления, если элемент, как это бывает в большинстве случаев, представляет собой смесь нескольких изотопов? Спины и магнитные моменты ядер различных изотопов даже одного и того же элемента, вообще говоря, различны. Поэтому изотопы будут отличаться и характером сверхтонкого расщепления. Наблюдаемая картина усложнится и будет состоять из наложения картин, получающихся от каждого изотопа в отдельности.

11. Отметим в заключение, что в 1951 г. в космическом радиоизлучении была открыта линия $\lambda = 21$ см. Она представляет собой линию сверхтонкой структуры атомарного водорода, находящегося на самом глубоком энергетическом уровне. Этот уровень состоит из двух близких подуровней, между которыми совершаются переходы с испусканием указанной линии. Время жизни атома водорода на верхнем подуровне исключительно велико ($3,5 \cdot 10^{14}$ с $\approx 1,1 \cdot 10^7$ лет). (Для сравнения напомним, что время жизни в возбужденном состоянии атома, испускающего оптические линии, в обычных условиях всего порядка 10^{-8} с.) Между этими подуровнями совершаются и безызлучательные

переходы из-за столкновений между атомами. В облаках межзвездного газа они совершаются за время порядка нескольких сотен лет. Хотя такое время и очень мало по сравнению с 10^7 лет, радиационные переходы с испусканием линии $\lambda = 21$ см все же не полностью подавлены столкновениями. Это возможно благодаря тому, что водород является самым распространенным элементом Вселенной. Исследования космического радиоизлучения с $\lambda = 21$ см играют важную роль в радиоастрономии.

§ 67. Влияние спина ядра на эффект Зеемана

1. В предыдущем параграфе предполагалось, что внешнего магнитного поля нет. Допустим теперь, что атом находится в постоянном однородном внешнем магнитном поле $B_{\text{внеш}}$. Тогда будет наблюдаться эффект Зеемана. Посмотрим, какое влияние на характер этого эффекта оказывают спин и магнитный момент ядра. Для наших целей достаточно ограничиться наиболее важным случаем, когда поле $B_{\text{внеш}}$ сильное. Это значит, что энергия взаимодействия магнитного момента ядра с магнитным полем электронной оболочки мала по сравнению с энергией взаимодействия магнитного момента оболочки с внешним полем. Магнитное поле электронной оболочки $B_{\text{об}}$ в месте нахождения ядра легко оценить. Оно довольно велико — порядка $10^5 — 10^6$ Гс. Но зато магнитный момент ядра примерно в тысячу раз меньше магнетона Бора μ_B , тогда как для оболочки он порядка μ_B . Если поле $B_{\text{внеш}}$ значительно превосходит, например, 1000 Гс, то его следует считать сильным. В общем случае критерий сильного поля можно получить из следующих соображений. Энергия взаимодействия магнитного момента ядра с магнитным полем оболочки порядка $\mu_{\text{яд}} B_{\text{об}} \approx A(IJ)$, тогда как энергия взаимодействия электронной оболочки с внешним полем порядка $\mu_{\text{об}} B_{\text{внеш}} \approx g_{\text{об}} \cdot J B_{\text{внеш}}$, где $g_{\text{об}}$ выражено в магнетонах Бора. Поэтому искомый критерий можно записать в виде

$$g_{\text{об}} B_{\text{внеш}} \gg AI. \quad (67.1)$$

Необходимо заметить, что этот критерий более слабый, чем аналогичный критерий в случае эффекта Пашена — Бака (см. § 41).

2. Внешнее магнитное поле разрывает связь между вектором J и вектором I . Электронная оболочка начинает прецессировать вокруг направления поля $B_{\text{внеш}}$. Поскольку связь вектора I с J разорвана, вектору I не остается ничего другого, как совершать независимую прецессию вокруг того же направления. Магнитное квантовое число m_I , определяющее проекции вектора ядерного спина l на направление поля $B_{\text{внеш}}$, может принимать значения $-I, -(I-1), \dots, (I-1), I$. Таких значений всего $2I+1$. Поэтому каждый энергетический уровень в магнитном поле расщепляется на $2I+1$ подуровня. Пусть 1 и 2 — ка-