

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-

кие-либо два энергетических уровня атома в магнитном поле, какими они были бы без учета спина и магнитного момента ядра. Если между уровнями 1 и 2 возможен излучательный переход, то в результате такого перехода в спектре появляется соответствующая зеемановская линия. С учетом спина и магнитного момента ядра каждый из уровней 1 и 2 расщепляется на $2I + 1$ подуровней, квантовые переходы между которыми подчиняются правилу отбора $\Delta m_i \approx 0$. Эти переходы приводят к сверхтонкому расщеплению каждой зеемановской линии на $2I + 1$ компонент.

Таким образом, в магнитном поле, если отвлечься от наличия спина и магнитного момента ядра, должно наблюдаться обычное (простое или сложное) явление Зеемана. Влияние спина и магнитного момента ядра проявляется наиболее просто, когда поле сильное. В этом случае спин и магнитный момент ядра приводят к дальнейшему — сверхтонкому — расщеплению каждой зеемановской линии на $2I + 1$ компонент. Расстояния между ними малы по сравнению с расстояниями между обычными зеемановскими компонентами (т. е. компонентами, какими они получились бы, если бы не было спина и магнитного момента ядра). Сосчитав число сверхтонких зеемановских компонент $2I + 1$, можно определить спин ядра I . Этот метод не налагивает никаких ограничений на значение спина I .

3. Вопрос о более детальной структуре зеемановской линии сводится к вычислению энергии атома во внешнем магнитном поле. Если внешнее поле $B_{\text{внеш}}$ сильное, то магнитная энергия атома слагается из магнитной энергии электронной оболочки

$$-(\mu_{\text{об}} B_{\text{внеш}}) \text{ и ядра} - (\mu_{\text{яд}} B_{\text{внеш}}) - (\mu_{\text{яд}} B_{\text{об}}).$$

Первое слагаемое в обсуждаемом нами вопросе не играет существенной роли, так как оно вызывает обычное зеемановское расщепление, уже изученное нами. Его можно отбросить. Что касается второго слагаемого, то им можно пренебречь, так как в обычных условиях $B_{\text{внеш}} \ll B_{\text{об}}$. Остается только слагаемое $-(\mu_{\text{яд}} B_{\text{об}})$, которое и следует учесть. Это слагаемое выражается прежней формулой (66.5). Однако при наличии сильного внешнего магнитного поля вектор I квантуется иначе, чем в случае свободного атома, поскольку он прецессирует не вокруг J , а вокруг $B_{\text{внеш}}$. Прецессирующие векторы I и J имеют определенные проекции только на направление поля $B_{\text{внеш}}$. Они определяются магнитными квантовыми числами m_i и m_j . Перпендикулярные проекции остаются неопределенными. А поскольку обе прецессии совершаются независимо, среднее по времени произведение перпендикулярных проекций равно нулю. Следовательно, в среднем $(IJ) = m_i m_j \hbar^2$. Тогда формула (66.5) переходит в

$$W = A m_i m_j \hbar^2. \quad (67.2)$$

Если теперь (без учета сверхтонкого расщепления) снова рассмотреть два энергетических уровня 1 и 2, при переходе между которыми излучается какая-либо зеемановская линия, то с учетом сверхтонкого расщепления между уровнями возникнут переходы, при которых будет излучаться энергия

$$\delta W = [(Am_1m_J)_2 - (Am_1m_J)_1]\hbar^2 = [(Am_J)_2 - (Am_J)_1]m_1\hbar^2, \quad (67.3)$$

так как в силу правила отбора $\Delta m_J = 0$. В результате таких переходов зеемановская линия и претерпит сверхтонкое расщепление на $2I + 1$ компонент, соответствующих значениям квантового числа $m_I = I, (I - 1), \dots, -(I - 1), -I$. Расстояния между сверхтонкими компонентами будут одни и те же и равны $[(Am_J)_2 - (Am_J)_1]\hbar^2$.

Описанная картина, в частности, отчетливо наблюдается у висмута на линии 472,2 нм (см. предыдущий параграф, пункт 9). В достаточно сильном магнитном поле (порядка 10 000 Гс) получается обычный простой эффект Зеемана. Но каждая зеемановская составляющая состоит из 10 равноотстоящих компонент. Из соотношения $2I + 1 = 10$ получается $I = 9/2$, как и было указано в § 66, пункт 9.

§ 68. Измерения спинов и магнитных моментов ядер методом магнитного резонанса. Опытные данные о спинах и магнитных моментах ядер

1. Зная спин ядра, можно по магнитному взаимодействию ядра с электронной оболочкой атома определить и магнитный момент ядра. Вопрос сводится к нахождению постоянной магнитного взаимодействия A , входящей в формулу (66.5). Но эта постоянная, даже для легких атомов, теоретически может быть вычислена с малой погрешностью (не превышающей примерно 10 %). Более надежно спины и магнитные моменты ядер могут быть найдены при исследовании поведения атомных ядер во внешних магнитных полях. Сюда относятся исследования сверхтонкого расщепления зеемановских спектральных линий в таких полях, о чем говорилось в предыдущем параграфе.

Можно также воспользоваться методом Штерна и Герлаха, исследуя отклонения атомных и молекулярных пучков в сильных и резко неоднородных магнитных полях (см. § 36). По числу компонент, на которые расщепляется пучок, можно определить спин, а по значению расщепления — магнитный момент ядра. Однако определение магнитных моментов ядер методом Штерна и Герлаха много труднее, чем магнитных моментов атомов, так как из-за малости магнитных моментов ядер ожидаемое отклонение примерно в тысячи раз меньше, чем у атомов