

Заменяя здесь массу электрона  $\mu$  на приведенную массу, перепишем эту формулу так:

$$\mathcal{E}_{n,l} = -\frac{R_H}{n^2} \left[ 1 + \frac{\sigma^2}{n} \left( \frac{1}{l+1/2} - \frac{3}{4n} \right) \right], \quad (40.4)$$

где  $R_H$  — постоянная Ридберга для водорода, определяемая выражениями (13.10) и (13.9):

$$R_H = 109\,677,576 \text{ см}^{-1}$$

Энергетические уровни здесь измеряются в обратных сантиметрах. Квадрат постоянной тонкой структуры равен  $\sigma^2 = 5,3251 \cdot 10^{-5}$ . Происхождение линии  $H_\alpha$  представлено на рис. 70. В соответствии с этим получаем

$$\mathcal{E}_{2,1/2} = -27\,419,395 \cdot 1,00001664 = -27\,419,850 \text{ см}^{-1},$$

$$\mathcal{E}_{2,3/2} = -27\,419,395 \cdot 1,00000333 = -27\,419,485 \text{ см}^{-1},$$

$$\mathcal{E}_{3,1/2} = -12\,186,397 \cdot 1,0000197 = -12\,186,639 \text{ см}^{-1},$$

$$\mathcal{E}_{3,3/2} = -12\,186,397 \cdot 1,0000067 = -12\,186,478 \text{ см}^{-1},$$

$$\mathcal{E}_{3,5/2} = -12\,186,397 \cdot 1,0000022 = -12\,186,423 \text{ см}^{-1}.$$

Взяв разности этих чисел в соответствии с рис. 70, находим спектроскопические волновые числа (в  $\text{см}^{-1}$ ) и длины волн (в нм) для пяти компонент, на которые расщепляется линия  $H_\alpha$  водорода:

$\bar{v}, \text{ см}^{-1}$	$\lambda, \text{ нм}$
15 233,372	656,4534
15 233,211	656,4604
15 233,067	656,4660
15 233,007	656,4692
15 232,846	656,4761

Заметим, что длины волн и спектроскопические волновые числа здесь отнесены к вакууму (а не к воздуху, как это обычно делается в спектроскопии).

## § 41. Простой и сложный эффект Зеемана

1. В кулоновском поле (в нерелятивистском приближении) все энергетические уровни электрона *вырождены* — энергия зависит только от главного квантового числа  $n$ , но не зависит от орбитального числа  $l$ . По этой причине все спектральные линии атома водорода *одиночные* (синглеты). Атомы щелочных металлов можно рассматривать как одноэлектронные атомы, в которых электрон движется в центрально-симметричном, но уже *не кулоновом* поле. Вырождение по  $l$  снимается — энергия уровня зависит не только от  $n$ , но и от  $l$ . С этим связано происхождение спектральных серий щелочных металлов. Наличие спин-орбитального взаимодействия приводит к *тонкой структуре* спек-

тральных линий. Но в отсутствие внешних полей все направления в пространстве эквивалентны, а потому энергии уровней не зависят от магнитного квантового числа  $m$ , хотя при заданном  $J$  число  $m$  может принимать  $2J + 1$  значений. Кратность соответствующего вырождения равна, таким образом,  $2J + 1$ . *Магнитное поле снимает и это вырождение*: каждый энергетический уровень расщепляется на  $2J + 1$  подуровней. Этим объясняется эффект Зеемана, подробно рассмотренный в т. IV (§ 92) с классической точки зрения. Однако до открытия спина электрона из-за наличия правил отбора квантовая теория, как и классическая, объясняла только *простой эффект Зеемана*.

В самом деле, если атом обладает магнитным моментом  $\mathbf{m}$ , то его энергия в магнитном поле  $\mathbf{B}$  равна  $\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 - (\mathbf{m}\mathbf{B})$ , где  $\mathcal{E}_0$  — энергия в отсутствие магнитного поля. Если нет спина, то магнитный момент обусловлен только орбитальным движением электронов. Его проекция на направление магнитного поля составляет целое число магнетонов Бора, т. е.  $m_L m_B = m_L (e\hbar/2\mu_e c)$ . Следовательно,

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 - m_L (e\hbar B / 2\mu_e c) = \mathcal{E}_0 - \hbar \Omega m_L, \quad (41.1)$$

где

$$\Omega = eB / 2\mu_e c \quad (41.2)$$

— ларморовская частота. Каждый уровень расщепляется в магнитном поле на  $2L + 1$  подуровней. В результате квантовых переходов между различными уровнями излучаются спектральные линии с частотами

$$\omega = \omega_0 - \Omega \Delta m_L,$$

где  $\omega_0 \equiv \Delta \mathcal{E}_0 / \hbar$  — частота линии, излучаемой в отсутствие магнитного поля. В силу правил отбора  $\Delta m_L = 0$  или  $\pm 1$ . Таким образом, частота излучаемой линии будет

$$\omega = \omega_0 \text{ или } \omega_0 \pm \Omega, \quad (41.3)$$

т. е. получается *лорентцевский триплет*. В соответствии с классической теорией переходам  $\Delta m_L = 0$  соответствуют колебания вдоль ( $\pi$ -компоненты), а переходам  $\Delta m_L = \pm 1$  — поперек магнитного поля ( $\sigma$ -компоненты).

2. Учет спина электрона позволил объяснить и *сложный эффект Зеемана*. Будем исходить из векторной модели, предполагая, что осуществляется *нормальная связь* (связь Рассела — Саундерса, см. § 38, пункт 3). В ней атом характеризуется орбитальным моментом количества движения  $\mathbf{L}$ , спиновым моментом  $\mathbf{S}$  и общим моментом количества движения  $\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$ . В операторной форме  $\hat{\mathbf{J}} = \hat{\mathbf{L}} + \hat{\mathbf{S}}$ ,  $\hat{\mathbf{J}}^2 = \hat{\mathbf{L}}^2 + \hat{\mathbf{S}}^2 + 2(\hat{\mathbf{L}}\hat{\mathbf{S}})$ . Будем рассматривать состояние, в котором квадраты моментов имеют определенные значения, т. е. равны соответственно  $J(J+1)$ ,  $L(L+1)$ ,  $S(S+1)$ . В том же состоянии имеет определенное

значение и скалярное произведение ( $\mathbf{LS}$ ), а именно

$$\mathbf{LS} = \frac{1}{2} [\mathbf{J}^2 - \mathbf{L}^2 - \mathbf{S}^2] = \frac{1}{2} [J(J+1) - L(L+1) - S(S+1)]. \quad (41.4)$$

Моментам количества движения  $\mathbf{L}$  и  $\mathbf{S}$  соответствуют орбитальный и спиновый магнитные моменты  $\mathbf{m}_L = -g_L \mathbf{L}$ ,  $\mathbf{m}_s = -g_s \mathbf{S}$ . (Знак минус поставлен потому, что заряд электрона отрицателен, а потому векторы  $\mathbf{m}_L$  и  $\mathbf{L}$ , а также  $\mathbf{m}_s$  и  $\mathbf{S}$  направлены противоположно.) Примем за единицу момента количества движения величину  $\hbar$ , а за единицу магнитного момента — магнетон Бора  $m_B$ . В этих единицах для электрона  $g_L = 1$ ,  $g_s = 2$ . То обстоятельство, что  $g_L \neq g_s$ , и обеспечивает сложный характер эффекта Зеемана. Однако мы временно не будем фиксировать численные значения  $g_L$  и  $g_s$ , имея в виду, что величины  $g_s$  для протона и нейтрона не равны соответствующей величине для электрона.

В отсутствие внешнего поля общий момент количества движения  $\mathbf{J}$  сохраняется как по величине, так и по направлению (применяется векторная модель). Моменты же  $\mathbf{L}$  и  $\mathbf{S}$  из-за

спин-орбитального взаимодействия не сохраняются. Однако в рассматриваемом состоянии сохраняются их длины. В результате они совершают *регулярную прецессию* вокруг неизмененного направления вектора  $\mathbf{J}$  и притом с одной и той же угловой скоростью, так как векторы  $\mathbf{L}$ ,  $\mathbf{S}$ ,  $\mathbf{J}$  должны все время лежать в одной плоскости. С той же угловой скоростью будут прецессировать и соответствующие им магнитные моменты  $\mathbf{m}_L = -g_L \mathbf{L}$  и  $\mathbf{m}_s = -g_s \mathbf{S}$ , а также общий магнитный момент  $\mathbf{m} = -g_L \mathbf{L} - g_s \mathbf{S}$ . Действительно, ввиду неравенства  $g_L$  и  $g_s$  вектор  $\mathbf{m}$  не коллинеарен вектору  $\mathbf{J}$ , а потому также должен менять направление (рис. 72, где принято во внимание, что ввиду отрицательного заряда электрона направления векторов  $\mathbf{L}$  и  $\mathbf{m}_L$ , а также векторов  $\mathbf{S}$  и  $\mathbf{m}_s$  противоположны).

Найдем теперь проекцию  $\mathbf{m}_\parallel$  вектора  $\mathbf{m}$  на направление вектора  $\mathbf{J}$ . Для этого прежде всего находим скалярное произведение

$$(\mathbf{mJ}) = (-g_L \mathbf{L} - g_s \mathbf{S})(\mathbf{L} + \mathbf{S}) = -g_L \mathbf{L}^2 - g_s \mathbf{S}^2 - (g_L + g_s)(\mathbf{LS}),$$

или ввиду соотношения (41.4)

$$(\mathbf{mJ}) = -g \mathbf{J}^2. \quad (41.5)$$

где через  $g$  обозначена величина

$$g = \frac{g_L + g_s}{2} + \frac{g_L - g_s}{2} \frac{\mathbf{L}^2 - \mathbf{S}^2}{\mathbf{J}^2},$$

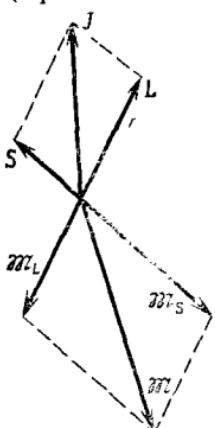


Рис. 72

или в более подробной записи

$$g = \frac{g_l + g_s}{2} + \frac{g_s - g_l}{2} \frac{S(S+1) - L(L+1)}{J(J+1)}. \quad (41.6)$$

В частности, для электрона  $g_l = 1$ ,  $g_s = 2$ , и выражение (41.6) переходит в

$$g = \frac{3}{2} + \frac{S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}. \quad (41.7)$$

В этом случае  $g$  является *рациональной дробью*. Величина  $g$  называется *множителем Ланде* (1888—1975).

Таким образом, на основании (41.5) можно написать  $\mathbf{m}_\parallel |\mathbf{J}| = -g|\mathbf{J}|^2$ , откуда видно, что проекция вектора  $\mathbf{m}$  на направление вектора  $\mathbf{J}$  имеет определенное значение, а именно  $\mathbf{m}_\parallel = -g|\mathbf{J}|$ . Перпендикулярная проекция  $\mathbf{m}_\perp$ , как и должно быть, определенного значения не имеет. В векторной модели она совершает прецессию вокруг вектора  $\mathbf{J}$ . При рассмотрении процессов, происходящих медленно по сравнению с этой прецессией, от наличия перпендикулярной составляющей можно отвлечься, считая, что полный магнитный момент атома сводится к одной только его проекции  $\mathbf{m}_\parallel$ . В этом приближении

$$\mathbf{m} = \mathbf{m}_\parallel = -g\mathbf{J}. \quad (41.8)$$

Именно такой магнитный момент атома проявляется, например, в опытах Штерна и Герлаха.

Формулы (41.6) и (41.7) могут быть получены и последовательно квантовомеханически. Для этого надо только ввести *оператор проекции магнитного момента*  $\hat{\mathbf{m}}_\parallel$  и определить его собственные значения. Но мы не будем этого делать, предпочитая наглядный, хотя и непоследовательный вывод, приведенный в тексте. Заметим только, что не представляет затруднений распространить этот наглядный метод на случай  $(j-j)$ -связи, а также на промежуточные виды связи. В этих случаях для  $g$  получаются формулы, отличающиеся от (41.6) и (41.7). Из-за этого характер расщепления спектральных линий в сложном эффекте Зеемана получается несколько иным, чем в случае нормальной связи. Интересующихся этим вопросом мы отсылаем к специальным курсам спектроскопии, например к книге М. А. Ельяшевича (р. 1908) «Атомная и молекулярная спектроскопия», Физматгиз, М., 1962.

3. До сих пор предполагалось, что магнитного поля нет. Допустим теперь, что атом помещен в однородное магнитное поле  $\mathbf{B}$ . Тогда не будет сохраняться и полный момент атома  $\mathbf{J}$ . Он под действием поля  $\mathbf{B}$  начнет совершать *вынужденную прецессию*. Рассмотрим сначала случай слабого поля, когда эта прецессия совершается медленно по сравнению с прецессией, связанной со спин-орбитальным взаимодействием. Иными словами, магнит-

ное поле  $\mathbf{B}$  должно быть настолько слабым, чтобы вызываемое им зеемановское расщепление спектральных линий было мало по сравнению с расстояниями между компонентами тонкой структуры спектральных линий. В этом случае эффект Зеемана получается *сложным*. Для одиночных линий (синглетов) указанное условие никогда не может выполняться. Для таких линий всякое магнитное поле является *сильным*, и наблюдаемый на них эффект Зеемана всегда простой.

В случае слабого поля дополнительная энергия, приобретаемая атомом в магнитном поле, может быть вычислена в предположении, что полный магнитный момент атома дается выражением (41.8), или в обычных единицах

$$\mathbf{m} = -g \frac{e\hbar}{2mc} \mathbf{J}. \quad (41.9)$$

Таким образом,

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 - (\mathbf{m}\mathbf{B}) = \mathcal{E}_0 + gm_J\Omega\hbar, \quad (41.10)$$

где  $\mathcal{E}_0$  — энергия атома в отсутствие магнитного поля. Эта формула показывает, на какие энергетические уровни расщепляется каждый уровень атома при внесении его в слабое магнитное поле. Она же с учетом правил отбора определяет возможные радиационные переходы между уровнями, а следовательно, и длины волн соответствующих им спектральных линий. Очевидно, из правил отбора надо принять во внимание только следующее:

$$\Delta m_J = \pm 1 \text{ или } 0, \quad (41.11)$$

так как само собой разумеется, что спектральная линия, о зеемановском расщеплении которой идет речь, не запрещена, т. е. всем остальным правилам отбора удовлетворяет. Одним словом, формулы (41.10) и (41.11) составляют основу для понимания явления Зеемана, как сложного, так и простого.

4. Происхождение сложного эффекта Зеемана проследим на примере спектральной линии щелочного металла, соответствующей переходу с дублетного уровня ( ${}^2p_{1/2}, {}^2p_{3/2}$ ) на синглетный уровень  ${}^2S_{1/2}$ . В частности, при  $n = 3$  получается всем известный желтый дублет натрия. Но мы не будем фиксировать главное квантовое число, чтобы подчеркнуть, что характер зеемановского расщепления от него не зависит. Рассчитаем сначала множитель Ланде по формуле (41.7). Для уровня  $p_{3/2}$   $l = 1, j = 3/2, s = 1/2$  получаем  $g = 4/3$ . Аналогично для уровня  $p_{1/2}$   $g = 2/3$ , а для уровня  $s_{1/2}$   $g = 2$ . Согласно (41.10) смещения подтермов, на которые расщепляются соответствующие термы, равны  $gm_J$ , если за единицу принять лорентцевское расщепление, т. е. за

единицу частоты принять ларморовскую частоту  $\Omega$ . Соответствующие значения приведены в следующей таблице:

$p_{3/2}$	$m_J$ $gm_J$	-3/2 -2	-1/2 -2/3	+1/2 +2/3	+3/2 +2
$p_{1/2}$	$m_J$ $gm_J$		-1/2 -1/3	+1/2 +1/3	
$s_{1/2}$	$m_J$ $gm_J$		-1/2 -1	+1/2 +1	

Расчет расщепления дублета  $p_{1/2} \rightarrow s_{1/2}$ ;  $p_{3/2} \rightarrow s_{1/2}$  в слабом магнитном поле приведен в табл. 3. Номера соответствующих

Таблица 3

Переходы $m_J^{(1)} \rightarrow m_J^{(2)}$	Поляризация	$(gm_J)^1 - (gm_J)^2$	Номер линии
Расщепление линии $p_{1/2} \rightarrow s_{1/2}$			
$-1/2 \rightarrow +1/2$	$\sigma$	$-1/3 - 1 = -4/3$	1
$-1/2 \rightarrow -1/2$	$\pi$	$-1/3 - (-1) = 2/3$	3
Расщепление линии $p_{3/2} \rightarrow s_{1/2}$			
$+1/2 \rightarrow +1/2$	$\pi$	$1/3 - 1 = -2/3$	2
$+1/2 \rightarrow -1/2$	$\sigma$	$1/3 - (-1) = 4/3$	4

$-3/2 \rightarrow +1/2$ — переход запрещен			
$-3/2 \rightarrow -1/2$	$\sigma$	$-2 - (-1) = -1$	6
$-1/2 \rightarrow +1/2$	$\sigma$	$-2/3 - 1 = -5/3$	5
$-1/2 \rightarrow -1/2$	$\pi$	$-2/3 + 1 = 1/3$	8
$+1/2 \rightarrow +1/2$	$\pi$	$2/3 - 1 = -1/3$	7
$+1/2 \rightarrow -1/2$	$\sigma$	$2/3 + 1 = 5/3$	10
$+3/2 \rightarrow +1/2$	$\sigma$	$2 - 1 = 1$	9
$+3/2 \rightarrow -1/2$ — переход запрещен			

линий приведены в порядке возрастания частоты. Таблица соответствует схема спектральных переходов, представленная на рис. 73. На этой схеме в левом столбце изображены энергетические уровни  $s_{1/2}$ ,  $p_{1/2}$ ,  $p_{3/2}$  в отсутствие магнитного поля ( $B = 0$ ). Правее показаны те же уровни, расщепившиеся в слабом магнитном поле  $B$ , и все разрешенные переходы между ними,

создающие картину зеемановского эффекта в рассматриваемом случае. Мы видим, что линия  $P_{3/2} \rightarrow S_{1/2}$  расщепилась на четыре компоненты, из которых крайние являются  $\sigma$ -компонентами, средние —  $\pi$ -компонентами. Вторая линия  $P_{3/2} \rightarrow S_{1/2}$  расщепилась на шесть компонент: средние две являются  $\pi$ -компонентами, остальные четыре  $\sigma$ -компонентами.

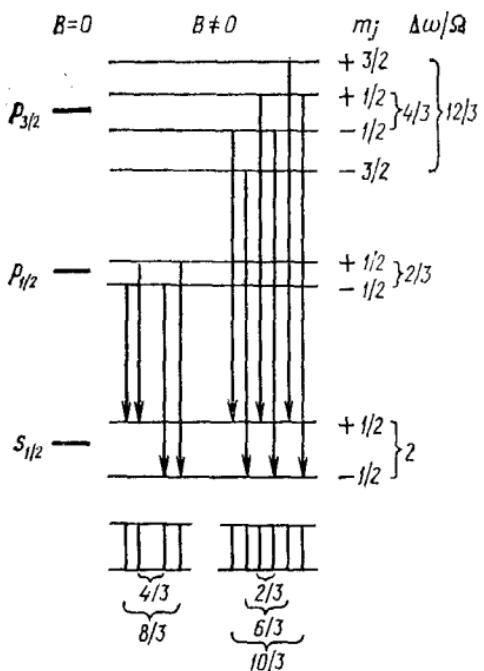


Рис. 73

Расстояния между компонентами приведены в единицах лорентцевского расщепления, т. е. за единицу частоты принята ларморовская частота  $eB/2\mu\text{s}$ .

5. Величины  $gm$ , в формуле (41.10) являются небольшими рациональными числами. Поэтому из приведенной схемы происхождения сложного эффекта Зеемана непосредственно следует правило, эмпирически установленное Рунге (1856—1927) еще в то время, когда физическая природа сложного эффекта была неясна. Правило Рунге утверждает, что расстояния между компонентами, получившимися в сложном эффекте Зеемана в результате расщепления в магнитном поле, являются небольшими рациональными числами,

если за единицу расстояния принять нормальное лорентцевское расщепление  $\Omega$ , получающееся в том же магнитном поле.

Второе правило было установлено также эмпирически до создания теории сложного эффекта Зеемана. Это — правило Престона, состоящее в том, что спектральные линии, имеющие один и тот же сериальный символ, дают одинаковый тип магнитного расщепления независимо от значений главных квантовых чисел. Под сериальным символом понимают выражение вида  $^2P_{3/2} \ ^2D_{5/2}$ , в котором  $^2D_{5/2}$  относится к состоянию, из которого, а  $^2P_{3/2}$  — на которое совершается радиационный переход. При этом значения главных квантовых чисел как в исходном, так и конечном состояниях атома могут быть какими угодно. По правилу Престона, например, компоненты  $^2S_{1/2} \ ^2P_{1/2}$  дублетов главной серии щелочных металлов расщепляются в слабом магнитном поле одинаково независимо от значений главных квантовых чисел и от химических элементов, к которым они принадлежат. То же относится ко вторым компонентам тех же дублетов, а также к мультиплетам резкой и диффузной серий щелоч-

ных металлов. Отступления от правила Престона связаны либо с узостью мультиплетной структуры, когда расстояния между компонентами мультиплета порядка или меньше величины расщепления, вызываемого магнитным полем, либо с нарушением нормальной связи между  $L$  и  $S$ .

6. С возрастанием напряженности магнитного поля, когда воздействие магнитного поля на атом становится сравнимым или больше спин-орбитального взаимодействия, должна меняться и картина расщепления в явлении Зеемана. В этом случае уже нельзя рассматривать поведение каждой компоненты мультиплета тонкой структуры в отдельности, а следует рассматривать *мультиплет в целом*. По мере усиления магнитного поля меняется и сам мультиплет. Особенно простых результатов следует ожидать, когда магнитное поле становится настолько сильным, что магнитное расщепление становится заметно больше ширины первоначального мультиплета. В этом случае можно пренебречь спин-орбитальным взаимодействием и рассматривать вынужденную прецессию векторов  $\mathbf{L}$  и  $\mathbf{S}$  в магнитном поле *независимо друг от друга*. Тогда

$$\mathbf{m} = \mathbf{m}_L + \mathbf{m}_S = -\frac{e\hbar}{2\mu c} (\mathbf{L} + 2\mathbf{S}),$$

и, следовательно,

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 + \frac{e\hbar}{2\mu c} (\mathbf{L} + 2\mathbf{S}) \cdot \mathbf{B} = \mathcal{E}_0 + \Omega\hbar(m_L + 2m_S).$$

Так как, согласно правилам отбора,  $\Delta m_L = \pm 1$  или 0, а  $\Delta m_S = 0$ , то отсюда получаем

$$\Delta\omega = \Delta\mathcal{E}/\hbar = \pm \Omega \text{ или } 0.$$

И, действительно, в 1912 г. Пашен и Бак (1881—1959) обнаружили, что с возрастанием магнитного поля происходят магнитооптические превращения, *конечным результатом которых в сильных полях является простой триплет Зеемана — Лоренца*, хотя в его трех компонентах все еще остаются малые по сравнению с расстояниями между ними и не зависящие от напряженности магнитного поля расщепления того же порядка, что и тонкая структура мультиплетов в отсутствие поля. Это явление получило название *явления Пашена — Бака*.

7. Рис. 74 иллюстрирует, что получается на опыте при фотографировании поперек магнитного поля. В левом верхнем углу первого ряда показана одиночная спектральная линия (синглет) в отсутствие магнитного поля, а под ней — ее расщепление в лоренцевский триплет в магнитном поле. Справа сверху сфотографирован желтый дублет натрия, под ним — расщепление в слабом магнитном поле. Этот случай был рассчитан выше в пункте 4. Наконец, в нижней части рисунка приведен триплет цинка, а под линиями этого триплета — их расщепление в слабом магнитном поле.

8. Сформулируем теперь *количественно*, какие поля должны считаться *слабыми*, а какие *сильными*. Пусть  $\Delta\omega$  означает ширину рассматриваемого мультиплета. Тогда поле будет слабым,

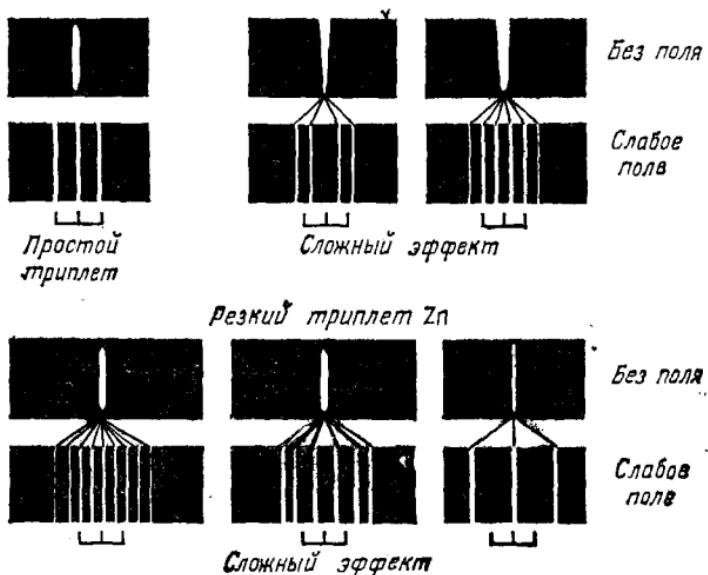


Рис. 74

если  $\Omega \ll \Delta\omega$ , и сильным в противоположном случае. Если перейти к длинам волн, то  $\Delta\omega = |2\pi c \Delta(1/\lambda)| = 2\pi c \Delta\lambda / \lambda^2$ . Подставляя значение  $\Omega = eB/2\mu c$ , найдем, что в случае слабых полей

$$B \ll 4\pi\mu c^2 \Delta\lambda / e\lambda^2. \quad (41.12)$$

Например, в случае резонансной желтой линии натрия  $\lambda = 590$  нм,  $\Delta\lambda = 0,6$  нм, и формула (41.12) дает для слабых полей  $B \ll 3,7 \cdot 10^5$  Гс. Понятно поэтому, почему рассматриваемая линия в полях порядка  $10^4$  Гс дает сложный эффект. Для линии  $L_\alpha$  лаймановской серии водорода  $\lambda = 121,6$  нм,  $\Delta\lambda = 5,3 \cdot 10^{-4}$  нм слабыми являются поля  $B \ll 8000$  Гс. В случае линии  $H_\alpha$  серии Бальмера  $\lambda = 656$  нм,  $\Delta\lambda = 0,0227$  нм (см. задачу к предыдущему параграфу)  $B \ll 1,1 \cdot 10^4$  Гс.

Из этих данных видно, насколько неудачны были названия «нормальный» и «аномальный», которыми долго пользовались для обозначения соответственно простого и сложного эффектов Зеемана. Подавляющее часто встречается сложный эффект, а потому именно его следовало бы считать нормальным, а не аномальным.

### ЗАДАЧИ

- На сколько компонент расщепится в слабом магнитном поле линия щелочного металла с сериальным символом  ${}^2D_{5/2} {}^2F_{7/2}$ ? Сколько из них будет  $\pi$ - и сколько  $\sigma$ -компонент?

Ответ. На 18. Из них шесть  $\pi$ -компонент и двенадцать  $\sigma$ -компонент.

2. С помощью интерферометра Фабри — Перо наблюдается зеемановское расщепление коротковолновой компоненты  $D$ -линии натрия в магнитном поле  $B = 5000$  Гс. Каково должно быть расстояние  $d$  между зеркальными плоскостями интерферометра, чтобы он был пригоден для исследования расщепления рассматриваемой линии?

Решение. Как показано в тексте (см. рис. 73), рассматриваемая линия расщепляется в магнитном поле на шесть равноотстоящих компонент, расстояние между которыми составляет  $\Delta_1\omega = \frac{2}{3}\Omega$ , а между крайними  $\Delta_2\omega = \frac{10}{3}\Omega$ . Спектральный прибор для исследования расщепления должен не только разрешать расщепленные линии, но и не должен давать перекрытия порядков. Значит, область дисперсии прибора должна быть не меньше  $\Delta_2\omega$ . Но область дисперсии  $\Delta\omega$  в частотах дается соотношением  $\Delta\omega = \omega/m$ , где  $m = 2d/\lambda = \omega d/pc$  — порядок спектра. Таким образом, должно быть

$$\omega/m \geq \Delta_2\omega,$$

т. е.

$$\omega \leq \omega/\Delta_2\omega. \quad (41.13)$$

В результате находим

$$d \leq \frac{3}{5} \frac{\pi mc^2}{eB} = 0,64 \text{ см.}$$

Разрешающая способность прибора дается выражением  $N_{\text{эф}}m$ , где  $N_{\text{эф}}$  — эффективное число интерферирующих пучков. Для разрешения необходимо

$$N_{\text{эф}}m \geq \omega/\Delta_1\omega, \text{ т. е. } N_{\text{эф}}m \geq 5\omega/\Delta_2\omega.$$

В сочетании с (41.13) это дает  $N \geq 5$ .

## § 42. Магнитный резонанс

1. В магнитном поле каждый уровень энергии атома расщепляется на  $2J + 1$  подуровней. Подуровни одного и того же уровня отличаются квантовыми числами  $m_J$ , определяющими проекции вектора  $J$  на направление магнитного поля. Расщепление спектральных линий, наблюдаемое в эффекте Зеемана, возникает в результате квантовых переходов между подуровнями различных расщепившихся уровней. Спонтанные переходы между подуровнями одного и того же исходного уровня маловероятны: их вероятность пропорциональна кубу расстояния между подуровнями. Кроме того, в случае одного валентного электрона такие переходы запрещены правилом отбора  $\Delta L \neq 0$ .

Но правила отбора относятся к радиационным переходам *изолированных атомов*. Вынужденные переходы, т. е. переходы под действием внешних силовых полей, могут происходить и тогда, когда эти правила не выполняются. Точно так же могут существенно увеличиться и вероятности соответствующих квантовых переходов, если атом поместить в надлежащее внешнее силовое поле. Именно это происходит с квантовыми переходами между подуровнями одного и того же уровня, расщепившегося в постоянном магнитном поле  $B$ . Они начинают осуществляться с заметными скоростями, если на поле  $B$  наложить поперечное слабое переменное магнитное поле. Цикл явлений и методов