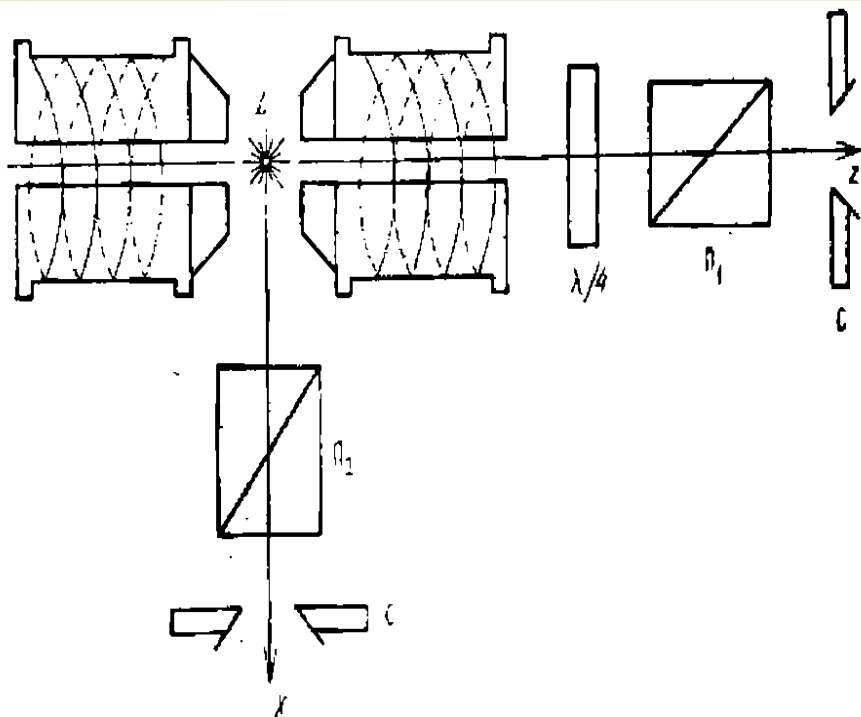


# ОСНОВЫ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ОПТИКИ

## Тема 9 лекция 19

Эффект Зеемана. Элементарная теория эффекта Зеемана. Обратный и сложный эффекты Зеемана. Связь обратного эффекта Зеемана с эффектом Фарадея.

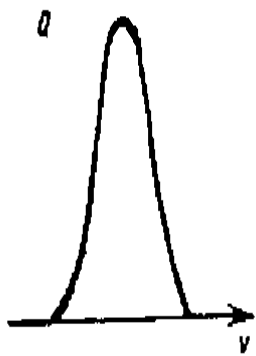
Искусственная анизотропия, обусловленная деформациями, действием внешнего электрического и магнитного поля. Эффект Керра. Эффект Коттона-Мутона. Эффект Поггеля.



Расщепление спектральных линий в сильных магнитных полях получило название *эффекта Зеемана*.

В зависимости от сложности исследуемых линий эффект Зеемана разделяется на два вида – *простой (нормальный)* и *сложный (аномальный)*.

Установка состоит из электромагнита, создающего достаточно сильное магнитное поле (для нормального эффекта порядка  $(10 \div 15) \cdot 10^3$  Э), между полюсами которого располагается источник линейчатого спектра (например, дуга или газоразрядная лампа). Сердечник электромагнита имеет отверстие для наблюдения излучения как поперек магнитного поля (*поперечный эффект*), так и вдоль него (*продольный эффект*). Свет от источника посылается в спектральный прибор высокой разрешающей способности. Для анализа характера поляризации излучаемого света используются анализаторы  $\Pi_1$  и  $\Pi_2$  и четвертьволновая пластинка. Поляризатором света является само магнитное поле.

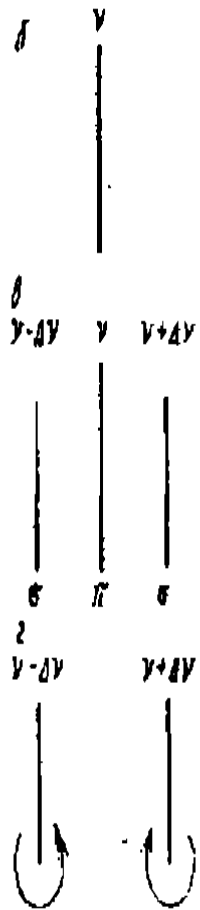


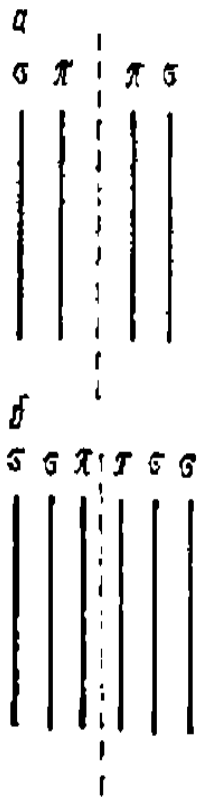
Схематическое изображение нормального эффекта Зеемана: а – контур спектральной линии, б – без магнитного поля (линия не поляризована), в – поперечный эффект, г – продольный эффект

Нормальный эффект Зеемана характерен только для простых спектральных линий, которые принято называть *синглетными*.

Для бесструктурных спектральных линий, имеющих простой контур типа изображенного на рис. 9.3.1, а в (в опытах Зеемана использовалась зелено-голубая линия кадмия), наблюдается нормальный эффект Зеемана, сущность которого сводится к следующему.

Спектральная линия, имеющая в отсутствие магнитного поля частоту  $\nu$  (рис.9.3.1,б), в магнитном поле при поперечном наблюдении представляется в виде трех линий (триплет) с частотами  $\nu - \Delta\nu$  и  $\nu + \Delta\nu$  (рис.9.3.1, в). Первая и третья линии поляризованы так, что колебания в них перпендикулярны к направлению магнитного поля ( $\sigma$ -компоненты), а поляризация средней линии соответствует колебаниям вдоль магнитного поля ( $\pi$ -компонента). При продольном наблюдении эффекта получают две компоненты (дуплет) с частотами  $\nu - \Delta\nu$  и  $\nu + \Delta\nu$ , причем первая линия поляризована по левому кругу, вторая - по правому (рис.9.3.1, г).





Большинство спектральных линий обладает сложной структурой представляют собой *мультиплеты*, т.е. состоят из двух и более тесно расположенных спектральных линий

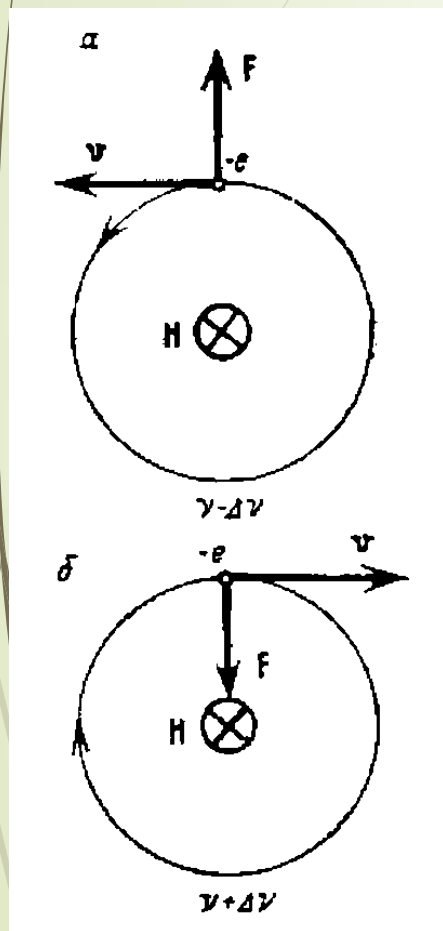
Рис. 9.3.2. Схематическое изображение аномального эффекта Зеемана: а – линия  $D_1$ , б – линия  $D_2$

. Например, желтый дублет натрия расщепляется таким образом, что линия  $D_1$  дает четыре компоненты (рис.9.3.2, а), а линия  $D_2$  – шесть компонент (рис.9.3.2, б). Часть из них является  $\pi$ -компонентами, а часть —  $\sigma$ -компонентами, причем расстояние между компонентами для одних больше, а для других меньше, чем нормальное расщепление в том же магнитном поле. Интенсивность отдельных  $\pi$ - и  $\sigma$ -компонент такова, что смесь всех линий дает неполяризованный свет

Монохроматическое излучение рассматривается при этом как результат движения электрона по простому гармоническому закону, т.е. под действием квазиупругой силы. При включении магнитного поля на осциллирующий электрон начинает действовать сила Лоренца

$$F = e\left(\frac{v}{c}\right)H \sin(\nu, H) \quad (9.3.1)$$

в отсутствие поля влияние магнитного поля на движущийся электрон разложим на колебательное движение электрона на компоненты. Одной будет гармоническое колебание вдоль направления поля, а двумя другими – круговые равномерные движения (правое и левое) в плоскости, перпендикулярной к этому направлению.



Для отрицательного заряда такое разложение представлено на рис.9.3.3. Колебательное движение электрона вдоль поля остается неизменным и происходит с первоначальной частотой  $\nu$ . Круговые же движения под действием магнитного поля в этом случае будут происходить с меньшей ( $\nu - \Delta\nu$ ) или большей ( $\nu + \Delta\nu$ ) частотой в зависимости от того, уменьшает (см.рис.9.3.3, а) поле центробежную силу, действующую на электрон, или увеличивает ее (см.рис.9.3.3, б). В соответствии с этим излучение электрона будет более сложным

Для отрицательного заряда электрона линия с частотой ( $\nu - \Delta\nu$ ) (красная компонента) будет поляризована по левому кругу (см.рис.9.3.3,а), а линия с частотой ( $\nu + \Delta\nu$ ) (фиолетовая компонента) – по правому кругу (см.рис.9.3.3, б).

Для положительного заряда направление круговой поляризации будет обратным

Электрон на орбите в отсутствие магнитного поля удерживается квазиупругой силой, которая равна центростремительной силе:

$$fr = mr\omega_0^2 \qquad \omega_0^2 = f/m$$

При включении магнитного поля на электрон начинает действовать добавочная сила Лоренца, равная  $\pm e r \omega H / c$ , так как  $V = r\omega$  и  $\sin(v, H) = 1$ , поскольку поле перпендикулярно к плоскости орбиты ( $\omega$  – угловая скорость электрона при наличии поля  $H$ ). Сила Лоренца действует вдоль радиуса круговой орбиты, т.е. изменяет центростремительную силу, а следовательно, и частоту обращения электрона

Уравнения левого и правого вращательного движения электрона запишутся соответственно в виде

$$\left. \begin{aligned} fr - er\omega_{лев} \frac{H}{c} &= m\omega_{лев}^2 r \\ fr + er\omega_{пр} \frac{H}{c} &= m\omega_{пр}^2 r \end{aligned} \right\}$$

Сократив на  $r$  и переставив члены, получим два квадратных уравнения

$$\left. \begin{aligned} m\omega_{лев}^2 + c\omega_{лев} \frac{H}{c} - f &= 0 \\ m\omega_{пр}^2 - c\omega_{пр} \frac{H}{c} - f &= 0 \end{aligned} \right\}$$

Решение :

$$\omega_{лев} = -\frac{1}{2} \frac{eH}{mc} \pm \sqrt{\frac{f}{m} + \frac{1}{4} \frac{e^2 H^2}{m^2 c^2}} \qquad \omega_{пр} = \frac{1}{2} \frac{eH}{mc} \pm \sqrt{\frac{f}{m} + \frac{1}{4} \frac{e^2 H^2}{m^2 c^2}}$$

Учитывая, что угловая частота обращения электрона в отсутствие магнитного поля :

$$\omega_0^2 = f/m$$

Получим : 
$$\sqrt{\frac{f}{m} + \frac{1}{4} \frac{e^2 H^2}{m^2 c^2}} = \omega_0 \sqrt{1 + \frac{1}{4} \frac{e^2 H^2}{m^2 \omega_0^2 c^2}}$$

при  $(\omega_0 \sim 10^{15} \text{ c}^{-1})$   $(\frac{1}{4})(e^2 H^2 / m^2 \omega_0^2 c^2) \sim 10^{-6}$

частота величина положительная, следовательно :

$$\omega_{\text{лев}} = \omega_0 - \frac{1}{2} \frac{eH}{mc} \qquad \omega_{\text{пр}} = \omega_0 + \frac{1}{2} \frac{eH}{mc}$$

Таким образом, величина расщепления :

$$\Delta\omega = \omega - \omega_0 = \pm \frac{1}{2} \frac{eH}{mc}$$

т.е. пропорциональна напряженности магнитного поля. При переходе от  $\omega$  к  $\nu$  имеем :

$$\Delta\nu = \frac{\Delta\omega}{2\pi} = \pm \frac{1}{4\pi} \frac{eH}{mc} \qquad (9.3.2)$$

формула Лоренца

Дает возможность на основании измерений  $\Delta\nu$  и  $H$  вычислить отношение  $\frac{e}{m}$ , т.е. определить удельный заряд электрона

При наложении магнитного поля в направлении, параллельном вектору напряженности, наблюдаются две линии поглощения, сдвинутые в сторону больших и меньших частот симметрично по обе стороны относительно положения первоначальной спектральной линии на величину  $\Delta\nu$ . Величина сдвига определяется соотношением Лоренца (9.3.2), как и в случае нормального эффекта Зеемана, причем  $\Delta\nu$  растет пропорционально напряженности магнитного поля  $H$ . В направлении, перпендикулярном к  $H$ , кроме первоначальной линии  $\nu_0$  наблюдается еще две линии меньшей и большей частот, расположенные на расстоянии  $\Delta\nu$ , определяемом соотношением (9.3.2). Интенсивность поглощения зависит от характера поляризации падающего света.

**Расщепление спектральных линий в поле при поглощении – называют обратным эффектом Зеемана.**

Экспериментальная установка для наблюдения обратного эффекта аналогична установке для изучения прямого эффекта Зеемана. Источник света должен быть вынесен из пространства между полюсами магнита, а на его место помещено поглощающее вещество

$$\Delta\nu = \frac{\Delta\omega}{2\pi} = \pm \frac{1}{4\pi} \frac{eH}{mc} \quad (9.3.2)$$



## Смысл обратного эффекта Зеемана

Под действием магнитного поля собственные частоты вещества меняются, следовательно, меняется и положение линий поглощения, т.е. происходит расщепление

Согласно формуле Релея это приводит к изменению показателя преломления. Таким образом устанавливается связь между обратным эффектом Зеемана и явлением вращения плоскости поляризации в магнитном поле (эффект Фарадея).

$$u = v - \lambda \frac{dv}{d\lambda}$$

вдоль направления магнитного поля вследствие расщепления оптической собственной частоты электрона на две:

$$\nu'_0 = \nu_0 - \Delta\nu$$

$$\nu''_0 = \nu_0 + \Delta\nu$$

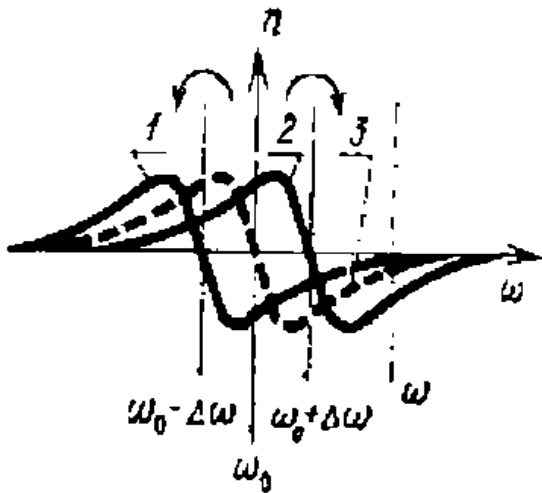
показатели преломления для волн, поляризованных по правому и левому кругам, будут различны. Выражения для них можно получить, воспользовавшись формулой

$$n^2 = \varepsilon = 1 + \frac{4\pi N \left( \frac{e^2}{m} \right)}{(\omega_0^2 - \omega^2) + i\gamma\omega}$$

вдали от линии поглощения можно пренебречь коэффициентом  $\gamma$

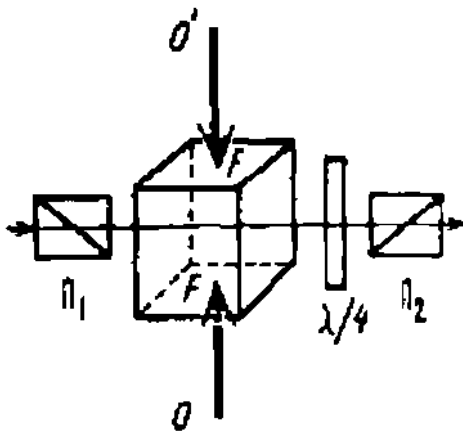
$$\left. \begin{aligned} n_{лев}^2 &= 1 + \frac{A}{\nu_0'^2 - \nu^2} \\ n_{пр}^2 &= 1 + \frac{A}{\nu_0''^2 - \nu^2} \end{aligned} \right\} (9.3.3).$$

где  $n_{лев}$  и  $n_{пр}$  – показатели преломления для волн частоты  $\nu$ , поляризованных соответственно по левому и правому кругам;  $A$  – величина, объединяющая все константы



Из рисунка 9.3.4 видно, что для какой-либо частоты  $\omega$  в магнитном поле появляется двойное (вращательное) преломление. Этот эффект особенно велик вблизи собственных частот поглощения

Рис. 9.3.4 Кривые дисперсии в отсутствие магнитного поля (3) и при магнитном поле для лучей, поляризованных по левому (1) и правому (2) кругам



Главные плоскости поляризаторов  $\Pi_1$  и  $\Pi_2$  должны составлять угол  $45^\circ$  с оптической осью анизотропного тела. Обыкновенный и необыкновенный лучи распространяются в направлении, перпендикулярном к  $OO'$ , не расходясь, но с различными скоростями. Для количественного измерения разности показателей преломления  $n_o - n_e$  в схему введена пластинка в четверть длины волны

Рис. 9.3.5

Схема наблюдения двойного лучепреломления, возникающего при механической деформации

Разность показателей преломления  $n_o - n_e$  пропорциональна давлению  $F$

$$n_o - n_e = kF$$

Разность фаз при прохождении слоя  $d$

$$\varphi = \left( \frac{2\pi d}{\lambda} \right) (n_o - n_e) = gFd \quad \text{где} \quad g = \frac{2\pi k}{\lambda} \quad \text{может быть положительна или отрицательна.}$$

### Эффект Максвелла

Оптическая анизотропия может возникнуть и в потоке жидкости при наличии градиента скорости движения жидкости. Она называется **натяжением** и аналогична анизотропии, возникающей в твердых телах при деформации

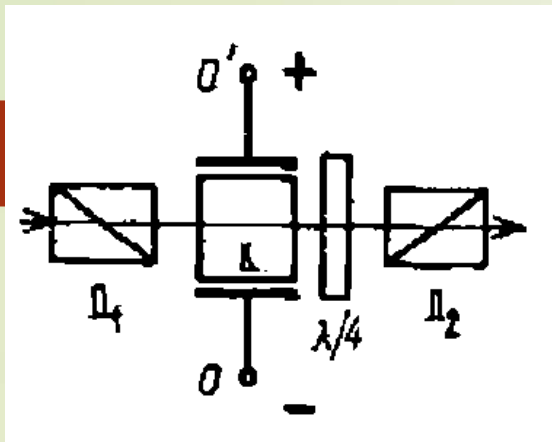


Рис. 9.3.6  
 Схема наблюдения двойного лучепреломления в электрическом поле

Для монохроматического света данной длины волны  $\lambda$  разность показателей преломления пропорциональна квадрату напряженности поля

$$n_e - n_o = kE^2$$

$k$  константа, характеризующая жидкость

При прохождении светом толщины жидкости  $d$  между обыкновенным и необыкновенным лучами возникает разность хода

Разность фаз при этом равна :  $\Delta = (n_e - n_o)d = kdE^2$

$$\varphi = \left(2\pi/\lambda\right)\Delta = 2\pi\left(k/\lambda\right)dE^2 \quad \varphi = 2\pi BdE^2 \quad B = k/\lambda \quad \text{постоянная Керра}$$

Благодаря квадратичной зависимости  $\varphi$  от  $E$  разность фаз между обыкновенным и необыкновенным лучами не зависит от направления электрического поля

Искусственная анизотропия среды может быть создана и наложением внешнего магнитного поля. При этом также возникает двойное лучепреломление света (*эффект Коттона-Мутона*, 1907)

Анизотропия среды под действием магнитного поля возникает либо благодаря ориентации парамагнитных молекул (по аналогии с полярными молекулами), либо благодаря анизотропии магнитной восприимчивости

Схема опыта по наблюдению двойного лучепреломления в магнитном поле аналогична схеме опыта по наблюдению эффекта Керра

$$\Delta = (n_e - n_o)d = DdH^2$$

где  $d$  – толщина жидкости;  $H$  – напряженность магнитного поля;  $D$  – константа, характеризующая свойства среды

Разность фаз при этом :

$$\varphi = \left(2\pi/\lambda\right)\Delta = 2\pi\left(D/\lambda\right)dH^2$$

$$\varphi = 2\pi C d H^2$$

$$C = D/\lambda$$

*постоянная Коттона-Мутона*