

где  $D$  и  $C = D/\lambda$  — постоянные, зависящие от свойств среды и ее физического состояния. Для «постоянной Коттона — Мутона» в нитробензоле измерения дают  $C = 2,23 \cdot 10^{-12}$  СГСМ. В магнитном поле  $B = 20\,000$  Гс на пути  $l = 10$  см возникает разность фаз  $\varphi = 0,056$  рад, т. е. всего 3,2 градуса.

### § 91. Линейный электрооптический эффект Погкельса

1. Свободные колебания гармонического осциллятора описываются уравнением  $\ddot{r} + 2\gamma\dot{r} + \omega_0^2 r = 0$ . Они происходят около положения равновесия  $r = 0$ . Допустим теперь, что осциллятор находится в постоянном электрическом поле  $E_0$ . Тогда в отсутствие других внешних сил будет

$$\ddot{r} + 2\gamma\dot{r} + \omega_0^2 r = -\frac{e}{m} E_0.$$

Теперь положение равновесия сместится от начала координат на расстояние  $r_0 = -eE_0/(m\omega_0^2)$ . Обозначим через  $q$  расстояние колеблющейся частицы от нового положения равновесия. Тогда  $r = r_0 + q$ , и после подстановки в предыдущее уравнение получится

$$\ddot{q} + 2\gamma\dot{q} + \omega_0^2 q = 0.$$

Отсюда видно, что в постоянном внешнем электрическом поле колебания осциллятора останутся гармоническими с *прежней частотой*  $\omega_0$ , но они будут происходить около нового положения равновесия. Таким образом, постоянное электрическое поле не изменяет собственную частоту гармонического осциллятора, а только смещает положение равновесия, около которого совершаются свободные колебания.

В случае колебаний с большой амплитудой модель гармонического осциллятора может оказаться непригодной. В простейшем случае к квазиупругой силе  $m\omega_0^2 r$  надо добавить член, пропорциональный квадрату смещения частицы из положения равновесия (начала координат). Свободные колебания такого *ангармонического осциллятора* описываются уравнением  $\ddot{r} + 2\gamma\dot{r} + \omega_0^2 r + \beta r^2 = 0$ , где  $\beta$  — постоянная. При наличии внешнего постоянного электрического поля  $E_0$  уравнение колебаний переходит в

$$\ddot{r} + 2\gamma\dot{r} + \omega_0^2 r + \beta r^2 = -\frac{e}{m} E_0.$$

Теперь положение равновесия  $r = r_0$  определится из уравнения

$$\omega_0^2 r_0 + \beta r_0^2 = -eE_0/m.$$

Из двух корней этого квадратного уравнения надо взять тот, который мало отличается от ранее найденного значения  $r_0 = -eE_0/(m\omega_0^2)$  без учета ангармоничности (так как последняя

предполагается малой). Пусть по-прежнему  $q$  означает отклонение колеблющейся частицы от нового положения равновесия, так что  $r = r_0 + q$ . Предполагая колебания малыми, пренебрежем квадратами  $q$ . Тогда

$$\ddot{q} + 2\gamma\dot{q} + (\omega_0^2 + 2\beta r_0)q = 0.$$

Отсюда видно, что во внешнем постоянном электрическом поле малые колебания ангармонического осциллятора в рассматриваемом приближении опять будут гармоническими. Однако при наличии ангармоничности внешнее поле  $E_0$  не только смещает положение равновесия, но и изменяет собственную частоту осциллятора. Изменение квадрата собственной частоты осциллятора приближенно равно  $\Delta\omega_0^2 = 2\beta r_0$ , или в том же приближении

$$\Delta\omega_0^2 = -\frac{2e\beta}{m\omega_0^2} E_0. \quad (91.1)$$

2. Смещение собственных частот меняет кривую дисперсии, т. е. показатель преломления  $n$  среды. В простейшем случае, когда собственная частота  $\omega_0$  одна, величина  $n$  вдали от линии поглощения зависит только от разности  $\omega^2 - \omega_0^2$ , как это видно из формулы (84.9). Тогда изменение  $n$  в статическом электрическом поле  $E_0$  определяется выражением

$$\Delta n = \frac{\partial n}{\partial \omega_0^2} \Delta\omega_0^2 = -\frac{\partial n}{\partial \omega_0^2} \frac{2e\beta}{m\omega_0^2} E_0.$$

Это выражение можно преобразовать, заметив, что  $\partial f / \partial \omega_0^2 = -\partial f / \partial \omega^2$ . Тогда

$$\Delta n = \frac{\partial n}{\partial \omega^2} \frac{2e\beta}{m\omega_0^2} E_0 = \frac{\partial n}{\partial \omega} \frac{e\beta}{m\omega\omega_0^2} E_0. \quad (91.2)$$

При фиксированном направлении внешнего поля  $E_0$  величина  $\Delta n$  зависит от направления распространения света. Это сказывается на двойном преломлении среды. Изменение двойного преломления вещества из-за смещения собственной частоты во внешнем электрическом поле называется электрооптическим эффектом Поக்கельса. В этом эффекте изменения показателей преломления пропорциональны первой степени внешнего поля  $E_0$ , в отличие от эффекта Керра, где они пропорциональны квадрату поля.

Эффект Поக்கельса может наблюдаться только в кристаллах, не обладающих центром симметрии. Дело в том, что он линеен относительно внешнего поля  $E_0$ . Поэтому при изменении направления поля  $E_0$  на противоположное должен меняться на противоположный и знак изменения  $\Delta n$  показателя преломления. Но в кристаллах с центром симметрии это невозможно, так как оба взаимно противоположных направления внешнего поля физически совершенно эквивалентны.

Из механизма явления ясно, что эффект Погкельса по крайней мере столь же *безынерционен*, что и эффект Керра. Поэтому он, наряду с эффектом Керра, нашел применение (например, в технике лазеров) в качестве *оптических затворов* и *высокочастотных модуляторов света*. Соответствующее устройство называется *ячейкой Погкельса*. Она представляет собой кристалл, помещаемый между двумя скрещенными николями. Такое устройство действует так же, как и ячейка Керра. Николи не пропускают свет, когда нет внешнего электрического поля, но при наложении такого поля пропускание появляется. Необходимо, чтобы кристалл до наложения внешнего электрического поля не давал двойного преломления. Этого можно достигнуть, если взять оптически одноосный кристалл, вырезанный перпендикулярно к оптической оси, а свет направить вдоль этой оси. Внешнее поле  $E_0$  может быть направлено либо перпендикулярно (*поперечный модулятор света*), либо параллельно распространению света (*продольный модулятор*).

## § 92. Эффект Зеемана

1. В 1896 г. Зееман (1865—1943) обнаружил, что спектральные линии определенным образом расщепляются, если источник света поместить в магнитное поле. В опыте Зеемана исследовалась очень узкая зелено-голубая линия кадмия и применялись магнитные поля с напряженностью 10 000—15 000 Гс. Г. А. Лорентц, развивавший в то время электронную теорию, сразу же объяснил явление

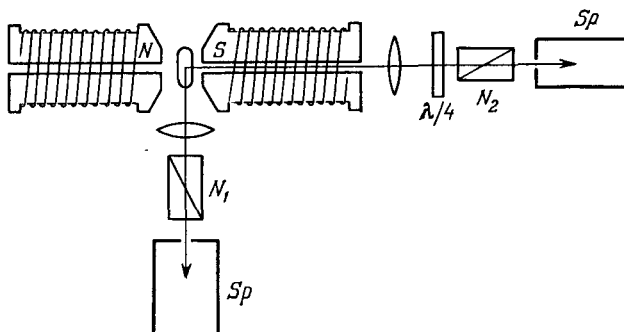


Рис. 312.

Зеемана и тем самым придал дальнейшим исследованиям планомерный и целенаправленный характер.

Применяемая схема для наблюдения и исследования явления приведена на рис. 312. Источник света с линейчатым спектром (например, газоразрядная трубка или вакуумная дуга) помещается между полюсами электромагнита, создающего достаточно однород-