

сивностях, то отсюда следует, что в этих опытах число возбужденных молекул было пренебрежимо мало по сравнению с числом невозбужденных, т. е. было относительно мало среднее время жизни молекулы в возбужденном состоянии. И действительно, для веществ, с которыми имел дело Вавилов в своих опытах, это время не превышало 10^{-8} с. Можно было бы ожидать, что при больших временах жизни и больших интенсивностях света число молекул в основном состоянии (которые практически только и поглощают свет) уменьшится и закон Бугера перестанет выполняться. Выбрав специально вещества с большими временами жизни в возбужденном состоянии, Вавилов наблюдал уменьшение коэффициента поглощения при увеличении интенсивности света. Это было первым примером, где наблюдалось *нарушение принципа суперпозиции в оптике*.

После открытия лазеров, сделавших возможным получение световых волн с напряженностями электрических полей, сравнимыми с внутримолекулярными и внутриатомными, класс подобных «нелинейных» оптических явлений быстро расширился. Их изучением занимается *нелинейная оптика* — самостоятельная обширная и быстро развивающаяся наука. Краткое представление об этих явлениях будет дано в последней (XI) главе этого тома.

§ 90. Двойное преломление в электрическом и магнитном полях

1. Электромагнитная природа света и вещества заставляет ожидать, что оптические свойства вещества должны изменяться при его внесении в электрическое и магнитное поле. Действительно, такие изменения были обнаружены на опыте. Сначала Фарадей в 1846 г. открыл магнитооптическое явление — *вращение плоскости поляризации света в магнитном поле*. Затем Керр (1824—1907) в 1875 г. открыл «электрооптическое явление», названное его именем. В 1877 г. тот же Керр нашел, что намагниченное железное зеркало иначе отражает поляризованный свет, чем ненамагниченное. В дальнейшем были открыты и другие *электрооптические и магнитооптические явления*.

Электрооптический эффект Керра состоит в том, что многие изотропные тела при введении в постоянное электрическое поле становятся оптически анизотропными. Они начинают вести себя подобно одноосным двупреломляющим кристаллам, оптическая ось которых параллельна приложенному электрическому полю.

Сам Керр наблюдал это явление сначала на стекле, вводимом в электрическое поле. В этом случае, а также в случае всех других твердых тел оптическая анизотропия может быть вторичным явлением, а именно может возникать в результате механических деформаций, производимых электрическим полем. Однако последующие исследования самого Керра и других ученых показали, что явление

наблюдается также в жидкостях и даже газах, где механическая анизотропия исключена. Кроме того, «чистый эффект Керра» можно отделить от эффекта, вызванного механическими деформациями, исследуя явление в переменных полях: при внезапном включении или выключении электрического поля механические деформации возникают и исчезают не сразу, а с некоторой задержкой, тогда как явление Керра в чистом виде (наблюдаемое в жидкостях и газах) происходит *практически безынерционно* (см. пункт 5).

Как и всякое двойное преломление, эффект Керра можно обнаружить, помещая между скрещенными николями N_1 и N_2 плоский конденсатор, заполненный исследуемым веществом (рис. 308, ср. с рис. 278). В отсутствие внешнего электрического поля свет через систему не проходит. При наложении электрического поля возникает *двойное преломление*, вследствие чего свет по выходе из конденсатора становится *поляризованным эллиптически* и частично проходит через николь N_2 , — поле зрения просветляется. Вводя компенсатор K , можно измерить разность фаз между обоими лучами, возникшими при двойном преломлении, и таким образом найти разность $n_e - n_o$ между необыкновенным n_e и обыкновенным n_o показателями преломления исследуемого вещества в электрическом поле. Ввиду малых значений указанной разности ее измерение возможно только интерференционными методами, аналогичными изложенному.

Небольшим изменением описанного опыта можно для жидкостей найти обе разности $n_e - n$ и $n_o - n$. Для этого по предложению Л. И. Мандельштама можно воспользоваться, например, интерферометром Жамена. Исследуемая жидкость наливается в кювету, а конденсатор погружается в нее целиком (рис. 309). Один из интерферирующих лучей проходит внутри, а другой — снаружи конденсатора. Николь-поляризатор N устанавливается так, чтобы свет был поляризован либо в плоскости рисунка, либо перпендикулярно к ней. При наложении электрического поля показатель преломления n наружного луча не изменяется, тогда как луч, проходящий между пластинами конденсатора, становится либо необыкновенным, либо обыкновенным (в зависимости от установки николя). По смещению интерференционных полос можно вычислить $n_e - n$ и $n_o - n$.

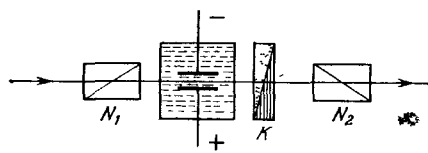


Рис. 308.

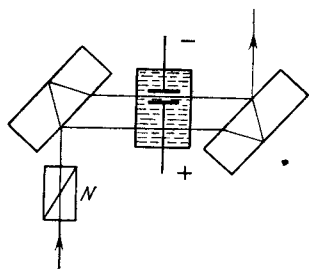


Рис. 309.

2. В дальнейшем предполагается, что внешнее электрическое поле *однородно*, а луч распространяется перпендикулярно к нему. Внешнее поле обозначается через E_0 , в отличие от поля E самой волны. Очевидно, разность $n_e - n_o$ является функцией компонент поля E_{0x} , E_{0y} , E_{0z} . Если (свободная от поля) среда *изотропна*, то эта функция не может зависеть от направления вектора E_0 . В частности, она не должна изменяться при изменении знаков своих аргументов, т. е. быть *четной* по отношению к каждому из них. Поэтому ее разложение в степенной ряд должно содержать только *четные степени*. В слабых электрических полях, какими являются все поля, применяемые на опыте, можно сохранить только первые — *квадратичные* — члены этого разложения. В силу уже отмеченной изотропии среды они войдут только в виде квадратов E_{0x}^2 , E_{0y}^2 , E_{0z}^2 и притом с одним и тем же коэффициентом. Поэтому их можно объединить, написав

$$n_e - n_o = qE_0^2, \quad (90.1)$$

где коэффициент q зависит только от рода вещества и его состояния, а также от длины световой волны λ . Опыт действительно подтвердил формулу (90.1). Разность фаз между необыкновенным и обыкновенным лучами после прохождения через конденсатор будет

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} (n_e - n_o) l = 2\pi B l E^2, \quad (90.2)$$

где l — толщина проходимого слоя вещества, а $B \equiv q/\lambda$ — так называемая *постоянная Керра*. Она увеличивается при уменьшении длины волны (дисперсия) и сильно уменьшается с повышением температуры.

Т а б л и ц а 9

Вещество	Температура, °C	Постоянная Керра B , СГСЭ-ед.	Вещество	Температура, °C	Постоянная Керра B , СГСЭ-ед.
<i>Жидкости</i>			<i>Газы</i>		
Нитробензол	20	$2,2 \cdot 10^{-5}$	Этиловый спирт	18	$9,2 \cdot 10^{-10}$
Нитротолуол	20	$1,2 \cdot 10^{-5}$	Ацетон	83	$5,4 \cdot 10^{-10}$
Хлорбензол	20	$1 \cdot 10^{-6}$	Сероуглерод	57	$3,6 \cdot 10^{-10}$
Вода	20	$4,7 \cdot 10^{-7}$	Этиловый эфир	63	$-0,66 \cdot 10^{-10}$
Сероуглерод	20	$3,2 \cdot 10^{-7}$	Этиленовый спирт	20	$-1,7 \cdot 10^{-10}$
Бензол	20	$6 \cdot 10^{-8}$			
Хлороформ	20	$-3,5 \cdot 10^{-8}$			

В табл. 9 приведены значения постоянной Керра для некоторых жидкостей и газов ($\lambda = 589$ нм, давление в случае газов 760 мм рт. ст.). Для большинства веществ $n_e > n_o$, т. е. постоянная Керра положительна. Это соответствует анизотропии *положительного кри-*

талла. Значительно реже встречаются случаи, когда $B < 0$ (этиловый эфир, многие масла и спирты). Максимальным значением B из всех исследованных веществ обладает нитробензол.

Чтобы составить представление о порядке величины эффекта Керра, приведем следующий пример. Пусть расстояние между пластинами «конденсатора Керра» равно 1 мм, а напряжение между ними 1500 В, так что $E_0 = 15000 \text{ В/см} = 50 \text{ СГСЭ-ед}$. Если конденсатор заполнен жидким нитробензолом, то при $l = 5 \text{ см}$ возникшая разность фаз будет $\varphi = \pi/2$. Такой конденсатор может служить пластинкой $\lambda/4$. Нетрудно обнаружить и значительно меньшие разности фаз. Поэтому эффект Керра в нитробензоле находит широкие технические применения.

3. Эффект Керра — явление более простое и теоретически лучше изучено, чем искусственная анизотропия при механических деформациях. Это и понятно. В последнем случае проявляется воздействие сложных молекулярных полей на молекулы тела, подвергшегося деформации. Оно плохо изучено и значительно сложнее соответствующего сравнительно простого воздействия постоянного однородного электрического поля. Кроме того, явление Керра удалось наблюдать в газах, для которых теория развита наиболее глубоко и подробно. Изучение явления Керра в газах совместно с рефракцией и деполяризацией рассеянного света позволяет определить тензор поляризуемости молекул.

Явление Керра объясняется анизотропией самих молекул. Количественная теория для газов была развита Ланжевенем (1872—1946) в 1910 г. В ней анизотропия молекулы характеризовалась *только тензором поляризуемости*. В отсутствие электрического поля анизотропные молекулы ориентированы в пространстве хаотически, так что среда в целом макроскопически изотропна. При наложении внешнего электрического поля молекулы преимущественно ориентируются осями наибольшей поляризуемости вдоль поля, вследствие чего среда становится анизотропной. В общем случае произвольного тензора поляризуемости вычисления очень громоздки. Однако сущность теории и ее основные результаты, по крайней мере качественно, можно передать, предполагая, что молекулы *полностью анизотропны*, что очень сильно упрощает вычисления. Это и делается ниже. *Полностью анизотропной* называется такая молекула, внутри которой электрические заряды могут смещаться только в определенном направлении, называемом *осью молекулы*. Моделью такой молекулы может служить палочка, вдоль которой и может происходить смещение зарядов¹⁾.

¹⁾ Полностью анизотропных молекул, конечно, не существует. Поляризуемость реальной молекулы можно характеризовать *главными значениями* $\beta_x, \beta_y, \beta_z$ тензора поляризуемости. Если одно из этих главных значений очень велико по сравнению с остальными двумя, то такая молекула может служить хорошим приближением к полной анизотропии,

При проведении расчета (подчеркнем это еще раз) надо соблюдать осторожность, чтобы не спутать внешнее поле E_0 с полем E электромагнитной волны, которое предполагается монохроматическим. Роль постоянного поля E_0 сводится к созданию в среде определенного распределения молекул по их направлениям в пространстве. Переменное же поле E создает в ней переменную электрическую поляризацию P , определяющую показатели преломления электромагнитной волны.

Переменный дипольный момент p полностью анизотропной молекулы создается только составляющей поля E , параллельной ее оси. Он равен $p = \beta E_s s = \beta (Es) s$, где s — единичный вектор в направлении оси молекулы, а β — ее поляризуемость в том же направлении. Очевидно, p можно представить в виде $p = \beta E s_E s$. Направление внешнего поля E_0 примем за ось X , а направление распространения волны — за ось Z . Допустим сначала, что электрический вектор E волны направлен по оси X . Тогда $s_E = s_x$, и следовательно,

$$p_x = \beta E s_x^2, \quad p_y = \beta E s_x s_y, \quad p_z = \beta E s_x s_z.$$

Все направления, перпендикулярные к оси X , для распределения молекул равновероятны. Усредняя по этим направлениям, найдем: $s_x s_y = s_x s_z = 0$. Следовательно, для средних значений проекций дипольного момента получится

$$\bar{p}_x = \beta E \bar{s}_x^2, \quad \bar{p}_y = \bar{p}_z = 0,$$

а для вектора поляризации

$$P_x = N \beta E \bar{s}_x^2, \quad P_y = P_z = 0.$$

Вектор поляризации среды, таким образом, направлен по E и равен

$$P = N \beta E \bar{s}_x^2.$$

Соответствующая поляризуемость среды

$$\alpha_x = N \beta \bar{s}_x^2.$$

Показатель преломления будет *необыкновенным*. Для него и диэлектрической поляризуемости получаем

$$\epsilon_x = n_x^2 = 1 + 4\pi N \beta \bar{s}_x^2.$$

Так как показатель преломления газа близок к единице, то

$$n_x \approx 1 + 2\pi N \beta \bar{s}_x^2 = 1 + 2\pi N \beta \overline{\cos^2 \vartheta}, \quad (90.3)$$

где ϑ — угол между осью молекулы и внешним полем E_0 (т. е. осью X). Если распределение молекул изотропно (т. е. внешнего поля нет), то $\bar{s}_x^2 = \bar{s}_y^2 = \bar{s}_z^2$. Но $s_x^2 + s_y^2 + s_z^2 = 1$, а потому $\bar{s}_x^2 = 1/3$.

Значит, среда будет оптически изотропна, причем

$$n = 1 + \frac{2\pi}{3} N\beta. \quad (90.4)$$

Если поле E направлено вдоль оси Y , то $s_E = s_y$. В этом случае показатель преломления будет *обыкновенным*. Для него расчет, аналогичный приведенному выше, дает

$$n_o = 1 + 2\pi N\beta \overline{s_y^2}.$$

Чтобы вычислить $\overline{s_y^2}$, представим проекции единичного вектора \mathbf{s} в полярной системе координат с полярной осью вдоль поля E :

$$s_x = \cos \vartheta, \quad s_y = \sin \vartheta \cos \varphi, \quad s_z = \sin \vartheta \sin \varphi,$$

где φ — соответствующий азимут. Он с равной вероятностью может принимать все значения от 0 до 2π . Поэтому

$$\overline{s_y^2} = \overline{\sin^2 \vartheta \cos^2 \varphi} = \overline{\sin^2 \vartheta} \overline{\cos^2 \varphi} = \frac{1}{2} \overline{\sin^2 \vartheta}.$$

Следовательно,

$$n_o = 1 + \pi N\beta \overline{\sin^2 \vartheta}. \quad (90.5)$$

Прежде чем проводить дальнейшие вычисления, отметим одно следствие теории. Вычитая соотношение (90.4) из соотношений (90.3) и (90.5), получим

$$n_e - n = 2 \left(\overline{\cos^2 \vartheta} - \frac{1}{3} \right) \pi N\beta,$$

$$n_o - n = \left(\overline{\sin^2 \vartheta} - \frac{2}{3} \right) \pi N\beta = \left(\frac{1}{3} - \overline{\cos^2 \vartheta} \right) \pi N\beta.$$

Отсюда

$$\frac{n_e - n}{n_o - n} = -2. \quad (90.6)$$

Это соотношение, как показали тщательные измерения, хорошо выполняется для большинства веществ.

Найдем теперь постоянную Керра B . Из (90.3) и (90.5) получаем

$$n_e - n_o = 2\pi N\beta \left(\overline{\cos^2 \vartheta} - \frac{1}{2} \overline{\sin^2 \vartheta} \right) = 3\pi N\beta \left(\overline{\cos^2 \vartheta} - \frac{1}{3} \right),$$

или на основании (90.4)

$$n_e - n_o = 9 \frac{n-1}{2} \left(\overline{\cos^2 \vartheta} - \frac{1}{3} \right). \quad (90.7)$$

Для дальнейших вычислений воспользуемся формулой Больцмана

$$dw = \text{const} \cdot e^{-U/kT} d\Omega, \quad (90.8)$$

которая определяет вероятность $d\omega$ направления оси молекулы в пределах телесного угла $d\Omega$. Потенциальная энергия молекулы в электрическом поле E_0 равна $U = p^2/(2\beta) - pE_0 \cos \vartheta$. Первый член есть энергия, затраченная на создание диполя с дипольным моментом $p = \beta E_0 \cos \vartheta$, второй — потенциальная энергия этого диполя в электрическом поле E_0 . Сумма обоих членов $U = -\frac{1}{2} \beta E_0^2 \cos^2 \vartheta$. Поскольку она зависит только от угла ϑ , в качестве телесного угла $d\Omega$ удобно взять $2\pi \sin \vartheta d\vartheta$ и переписать формулу Больцмана в виде

$$d\omega = C e^{-U/kT} \sin \vartheta d\vartheta, \quad (90.9)$$

где C — постоянная нормировки. Предполагая, что выполнено условие $|U/kT| \ll 1$, разложим экспоненциальную функцию в ряд и оборвем его на линейном члене:

$$e^{-U/kT} = 1 - \frac{U}{kT} = 1 + \frac{1}{2kT} \beta E_0^2 \cos^2 \vartheta.$$

Постоянную C определим из условия нормировки:

$$C \int_0^\pi \left(1 + \frac{1}{2kT} \beta E_0^2 \cos^2 \vartheta \right) \sin \vartheta d\vartheta = 2C \left(1 + \frac{1}{3} \frac{\beta E_0^2}{2kT} \right) = 1.$$

Следовательно,

$$d\omega = \frac{1}{2} \frac{1 + \beta E_0^2 \cos^2 \vartheta / (2kT)}{1 + \beta E_0^2 / (6kT)} \sin \vartheta d\vartheta = \left[\frac{1}{2} + \frac{\beta E_0^2}{4kT} \left(\cos^2 \vartheta - \frac{1}{3} \right) \right] \sin \vartheta d\vartheta,$$

$$\overline{\cos^2 \vartheta} - \frac{1}{3} = \int_{\vartheta=0}^{\vartheta=\pi} (\cos^2 \vartheta - 1) d\omega = \frac{2}{45} \frac{\beta E_0^2}{kT}.$$

После подстановки в формулу (90.7) получим

$$n_e - n_o = \frac{n-1}{5} \frac{\beta E_0^2}{kT}, \quad (90.10)$$

а для постоянной Керра

$$B = \frac{n-1}{5\lambda kT} \beta. \quad (90.11)$$

4. Таким образом, разность $n_e - n_o$ пропорциональна *квадрату внешнего поля* E_0 , как этого и следовало ожидать из соображений симметрии. Но в теории Ланжевена постоянная Керра всегда положительна и притом не только для полностью анизотропных молекул, но и для молекул с произвольным тензором поляризуемости. Борн (1882—1971) в 1916 г. устранил этот недостаток теории, распространив ее на *полярные молекулы* со значительными постоянными дипольными моментами p_0 , направления которых могут не совпадать с направлениями наибольшей поляризуемости молекул. Если p_0 велико по сравнению с дипольным моментом молекулы, индуциро-

ваным внешним полем E_0 , то ориентация молекул в таком поле будет определяться преимущественно постоянными моментами. Постоянные моменты p_0 будут стремиться ориентироваться вдоль поля E_0 , определяющего в среде направление оптической оси. Направление же наибольшей поляризуемости среды может составлять с ним заметный угол. Если эти два направления совпадают, то постоянная Керра B будет положительна. Если они взаимно перпендикулярны, то $B < 0$. В промежуточных случаях может получиться и тот и другой знак.

Конечно, наличие постоянного дипольного момента заметно усложняет вычисления, даже если молекулы полностью анизотропны. Ограничимся простейшим случаем, когда направления вектора p_0 и наибольшей поляризуемости полностью анизотропной молекулы совпадают между собой. Тогда единственное отличие от случая, рассмотренного выше, состоит в том, что теперь потенциальная энергия молекулы в электрическом поле E_0 будет $U = -(p_0 E_0) = -p_0 E_0 \cos \vartheta$, и в разложении соответствующего экспоненциального множителя появится линейный член по E_0 :

$$e^{-U/kT} = 1 + \frac{p_0 E_0 \cos \vartheta}{kT} + \frac{p_0^2 E_0^2 \cos^2 \vartheta}{2k^2 T^2}.$$

Но этот член не сказывается на вычислении $\overline{\cos^2 \vartheta}$, так как интегралы от $\cos \vartheta \sin \vartheta$ и $\cos^3 \vartheta \sin \vartheta$ обращаются в нуль. Таким образом, чтобы получить окончательный результат, достаточно в формуле (90.11) поляризуемость β заменить на p_0^2/kT . Это дает

$$B = \frac{n-1}{5\lambda} \left(\frac{p_0}{kT} \right)^2. \quad (90.12)$$

Формула (90.12) показывает, что и в случае полярных молекул разность $n_e - n_o$ пропорциональна квадрату поля E_0 .

5. Поскольку процессы поляризации молекул и их ориентация в электрическом поле происходят за очень короткие времена, следует ожидать, что и время возникновения и уничтожения эффекта Керра при наложении и снятии электрического поля должно быть такого же порядка. Действительно, опыты Абрагама и Лемуана, начатые еще в 1899 г. и неоднократно продолженные другими исследователями, показали, что это время меньше 10^{-8} с, а в некоторых случаях даже меньше 10^{-9} с. Точность всех этих опытов была недостаточна, чтобы высказать более определенные суждения. Это удалось только в результате развития лазерной техники, позволившей получать короткие импульсы (с длительностью порядка 10^{-12} с) мощного лазерного излучения (со средней напряженностью электрического поля в несколько десятков кВ/см).

Такие световые поля, хотя они и не являются статическими, способны вызывать двойное преломление в ячейках Керра. Принципиальная схема опыта приведена на рис. 310. Справа налево

через ячейку Керра K проходит луч I голубого света, претерпевающий затем отражение от полупрозрачной пластинки S и попадающий в фотоумножитель ФЭУ. Если николи N_1 и N_2 скрещены, то свет в фотоумножитель не попадет. Однако, если через ячейку Керра слева направо пропустить мощный импульс света от лазера L , то при

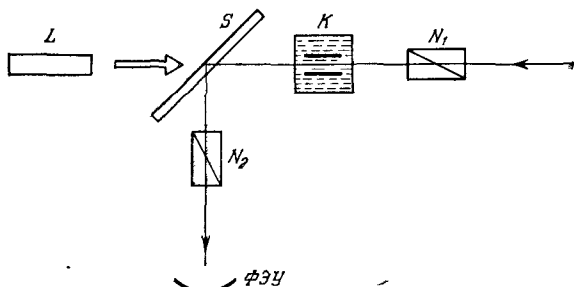


Рис. 310.

прохождении через ячейку он вызовет в исследуемой жидкости двойное преломление луча I , и свет в фотоумножитель начнет поступать. Если на ту же ячейку наложить статическое электрическое поле и подобрать его напряженность так, чтобы возникла такая же разность фаз между необыкновенным и обыкновенным лучами, что и в предыдущем случае, то можно сравнить постоянные Керра в статическом и переменном полях лазерного излучения.

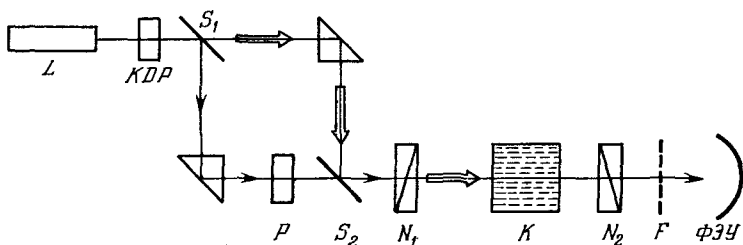


Рис. 311.

Оказалось, что в недипольных жидкостях постоянные Керра в обоих случаях практически совпадают. В дипольных жидкостях при переходе от статического поля к переменному полю лазерного излучения постоянная Керра уменьшается. Так, в случае нитробензола она уменьшается приблизительно в 100 раз.

Уже описанный опыт позволяет оценить длительность существования эффекта Керра. Более точные результаты дают измерения по схеме, приведенной на рис. 311. Мощный инфракрасный импульс от лазера с длительностью порядка 10^{-12} с и длиной волны $\lambda = 1060$ нм

проходит через кристалл дигидрофосфата калия (KDP). Из-за нелинейного эффекта удвоения частоты (см. § 124) незначительная часть света превращается в зеленый свет с длиной волны $\lambda = 530$ нм. Зеркало S_1 пропускает инфракрасный луч и отражает зеленый. Зеркало S_2 , наоборот, пропускает зеленый луч, но отражает инфракрасный. Оба луча проходят через ячейку Керра K с исследуемой жидкостью, расположенную между скрещенными николями N_1 и N_2 . За николем N_2 поставлен светофильтр F , задерживающий инфракрасное излучение и пропускающий на фотоумножитель ФЭУ зеленое. Если после зеркала S_2 импульс зеленого излучения идет впереди мощного инфракрасного импульса, не перекрываясь с ним, то, разумеется, зеленый свет не сможет достигнуть фотоумножителя. Помещая на пути зеленого луча пластинку P , можно задержать зеленый импульс относительно инфракрасного и по толщине пластинки измерить время задержки τ . Располагая набором пластинок разной толщины, можно менять время τ . Опыты показали, что в простейшем случае интенсивность проходящего света, регистрируемая фотоумножителем, меняется экспоненциально по закону $I = I_0 \exp(-\tau/\tau_0)$. Постоянная τ_0 имеет смысл времени релаксации анизотропии жидкости, вызванной инфракрасным импульсом. Она и является мерой длительности эффекта Керра. Измерения дали для сероуглерода $\tau_0 = 2 \cdot 10^{-12}$ с, а для нитробензола $\tau_0 = 5 \cdot 10^{-11}$ с.

6. Рассмотрим теперь механизм возникновения двойного преломления в переменных полях. Если молекулы полярные, то в одну половину периода их постоянные дипольные моменты стремятся ориентироваться в направлении внешнего электрического поля. В следующую половину периода, когда внешнее поле изменит направление на противоположное, возникнет такая же, но противоположно направленная ориентация. Эффекты ориентации, вызванные такими полями, вычитаются. В низкочастотных полях (в радиодиапазоне) в каждый момент времени устанавливается ориентация, соответствующая мгновенному значению электрического поля. В этом случае явление протекает так же, как в статических полях.

Однако в высокочастотных полях (с длинами волн короче примерно 1 см) ориентация постоянных дипольных моментов практически прекращается. В таких полях постоянные дипольные моменты p_0 не могут играть роли в возникновении анизотропии, а с ней и двойного преломления среды. Ориентация обусловлена *только индуцированными дипольными моментами*. В одну половину периода, когда электрическое поле направлено в определенную сторону, индуцированные дипольные моменты создают моменты сил, стремящиеся приблизить оси наибольшей поляризуемости молекул к направлению электрического поля. В следующую половину периода направления всех моментов меняются на противоположные. Однако

они также будут приближать оси наибольшей поляризуемости молекул к тому же направлению внешнего поля. Действительно, в отличие от вектора, у оси наибольшей поляризуемости нет одностороннего направления, *оба направления ее совершенно эквивалентны*. Не имеет никакого значения, каким концом эта ось приближается к направлению вектора E_0 . Таким образом, эффекты ориентации осей наибольшей поляризуемости в соседние половины периода, несмотря на противоположные направления векторов E_0 в эти полупериоды, будут складываться, а не вычитаться. Хотя за каждый полупериод ориентация и ничтожна, благодаря такому сложению за время релаксации анизотропии τ_0 возникает достаточная ориентация, чтобы вызвать двойное преломление.

Таким образом, механизм возникновения двойного преломления в переменных полях высокой частоты — такой же, какой принимается в теории Ланжевена.

7. Благодаря чрезвычайной скорости установления и исчезновения явления Керра оно нашло широкие научные и технические применения в качестве *быстродействующих затворов и модуляторов света*. Керровский модулятор света представляет собой ячейку Керра, конденсатор которой питается электрическим полем высокой частоты. Он позволяет осуществить громадное число (до 10^9) прерываний в секунду, недостижимое другими (например, механическими) средствами. Ячейка Керра, на которую подается кратковременный импульс электрического поля, может служить *фотографическим затвором*, время действия которого определяется длительностью этого импульса. Если в качестве электрического импульса взять мощный световой импульс от лазера, то время экспозиции можно довести до 10^{-12} с. Керровские затворы и модуляторы света применяются в лазерной технике для управления режимом работы лазеров.

8. Аналогом эффекта Керра является *эффект Коттона—Мутона*, открытый в 1910 г. Если молекулы среды анизотропны и обладают постоянными магнитными моментами, то они могут преимущественно ориентироваться постоянным магнитным полем. В достаточно сильных магнитных полях возникает анизотропия и связанное с ней двойное лучепреломление среды. Это и есть эффект Коттона — Мутона. Среда ведет себя подобно одноосному кристаллу, оптическая ось которого параллельна магнитному полю B .

Двойное преломление можно обнаружить и измерить так же, как это делается при изучении явления Керра. И законы обоих явлений совершенно аналогичны. Разность необыкновенного и обыкновенного показателей преломления определяется выражением $n_e - n_o = DB^2$, а соответствующая разность фаз

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} (n_e - n_o) l = 2\pi ClB^2, \quad (90.13)$$

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* ω_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 β — 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