

Дополнительные материалы

Глава V. Распространение света в веществе

3.7. Наведенная анизотропия оптических свойств

Под внешним воздействием, механическим, электрическим или магнитным, среды могут в существенной мере менять и даже видоизменять свои оптические свойства. В частности, изначально оптически изотропные среды под внешним воздействием могут приобретать анизотропные оптические свойства.

Механо- (электро-, магнито-) оптические эффекты – изменение оптических характеристик среды под внешним механическим (электрическим, магнитным) воздействием.

В табл. 5.3 приведены основные оптические эффекты, возникающие под внешним воздействием.

Табл. 5.3. Оптические эффекты, вызванные внешним воздействием.

Воздействие	Тип эффекта	Эффект	Год	Авторы
Механич.	Линейный (поперечный)	Фотоупругость	1813	Томас Иоганн Зеебек
			1815	Дэвид Брюстер
Электрич.	Линейный (поперечный)	Поккельса	1894	Фридрих Карл Поккельс
	Квадратичный (поперечный)	Керра	1875	Джон Керр
Магнитное	Квадратичный (поперечный)	Коттон-Мутона	1907	Эме Коттон и А. Мутон
	Расщепление (продольный)	Зеемана	1896	Питер Зееман
	Линейный (продольный)	Фарадея	1846	Майкл Фарадей

А. Фотоупругость

Фотоупругость – линейный механооптический эффект – анизотропное изменение показателей преломления среды (возникновение одноосной оптической анизотропии) под действием внешней силы.

Немецкий физик Томас Иоганн Зеебек в 1813 г. и шотландский физик Дэвид Брюстер в 1815 г. обнаружили искусственное двойное лучепреломление в прозрачных изотропных материалах при механической деформации.

Наблюдение можно осуществить с помощью установки, схема которой показана на рис. 5.41, где N_1 и N_2 – две скрещенные под 90° поляризационные призмы Николя, К – компенсатор, F – сила, приложенная к изначально оптически изотропному телу.

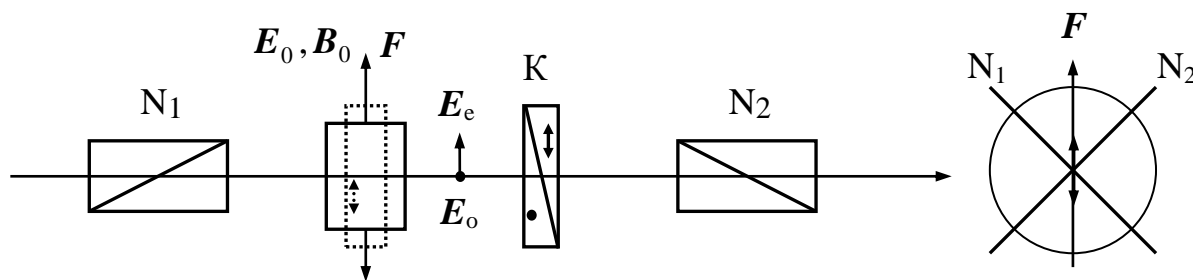


Рис. 5.41

Поскольку вышедший из образца свет является оптически поляризованным, для его исследования используется компенсатор К. В отсутствие приложенной силы из-за скрещенности николей N_1 и N_2 свет проходит или не проходит через систему в зависимости от разности фаз $\Delta\varphi_k$ ортогональных колебаний поля, вносимой компенсатором. За второй призмой Николя на экране можно наблюдать чередование светлых (при $\Delta\varphi_k = (2k + 1)\pi$) и темных ($\Delta\varphi_k = 2k\pi$) горизонтальных полос.

Под действием силы деформируемое изотропное тело ведет себя подобно одноосному кристаллу, оптическая ось которого совпадает с направлением приложенной силы. Положения максимумов и минимумов интенсивности для каждой из длин волн определяется набегающей разностью фаз $\Delta\varphi$ для необыкновенной и обыкновенной волн и в компенсаторе, и в образце:

$$\Delta\varphi = k_0(\omega)\Delta(\omega) = k_0(\omega)(n_e(\omega) - n_o(\omega))l = \frac{\omega}{c}\Delta n(\omega)l = \frac{2\pi}{\lambda_0(\omega)}\Delta n(\omega)l,$$

где l – толщина образца. При изменении степени растяжения или сжатия, а значит оптической разности хода и разности фаз $\Delta\varphi$, наблюдается вертикальный сдвиг полос на экране. При изменении растяжения на сжатие меняется знак одноосности – с положительного на отрицательный и наоборот.

Если пользоваться белым светом, то искусственное анизотропное тело (или полосы на экране) будет окрашиваться в разные цвета из-за зависимости набегающей разности фаз от длины волны (частоты) $\lambda_0(\omega)$, в том числе из-за дисперсии: $n_e(\omega) - n_o(\omega) = \Delta n(\omega)$. Распределение окраски будет зависеть от распределения напряжения внутри образца. На практике фотоупругость широко используется для изучения деформаций в прозрачных телах – распределения напряжения в оптических стеклах, возникающих при их изготовлении. Искусственное двойное лучепреломление может наблюдаться также в потоке прозрачной жидкости при наличии градиента скорости.

Мерой возникшей оптической анизотропии принимается разность главных показателей преломления: n_e для необыкновенной волны – при поляризации света по направлению приложенной силы, и n_o для обыкновенной волны – при поляризации света перпендикулярно возникшей главной плоскости материала, образованной направлением силы (оптической оси) и луча

(см. рис. 5.41). Опытные данные показали, что наблюдаемый сдвиг полос, а значит и возникшая оптическая анизотропия при одноосной деформации прямо пропорциональна приложенному напряжению $\sigma = \frac{F}{S}$:

$$n_e - n_o = \Delta n(\omega) = \gamma(\omega) \frac{F}{S} = \gamma(\omega) \sigma \quad (\gamma > 0, \gamma < 0).$$

где $\gamma(\omega)$ – упругооптическая постоянная по отношению к изменению напряжения σ , характеризующая фотоупругие свойства вещества (постоянная Брюстера). Эта постоянная в зависимости от вещества может быть, как положительной, так и отрицательной величиной. Для стекол $\gamma(\omega) = 10^{-12} - 10^{-11} \text{ м}^2/\text{Н}$. В этом случае набегающая разность фаз будет равна

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0(\omega)} \Delta n(\omega) l = \frac{\gamma(\omega)}{\lambda_0(\omega)} 2\pi \sigma l.$$

Механизм фотоупругости – возникновение направленной механической деформации.

Б. Эффекты Поккельса и Керра

Электрооптический эффект – анизотропное изменение показателей преломления среды (возникновение одноосной оптической анизотропии) под действием внешнего электрического поля.

Если изменение линейно зависит от приложенного поля, то он называется линейным электрооптическим эффектом или **эффектом Поккельса**. Эффект назван в честь немецкого физика Фридриха Карла Поккельса, открывшего его в 1894 г.

Схема опыта для обнаружения эффекта Поккельса (также, как и эффекта Керра) полностью аналогична схеме наблюдения фотоупругости (рис. 5.41). Единственное отличие в том, что образец – твердое тело, жидкость или газ – помещается между обкладками плоского конденсатора. Включение внешнего электрического поля вызывает эффект Поккельса (или Керра в центрально-симметричных средах), причем образец ведет себя подобно одноосному кристаллу с оптической осью, направленной вдоль внешнего электрического поля (подобные эффекты могут наблюдаться и в мощном световом поле – оптический эффект Керра был обнаружен в 1964 г.).

В рамках классической электронной теории для модели ангармонического осциллятора ($-kx - \beta x^2$) можно показать, что под действием внешнего постоянного электрического поля собственная частота электрона меняется на малую по сравнению с собственной частотой колебания величину, пропорциональную величине напряженности постоянного электрического поля так, что $\Delta\omega_0^2 = \frac{2\beta q}{\omega_0^2 m^2} E_0$ ($\Delta\omega_0^2 \equiv \Delta(\omega_0^2)$). В соответствии с электронной теорией дисперсии (см. п. 1.3) вдали от полосы поглощения изменение показателя

преломления $\Delta n(\omega)$ также будет прямо пропорционально напряженности действующего постоянного электрического поля:

$$n_e(\omega) - n_o(\omega) = \Delta n(\omega) = -\frac{\omega_p^2}{n(\omega_0^2 - \omega^2)^2} \cdot \frac{2\beta q}{\omega_0^2 m^2} E_0 = \gamma(\omega) E_0.$$

При изменении знака напряженности внешнего поля сменится знак и эффекта Поккельса. Для кристалла дигидрофосфата калия KN_2PO_4 (KDP) постоянная эффекта Поккельса $\gamma = 3.6 \cdot 10^{-11}$ м/В, для ниобата лития LiNbO_3 – $\gamma = 3.7 \cdot 10^{-10}$ м/В.

Линейный оптический эффект наблюдается только в кристаллах, не обладающих центром симметрии. Это связано с тем, что в центрально-симметричных кристаллах оптические характеристики должны оставаться неизменными при преобразовании инверсии и, следовательно, при изменении направления приложенного поля E_0 на обратное.

Линейный электрооптический эффект в центральносимметричных кристаллах не имеет места. В этих кристаллах наблюдается так называемый квадратичный электрооптический эффект – **эффект Керра**. Этот эффект впервые был обнаружен шотландским физиком Джоном Керром в 1875 г. (в 1876 г. он же открыл магнитооптический эффект – вращение плоскости поляризации света, отраженного от намагниченного ферромагнетика).

Изменение показателя преломления так же, как и в случае линейного электрооптического эффекта, может быть вычислено в рамках классической электронной теории с учетом ангармонизма, только с возвращающей силой, для которой будут существенны члены первого и третьего порядков ($-kx - \beta x^3$) по смещению электрона из положения равновесия (в соответствии с центросимметричностью свойств). Такая возвращающая сила приведет к изменению собственной частоты электрона, а, следовательно, и показателя преломления, пропорциональному теперь уже квадрату напряженности электрического поля. В этом случае:

$$n_e - n_o = \Delta n(\omega) = \gamma(\omega) E_0^2 \quad (\gamma > 0, \gamma < 0),$$

где $\gamma(\omega)$ – коэффициент пропорциональности, который в зависимости от вещества может быть, как положительной, так и отрицательной величиной. Из-за квадратичной зависимости двойное лучепреломление не зависит от направления поля. При изменении направления электрического поля на обратное оптические свойства вещества не меняются.

При тех же обозначениях, что и в случае фотоупругости, имеем:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0(\omega)} \Delta = \frac{2\pi}{\lambda_0(\omega)} (n_e - n_o) l = \frac{\gamma(\omega)}{\lambda_0(\omega)} 2\pi E_0^2 l = B(\omega) \cdot 2\pi E_0^2 l,$$

где $B(\omega) = \frac{\gamma(\omega)}{\lambda_0(\omega)}$ – **постоянная Керра**. Этот коэффициент зависит от температуры и длины волны (частоты). Для газов он меньше, чем для жидкостей.

Для жидких кислорода и азота – $\sim 10^{-10}$ м/В² и $\sim 4 \cdot 10^{-10}$ м/В². Для них же в га-

зообразном состоянии – $\sim 4.5 \cdot 10^{-14}$ м/В² и $\sim 3 \cdot 10^{-14}$ м/В². Это обусловлено тем, что эффект Керра определяется свойствами молекул и, следовательно, усиливается с повышением концентрации молекул.

Теория эффекта Керра была предложена для неполярных веществ (газов и жидкостей) французским физиком Полем Ланжевенем в 1910 г., а для полярных веществ – немецким физиком-теоретиком Максом Борном в 1916 г.

В обычных условиях среда не имеет выделенного направления. При наличии внешнего электрического поля молекулы поляризуются и ориентируются (см. рис. 5.42).

Неполярные молекулы в электрическом поле приобретают дипольный момент в направлении поля, а сама молекула при этом переориентируется так, чтобы дипольный момент совпадал с направлением наибольшей поляризуемости молекулы. Следовательно, наибольший показатель преломления оказывается у волны, электрический вектор которой колеблется коллинеарно внешнему электрическому полю, то есть у необыкновенной волны $n_e > n_o$ (положительное одноосное вещество с $B > 0$).

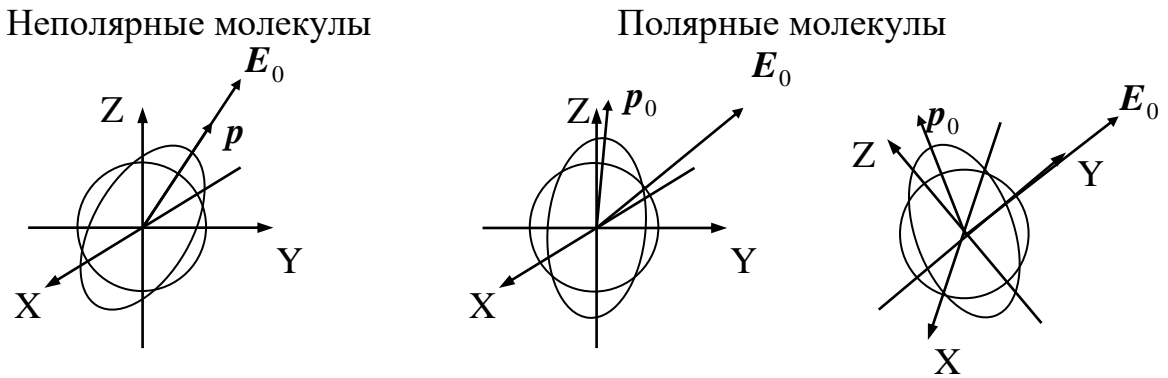


Рис. 5.42

Полярные молекулы во внешнем электрическом поле ориентируются своими постоянными дипольными моментами преимущественно в направлении напряженности поля. При этом направление наибольшей поляризуемости молекулы составляет с электрическим полем, вообще говоря, некоторый угол, в зависимости от которого возможны различные соотношения между n_e и n_o , то есть различные значения для постоянной Керра B , включая $B = 0$.

В случае анизотропных молекул $p_i = \sum_{k=1}^3 \epsilon_0 \kappa_{ik} E_k$ и во внешнем поле E_0 на молекулы действует момент сил $M_0 = [pE_0]$. Для бездипольных молекул при изменении направления поля на противоположное меняет знак и поляризация, поэтому момент остается тем же. Для дипольных молекул момент меняется, и им приходится переориентироваться в пространстве, а на это необходимо время – время релаксации. Именно поэтому постоянная Керра одинакова в постоянных и переменных полях в случае бездипольных молекул. В

случае дипольных молекул в переменных полях постоянная Керра уменьшается и на световых частотах, например, в нитробензоле на два порядка меньше.

С повышением температуры постоянная Керра падает, что вызвано дезориентирующим действием температуры на дипольные моменты, когда их проекция на направление электрического поля зависит обратно пропорционально температуре. В соответствии с теорией Ланжевена, как известно из курса "Электричество и магнетизм", $p_{E_0} = \frac{p_0^2}{3kT} E_0$.

Эффект Керра также, как и эффект Поккельса практически безинерционен ($\sim 10^{-10} \div 10^{-13}$ с). Важное преимущество эффекта Поккельса перед эффектом Керра – в первом случае надо примерно на порядок меньше напряженность электрического поля для получения того же эффекта двойного лучепреломления, что в эффекте Керра. Оба электрооптических эффекта используются для создания высокоскоростных электрооптических модуляторов света и в качестве оптических затворов в лазерах.

Ячейка Поккельса (Керра) – изотропный кристалл во внешнем поле с наведенной оптической осью и симметрично с обеих сторон скрещенные под 90° два поляроида (см. рис. 5.43).

В отсутствии поля свет не проходит через ячейку, при включении поля свет начинает проходить через нее. При определенных значениях напряженности поля, когда ячейка действует как пластинка полволны, интенсивность света достигает максимума, поскольку плоскость поляризации падающей на второй николю волны поворачивается на $\pi/2$.

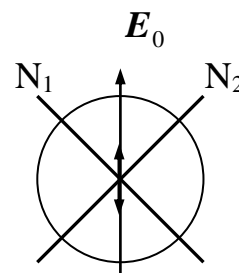


Рис. 5.43

В. Явление Коттон-Мутона, эффекты Зеемана и Фарадея

Явление Коттон-Мутона – двойное лучепреломление в магнитном поле, перпендикулярном направлению распространения света. Открыто французским физиком-экспериментатором Эме Коттоном в 1907 г.

Если анизотропные молекулы обладают дополнительно постоянным магнитным моментом (парамагнитное тело), их поведение во внешнем магнитном поле аналогично поведению полярных молекул во внешнем электрическом поле (эффект Керра). В отсутствие внешнего магнитного поля хаотическое расположение молекул обеспечивает макроскопическую изотропию среды, несмотря на анизотропию отдельных молекул. Наложение достаточно сильного магнитного поля, воздействующего на магнитные моменты молекул, ориентирует их определенным образом относительно этого внешнего поля. Ориентация анизотропных молекул сообщает всей среде свойства оптической анизотропии – свойства одноосного кристалла, ось которого колли-

неарна магнитной индукции внешнего поля. Зависимость разности показателей преломления лучей с поляризацией вдоль (n_e) и поперек (n_o) поля (наведенной оптической оси) аналогичен случаю эффекта Керра:

$$n_e - n_o = \Delta n(\omega) = \gamma(\omega) B_0^2,$$

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0(\omega)} \Delta = \frac{2\pi}{\lambda_0(\omega)} (n_e - n_o) l = \frac{\gamma(\omega)}{\lambda_0(\omega)} 2\pi B_0^2 l = C(\omega) \cdot 2\pi B_0^2 l,$$

где $C(\omega) = \frac{\gamma(\omega)}{\lambda_0(\omega)}$ – постоянная, зависящая от свойств среды. Этот эффект

очень мал. Его объяснение аналогично объяснению эффекта Керра. Например, для нитробензола – $C \sim 2 \cdot 10^{-2} \text{ м}^{-1} \text{ Тл}^{-2}$. В магнитном поле с индукцией 1 Тл при прохождении светом расстояния 10 см разность фаз равна:

$$\Delta\varphi = 2\pi B_0^2 l \cdot C = 2 \cdot 3.14 \cdot 1 \cdot 0.1 \cdot 2 \cdot 10^{-2} \text{ рад} \cong 0.013 \text{ рад} \cong 0.72^\circ.$$

Перед анализом Эффекта Фарадея рассмотрим сначала вопросы об Эффекте Зеемана и оптической активности веществ.

Эффект Зеемана – расщепление спектральных линий (испускания и поглощения) и уровней энергий атомов и молекул в магнитном поле. Эффект открыт в 1896 г. нидерландским физиком Питером Зееманом.

Между полюсами сильного электромагнита, способного обеспечить однородное поле, располагается источник линейчатого спектра (см. рис. 5.44).

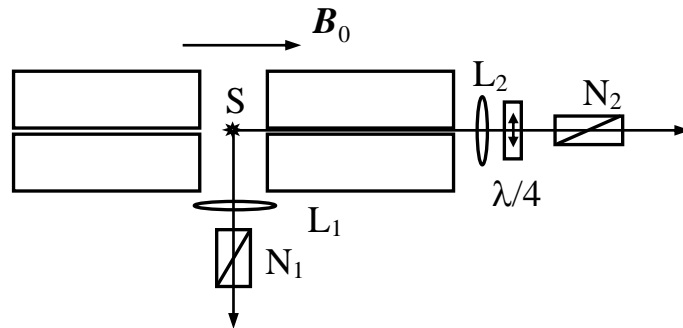


Рис. 5.44

На рис. 5.44: L – линза, N – анализатор и $\lambda/4$ – пластинка в четверть волны, которая необходима для превращения круговой поляризации в линейную. Сердечник электромагнита просверлен так, чтобы можно было наблюдать узкий пучок световых волн и поперек (поперечный эффект) и вдоль (продольный эффект) магнитного поля. Узкие пучки посылаются в спектральные аппараты большой разрешающей силы.

Результаты для простых спектральных линий (имеющих в отсутствии магнитного поля частоту ω_0) следующие. При продольном наблюдении (вдоль поля) регистрируются две линии одинаковой интенсивности с частотами $\omega_0 - \Delta\omega_0$ и $\omega_0 + \Delta\omega_0$. При этом первая линия поляризована по левому,

вторая – по правому кругу, если смотреть в направлении распространения волны – σ -компоненты (см. рис. 5.45).

При поперечном наблюдении регистрируются три линии с относительными интенсивностями $I_1 : I_2 : I_3 = 1 : 2 : 1$ и с частотами $\omega_0 - \Delta\omega_0$, ω_0 и $\omega_0 + \Delta\omega_0$. Крайние по частоте линии оказываются поляризованными перпендикулярно (σ -компоненты), а средняя – параллельно (π -компонента) полю \mathbf{B}_0 . Величина смещения собственной частоты $\Delta\omega_0$ пропорциональна величине поля B_0 . Сумма интенсивностей циркулярно поляризованных σ -компонент равна интенсивности линейно поляризованной π -компоненты.

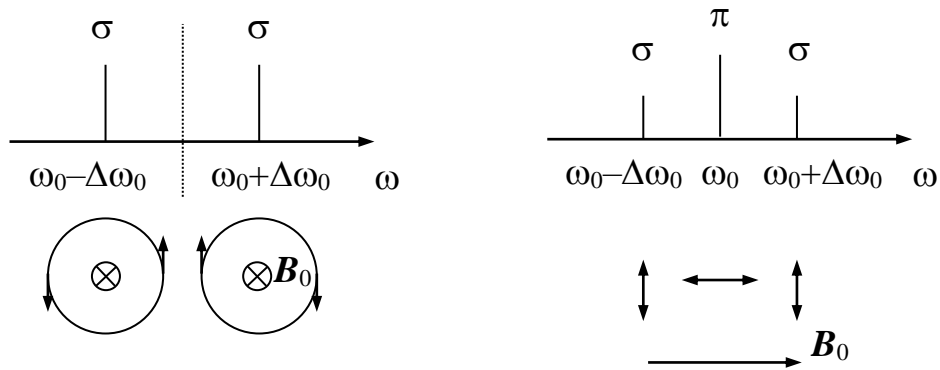


Рис. 5.45

Рассмотрим элементарную теорию на основе классической электронной теории Лорентца. Разложим гармоническое движение электрона на три компоненты – гармоническое колебание вдоль направления магнитного поля и два гармонических круговых движения, правое и левое, в плоскости, перпендикулярной полю (рис. 5.46).

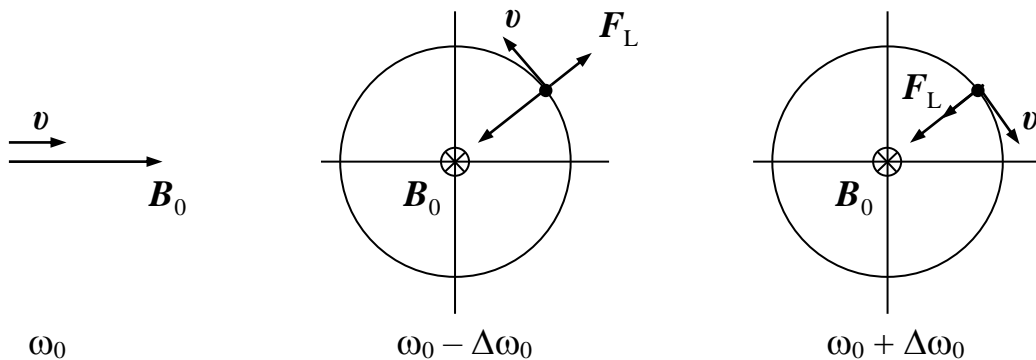


Рис. 5.46

Таким образом, движение вдоль поля продолжает происходить с той же частотой. Магнитное поле \mathbf{B}_0 действия на первую компоненту не оказывает. Действие же поля на круговые компоненты сводится к добавочной силе – силе Лоренца – $F_L = q[\mathbf{v}\mathbf{B}_0]$, действующей на движущийся заряд в магнитном поле. В проекции на направление к центру траектории движения электрона

силы Лоренца равны $\pm |q|\omega r B_0$ для правого и левого кругового движений (смотрим вдоль поля) электрона.

ой ω_0 , а движение по окружностям того же радиуса – с частотами $\omega_0 - \Delta\omega_0$ и $\omega_0 + \Delta\omega_0$. Соответственно будут наблюдаться и линии излучения с этими частотами. Так как ускоренно движущийся по прямой заряд не излучает по направлению своего движения, то становится понятным наличие только двух линий при регистрации излучения вдоль поля.

В инерциальной системе отсчета уравнения движения электрона в отсутствии и при наличии магнитного поля для правого и левого кругового движений (смотрим вдоль поля) будут иметь вид:

$$m\omega_0^2 r = |q|E_{\text{ат}}$$

и

$$m\omega^2 r = |q|E_{\text{ат}} \pm |q|\omega r B_0.$$

Из уравнений следует ($\Delta\omega_0^2 \equiv \Delta(\omega_0^2)$):

$$m\omega^2 r = m\omega_0^2 r \pm |q|\omega r B_0,$$

$$\omega^2 \equiv \omega_0^2 = \pm \frac{|q|B_0}{m} \omega,$$

$$\omega^2 - \omega_0^2 = \pm \frac{|q|B_0}{m} \omega = \pm \Delta\omega_0^2 \cong \pm 2\omega\Delta\omega_0,$$

$$\Delta\omega_0 \cong \frac{|q|B_0}{2m}.$$

Как видим, на основании измерений $\Delta\omega_0$ и B можно вычислить отношение q/m для зарядов, движение которых обуславливает эффект Зеемана, оказалось, что это соотношение совпадает с соотношением для электрона. Анализ поляризации регистрируемых линий вдоль поля позволяет сделать вывод о том, что ответственными за излучение являются отрицательно заряженные частицы.

Как показывают опытные данные, эффект Зеемана наблюдается также и у линий поглощения (обратный эффект Зеемана), причем расщепление линии поглощения происходит совершенно аналогично расщеплению линий испускания. С обратным эффектом Зеемана непосредственно связан эффект Фарадея.

Эффект Фарадея – явление вращения плоскости поляризации в продольном магнитном поле. Открыто английским физиком Майклом Фарадеем в 1846 г. Исследуемое оптически неактивное вещество, помещенное внутрь электромагнитной катушки, расположено между двумя скрещенными никелями (рис. 5.47).

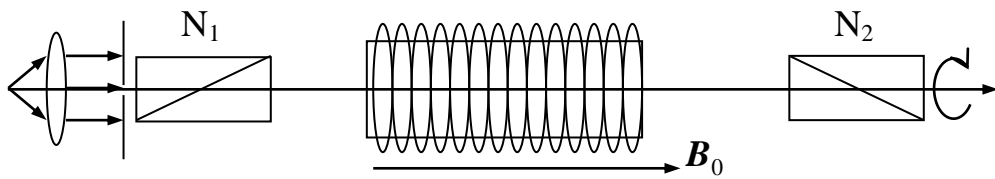


Рис. 5.47

При выключенной катушке луч (узкий пучок) света не проходит через скрещенные призмы. Если включить магнитное поле, то через скрещенные призмы будет проходить луч света. Поворотом одного из николей на определенный угол вокруг оси луча, совпадающей с направлением магнитного поля, можно добиться полной темноты. Это приводит нас к выводу, что в данном случае имеет место вращение плоскости поляризации света, вышедшего из первого поляризатора. Как показывает опыт, величина угла вращения плоскости поляризации прямо пропорциональна величине постоянного внешнего поля и длине пути луча в оптически неактивной среде:

$$\Delta\varphi = V(\omega) \cdot lB_0,$$

где $V(\omega)$ – **постоянная Верде**, являющаяся характеристикой данного вещества. Экспериментально установлено, что эта величина зависит как от температуры, так и от длины волны света.

Направление вращения определяется по отношению к направлению магнитного поля. Для положительных веществ направление поля и направление вращения составляют правовинтовую систему, для отрицательных – левовинтовую систему. Направление вращения от направления луча не зависит, оно зависит только от направления магнитного поля. Если, отразив зеркалом луч, заставить его пройти через намагниченное вещество еще раз в обратном направлении, поворот плоскости поляризации удвоится.

В эффекте Фарадея электроны подвергаются одновременному воздействию постоянного магнитного поля и поля световой волны. Если в отсутствии постоянного магнитного поля электроны колеблются с собственной частотой, то, как следует из эффекта Зеемана, в присутствии внешнего магнитного поля с магнитной индукцией B_0 они колеблются с частотами $\omega_0 - \Delta\omega$ и $\omega_0 + \Delta\omega$ для лево- и право-циркулярно поляризованных волн (см. вдоль направления магнитного поля), соответственно.

Причина вращения плоскости поляризации лежит в различии показателей преломления для лучей, поляризованных по кругу влево и вправо – в циркулярном двулучепреломлении. Линейно поляризованную световую волну можно представить как суперпозицию двух лево- и право-циркулярно поляризованных волн. Каждая из этих волн обладает разными показателями преломления из-за возникновения во внешнем магнитном поле "своей" резонансной (собственной) частоты у электрона для каждой из по-разному поля-

ризованных волн (из-за прецессии электронных орбит в магнитном поле) (см. рис. 5.48).

В соответствии с классической электронной теорией дисперсии (см. п. 1.2 в §1) для световых волн с частотой ω вдали от полос поглощения ω_0 , $\omega_0 - \Delta\omega_0$ и $\omega_0 + \Delta\omega_0$ можно записать:

$$n_-^2 = 1 + \frac{\omega_{\pi}^2}{\omega_0^2 - \Delta\omega_0^2 - \omega^2},$$

$$n_+^2 = 1 + \frac{\omega_{\pi}^2}{\omega_0^2 + \Delta\omega_0^2 - \omega^2},$$

$$n_-^2 - n_+^2 \cong \frac{\omega_{\pi}^2}{\omega_0^2 - \Delta\omega_0^2 - \omega^2} - \frac{\omega_{\pi}^2}{\omega_0^2 + \Delta\omega_0^2 - \omega^2},$$

$$n_-^2 - n_+^2 = \frac{\omega_{\pi}^2 2\Delta\omega_0^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 - (\Delta\omega_0^2)^2},$$

$$(n_- - n_+)(n_- + n_+) = \frac{\omega_{\pi}^2 2\Delta\omega_0^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 - (\Delta\omega_0^2)^2}.$$

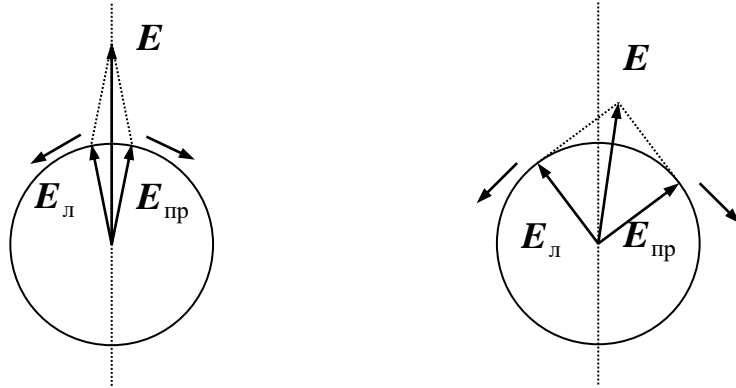


Рис. 5.48

Далее, если пренебречь малой величиной изменения собственной частоты $\omega_0 - \Delta\omega_0^2 \ll |\omega_0^2 - \omega^2|$ и ввести $n = \frac{n_- + n_+}{2}$, то с учетом $\omega_{\pi} = \sqrt{\frac{Nq^2}{m\epsilon_0}}$ и

$\Delta\omega_0^2 \cong \frac{|q|B_0}{m}\omega_0$ получим:

$$\begin{aligned} n_- - n_+ &= \frac{\omega_{\pi}^2 \Delta\omega_0^2}{n(\omega_0^2 - \omega^2)^2} = \frac{\omega_{\pi}^2}{n(\omega_0^2 - \omega^2)^2} \cdot \frac{|q|\omega_0}{m} B_0 = \frac{N|q|^3 \omega_0}{\epsilon_0 n m (\omega_0^2 - \omega^2)^2} B_0 = \\ &= \gamma(\omega) B_0, \end{aligned}$$

$$\Delta\varphi = 2\pi \frac{n_- - n_+}{\lambda_0} l = \frac{\omega}{c} (n_- - n_+) l = \frac{N|q|^3 \omega \omega_0}{\varepsilon_0 n m^2 (\omega_0^2 - \omega^2)^2} l B_0 = V(\omega) l B_0,$$

$$V(\omega) = \frac{N|q|^3}{\varepsilon_0 n m^2} \cdot \frac{\omega \omega_0}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2}.$$

Все эти выводы элементарной классической теории эффекта Фарадея, основанные на обратном эффекте Зеемана, подтверждаются опытными данными. Квантовомеханическая теория хотя и вносит существенные уточнения, но физическое содержание оставляет неизменным.

Естественное вращение плоскости поляризации. При прохождении плоскополяризованного света через некоторые вещества (кристаллические – кварц; чистые жидкости – скипидар; растворы некоторых веществ – водные растворы сахара) наблюдается вращение плоскости поляризации. Такие вещества называются **оптически активными**. Естественная активность была открыта французским ученым Домиником Франсуа **Араго** в 1811 г. на пластинках кварца, вырезанных перпендикулярно оптической оси. Угол поворота оказался пропорционален пройденному лучом пути l в веществе:

$$\varphi = \alpha \cdot l,$$

где α – постоянная вращения (вращательная способность), в общем случае зависящая от длины волны. Для кварца при распространении света вдоль оптической оси $\alpha \sim 15 \div 50$ град/мм.

Все естественно-активные вещества встречаются в природе в виде двух модификаций – правовращающей и левовращающей. Направление вращения определяется по отношению к направлению распространения света (луча). Для правовращающих веществ, если смотреть навстречу лучу, то плоскость поляризации вращается по часовой стрелке, для левовращающих – против часовой стрелки. Направление вращения не зависит от того, в каком из двух прямо противоположных направлений распространяется свет. Если свет пройдет туда и обратно через естественно-активное вещество, то плоскость поляризации возвратится к исходному направлению.

Причина вращения плоскости поляризации света – разная скорость распространения лучей, поляризованных по кругу вправо и влево. Различие в скоростях света с разными направлениями круговой поляризации обуславливается либо асимметрией молекул, либо асимметричным расположением атомов в кристалле.

В оптически активных средах направления вращения по и против часовой стрелки физически неэквивалентны. В таких средах не может быть плоскости симметрии, проходящей через нормаль к фронту волны. Обе модификации естественно-активных веществ отличаются друг от друга внутренней кристаллической или молекулярной структурой. Обе модификации не конгруэнтны – они не могут быть совмещены в пространстве, но зеркальное изображение одной может быть совмещено с другой.

В 2010 г. было обнаружено, что графен поворачивает плоскость поляризации света на $\sim 6^\circ$. Этот результат означает, что графен обладает значительно большим эффектом Фарадея на один атомный слой, чем любой другой материал, опередив, таким образом, своих ближайших конкурентов, полупроводников, в инфракрасной области спектра в 10 раз.

Данный эффект может быть использован для создания устройств-выключателей, в которых свет может двигаться только в одном направлении. Таких оптических диодов, известных как "изоляторы Фарадея", в настоящее время не существует для области инфракрасного спектра. Новое оптическое свойство графена найдет применение в области фотоники и оптоэлектроники.

§4. Рассеяние света

Рассеяние света – возмущение (изменение) световых полей на оптических пространственных неоднородностях среды. В результате в общем случае происходит частичное поглощение, изменение пространственного распределения интенсивности, частоты и поляризации света.

Экстинкция – ослабление пучка света при его распространении в среде за счет поглощения и рассеяния света.

В 1907 г. русский физик Леонид Исаакович Мандельштам (впоследствии профессор, заведующий кафедрой теоретической физики МГУ) показал, что принципиально необходимым для рассеяния света в сплошной (непрерывной) среде является нарушение ее оптической пространственной однородности, при которой показатель преломления среды не постоянен, а меняется от точки к точке. Размеры неоднородностей определяются расстояниями, на которых происходит значительное изменение показателя преломления.

В однородной среде свет не рассеивается – это результат интерференции упруго рассеянных когерентных вторичных волн, которые гасят друг друга по направлениям, отличным от направления падающей волны. В этом случае одинаковые элементы объема среды излучают вторичные когерентные волны, имеющие одинаковые амплитуды.

Оптическими неоднородностями являются включения инородных по отношению к среде частиц и флуктуации оптических свойств среды из-за статистических (тепловых) флуктуаций плотности, концентрации компонентов, напряженности локальных электрических полей, поляризуемости молекул.

Процесс рассеяния света состоит в заимствовании молекулой или частицей энергии у распространяющейся в среде волны и последующем излучении всей или части этой энергии. Механизм переизлучения зависит от частицы.

Упругое рассеяние – рассеяние, при котором частота рассеянного света равна частоте падающего света. При этом сохраняются фазовые соотношения между падающей и рассеянной волнами, они остаются когерентными – наблюдается **когерентное** рассеяние света.

Неупругое рассеяние – частота рассеянного света не равна частоте падающего света. Если частота рассеянного света меньше частоты падающего, то рассеяние света называют **стоксовым**, если больше – **антистоксовым**. При неупругом рассеянии происходит фазовый сбой рассеянной волны – наблюдается **некогерентное** рассеяние.

В зависимости от рассеивающего объекта различают несколько видов (типов) рассеяния (см. рис. 5.49).

Характер рассеяния в первую очередь зависит от соотношения между длиной волны и размером частиц. В состав среды входят молекулы или атомы основного вещества, составляющего среду, и посторонние частицы (пылинки, водяные капли и т.д.). Молекулы имеют размер $\sim 10^{-4}$ мкм = 1 Å, а посторонние частицы, состоящие из агрегатов молекул, – в $10^2 \div 10^4$ раз больше – 0.01 ÷ 1 мкм.

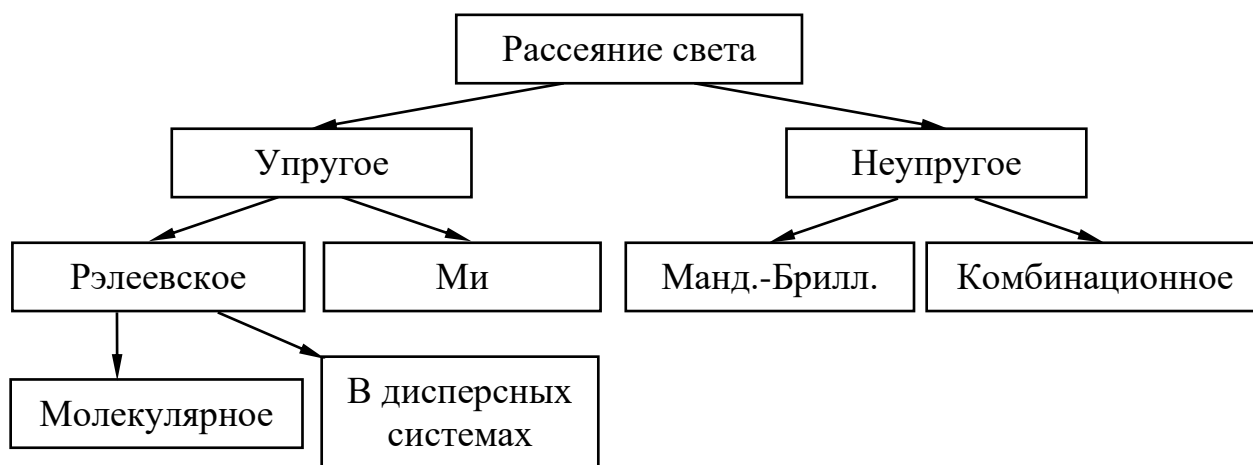


Рис. 5.49

Рэлеевское рассеяние – упругое когерентное рассеяние света на оптических неоднородностях, размеры которых значительно меньше длины волны ($r \ll \lambda \sim 0.5$ мкм) возбуждающего света (малых частицах и флуктуациях оптических свойств среды). Оно называется по имени английского физика Джона Уильяма Рэля, изучавшего этот вид рассеяния в 1899 г.

1. **Молекулярное рассеяние** – рэлеевское рассеяние света на тепловых статистически независимых (быстро затухающих, некоррелированных – с малыми длиной и временем корреляции) флуктуациях оптических свойств макроскопически однородной среды, не содержащей примесей. Флуктуация оптических свойств возникает из-за тепловых флуктуаций плотности, концентрации компонентов, локальных электрических полей и ориентации анизотропных молекул.

2. **Рэлеевское рассеяние в дисперсных системах** – на инородных частицах (с линейными размерами r значительно меньшими длины волны – $r \ll \lambda \cong 0.5$ мкм, $r \leq \sim \lambda/15$), содержащихся в макроскопически однородной среде.

3. **Рассеяние Ми** – упругое рассеяние в дисперсных системах на содержащихся в макроскопически однородной среде частицах, линейные размеры которых порядка и больше длины волны $r > \sim \lambda \sim 0.5$ мкм. Рассеяние Ми называется в честь немецкого физика Густава Адольфа Ми, который в 1908 г. разработал теорию рассеяния света маленькими диэлектрическими сферами, и дал строгое решение для дифракции плоской монохроматической волны на однородной сфере произвольного диаметра. Для малых частиц теория Ми приводит к результатам теории Рэлея.

4. **Рассеяние Мандельштама-Бриллюэна** – неупругое рассеяние на изменениях плотности чистой макроскопически однородной среды, в которой распространяются упругие волны (на слабо затухающих коррелированных флуктуациях плотности – с большими длиной и временем корреляции флуктуаций).

5. **Комбинационное рассеяние** – неупругое рассеяние света молекулами (атомами, ионами).

Примечание.

Дисперсные системы – системы, состоящие из множества мелких частиц (**дисперсной фазы**), распределенных в однородной среде (**дисперсной среде**) (см. табл. 5.4).

Тонкодисперсные (высокодисперсные, коллоидные) системы ($10^{-9} \leq r \leq 10^{-7}$ м = 0.1 мкм) – золи. Характерно интенсивное броуновское движение частиц.

Грубодисперсные ($r \geq 10^{-6}$ м = 1 мкм) – суспензии, эмульсии, пары, туманы, пыли.

Среды с явно выраженной оптической неоднородностью называют **мутными**.

Табл. 5.4. Классификация дисперсных систем.

		Дисперсная фаза		
		Твердая	Жидкая	Газообразная
Дисперсная среда	Твердая	Молочные стекла	—	—
	Жидкая	Суспензия	Эмульсия	—
	Газообразная	Аэрозоль (пыль, дым)	Аэрозоль (туман)	Пар

Явление Тиндаля – рассеяние света мутной средой (английский физик Джон Тиндаль, 1869 г.). В качестве примера мутных сред могут выступать

взвешенные в газе твердые частицы – пыль и дым, капли жидкости в атмосфере – туман, взвешенные в жидкости твердые частицы – суспензия и т.д.

Рассеянное частицей излучение может быть в свою очередь рассеяно другой частицей и т.д. В этом случае говорят о многократном рассеянии. Рассеяние в каждом из последовательных актов осуществляется по законам однократного рассеяния. Окончательный результат получается суммированием результатов однократных рассеяний с учетом статистических характеристик их следования друг за другом.

4.1. Индикатриса рассеяния, сечения и коэффициенты рассеяния

Изучение свойств рассеянного света – интенсивность, поляризацию, спектральный состав, пространственную направленность – дает важную информацию о свойствах рассеивающей среды. Рассмотрим физические величины, описывающие изменение интенсивности света в процессе его рассеивания в среде.

Индикатриса рассеяния – индикатриса интенсивности (плотности потока энергии) рассеянного света – пространственная диаграмма зависимости интенсивности $I(r, \Omega)$ рассеянного света от телесного угла Ω (направления, задаваемого, например, азимутальным φ и полярным ϑ углами) рассеяния на данном расстоянии r от рассеивателя (см. рис. 5.50).

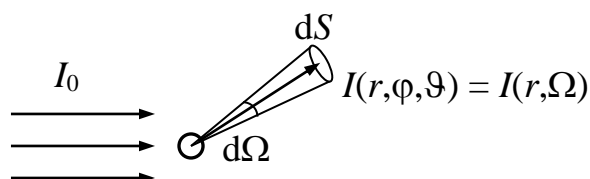


Рис. 5.50

Индикатриса (франц. *indicatrice* – указывающая) (указательная поверхность) – вспомогательная поверхность, модуль радиус-вектора каждой точки которой пропорционален физической величине в данном направлении.

Индикатриса рассеяния зависит от частоты, поляризации и направления падающего излучения.

Количественной характеристикой рассеяния света является **полное сечение рассеяния** (рассеивателем) σ – отношение полного потока энергии (мощности) рассеянного света к плотности потока энергии (интенсивности) падающего излучения, равное сумме дифференциальных сечений рассеяния (рассеивателя) по всем направлениям:

$$\sigma \equiv \frac{J}{I_0} = \frac{\int_0^{4\pi} I(r, \Omega) r^2 d\Omega}{I_0} = \int_0^{4\pi} \frac{I(r, \Omega) r^2}{I_0} d\Omega = \int_0^{4\pi} d\sigma, [\sigma] = \text{м}^2.$$

Дифференциальное сечение рассеяния (рассеивателем) – отношение потока энергии (мощности) света, рассеянного одним рассеивателем в единицу телесного угла $dJ/d\Omega$, к величине плотности потока энергии (интенсивности) падающего излучения I_0 :

$$\frac{d\sigma(\Omega)}{d\Omega} \equiv \frac{dJ(\Omega)}{d\Omega I_0} = \frac{I(r, \Omega)dS}{d\Omega I_0} = \frac{I(r, \Omega)r^2}{I_0}, \left[\frac{d\sigma(\Omega)}{d\Omega} \right] = \text{м}^2/\text{рад}^2.$$

Коэффициент рассеяния (рассеивателем) – отношение полного потока энергии (мощности) рассеянного рассеивателем света к потоку энергии $J_0(S)$ падающего на рассеиватель излучения с поперечным сечением площадью S :

$$k_s \equiv \frac{J}{J_0(S)} = \frac{J}{I_0 S} = \frac{\sigma}{S}, [k_s] = 1.$$

Ослабление интенсивности света. В результате рассеяния плотность потока энергии (интенсивность) света, распространяющегося в среде, уменьшается. При этом изменение плотности потока энергии при рассеянии света слоем dz пропорционально плотности падающего на слой потока и толщине слоя (см. рис. 5.51):

$$dI_0 \equiv I_0(z+dz) - I_0(z) = -\alpha_s I_0(z) dz.$$

Здесь α_s – **линейный коэффициент рассеяния**, $[\alpha_s] = \text{м}^{-1}$.

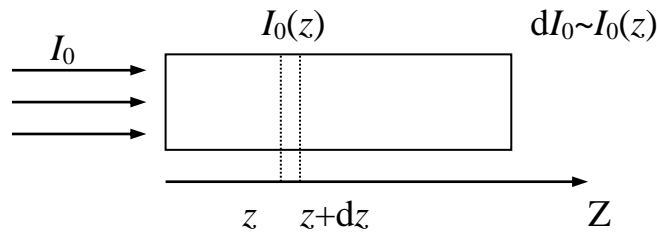


Рис. 5.51

Интегрируя по z , получим:

$$I_0(z) = I_0(0)e^{-\alpha_s z} = I_0(0)e^{-z/1/\alpha_s},$$

где $1/\alpha_s$ – расстояние вдоль распространения световой волны, на котором ее интенсивность уменьшается в $e \cong 2.72$ раза уменьшается.

Пусть N – концентрация рассеивающих частиц, тогда пучок света площадью сечения S на длине пути dz встречает $NSdz$ рассеивателей, каждый из которых выводит из пучка поток энергии (мощность) $J(z)$. Следовательно, поток энергии излучения, рассеянного слоем dz с поперечным сечением S , будет равен:

$$J(z)NSdz = \sigma I_0(z)NSdz = \alpha_s I_0(z)Sdz,$$

а коэффициент рассеяния:

$$\alpha_s = N\sigma.$$

Для света с длиной волны 5000 \AA в воздухе коэффициент рассеяния – $\alpha_s \sim 2.6 \cdot 10^{-5} \text{ м}^{-1}$ ($1/\alpha_s \sim 40 \text{ км}$), в воде – $\alpha_s \sim 5 \cdot 10^{-3} \text{ м}^{-1}$ ($1/\alpha_s \sim 200 \text{ м}$).

4.2. Излучение элементарного рассеивателя.

Закон Рэлея, индикатриса рассеяния и поляризация

Рассмотрим сначала излучение одного элементарного рассеивателя, линейные размеры l которого гораздо меньше длины волны λ излучения – $l \ll \lambda$. Электроны, находящиеся в атоме, когда попадают в электрическое поле световой волны, совершают вынужденное колебательное движение около своего положения равновесия вдоль напряженности поля с частотой падающей волны. Возникает электрический диполь. Поскольку масса атома много больше массы электрона ($m_p/m_e = 1836$), можно считать, что он покоится и дипольный момент атома равен $\mathbf{p} = q\mathbf{l}$ ($l \ll \lambda$).

Рассмотрим, как излучает в вакууме точечный электрический диполь, меняющийся во времени под действием линейно поляризованной световой волны. Если расстояние от диполя до точки наблюдения r гораздо больше, чем размер диполя l – $r \gg l$ (в нашем случае это выполняется очень хорошо), то такой диполь называется точечным или элементарным электрическим диполем (см. рис. 5.52).

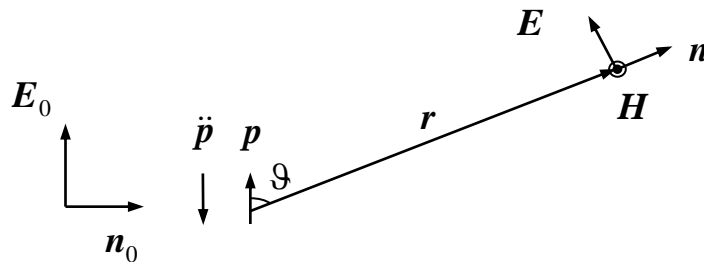


Рис. 5.52

Для такого диполя излучаемое им электромагнитное поле в вакууме, с учетом взаимосвязи материально-полевых векторов электромагнитного поля волны $[\mathbf{nH}] = -\text{grad} D$, будет определяться формулами:

$$\mathbf{H}(t, \mathbf{r}) = -\frac{1}{4\pi cr} \left[\mathbf{n} \dot{\mathbf{p}} \left(t - \frac{r}{c} \right) \right],$$

$$\mathbf{E}(t, \mathbf{r}) = -\frac{1}{\epsilon_0 c} [\mathbf{nH}(t, \mathbf{r})] = \frac{1}{4\pi \epsilon_0 c^2 r} \left[\mathbf{n} \left[\mathbf{n} \dot{\mathbf{p}} \left(t - \frac{r}{c} \right) \right] \right],$$

где \mathbf{p} – электрический дипольный момент диполя, $\mathbf{n} = \frac{\mathbf{r}}{r}$ – единичный вектор

в направлении радиус-вектора \mathbf{r} точки наблюдения относительно диполя и в направлении распространения излучаемой волны (нормаль рассеянной волны).

Как видим (рис. 5.52), точечный диполь, меняющийся во времени, испускает сферическую (фронт волны – сфера) электромагнитную волну. Напряженность электрического поля $\mathbf{E}(t, \mathbf{r})$ волны лежит в плоскости напряженности электрического поля \mathbf{E}_0 падающей волны и нормали \mathbf{n} рассеянной волны:

$$\mathbf{E}(t, \mathbf{r}) \parallel (\mathbf{E}_0, \mathbf{n}).$$

Если дипольный момент меняется по гармоническому закону $\mathbf{p}(t) = \mathbf{p}_0 \cos(\omega t)$, то напряженность электрического поля излучаемой волны в проекции на свою локальную ось равна (см. рис. 5.52):

$$E(t, r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 c^2 r} \ddot{p}(t) \sin \vartheta = \frac{\omega^2}{4\pi\epsilon_0 c^2 r} p(t) \sin \vartheta = E(t, r, \vartheta),$$

где p и \ddot{p} – проекции дипольного момента и ее второй производной на свои локальные оси (рис. 5.52), ϑ – полярный угол ($0 \leq \vartheta \leq \pi$) между электрическим дипольным моментом \mathbf{p} и направлением \mathbf{n} на точку наблюдения (см. 5.52).

Как видим, по линии колебания диполя излучение отсутствует. Угловое распределение модуля напряженности электрического поля, а значит и интенсивности излучения (индикатриса рассеяния), аксиально симметрично вдоль направления напряженности электрического поля падающей волны (см. рис. 5.53):

$$I(r, \vartheta) = \epsilon_0 c \langle E^2(t, r, \vartheta) \rangle = \epsilon_0 c \frac{\omega^4}{(4\pi\epsilon_0 c^2 r)^2} \overline{p^2(t)} \sin^2 \vartheta \sim \sin^2 \vartheta.$$

Заметим, что формула для интенсивности рассеянного излучения получены с учетом коэффициента $\epsilon_0 \epsilon \nu = \sqrt{\frac{\epsilon_0 \epsilon}{\mu_0 \mu}}$ (см. п. 6.1 в Главе I). В рассматриваемом случае распространения рассеянного света в вакууме ($\epsilon = 1$ и $\mu = 1$) формула дополнена множителем $\epsilon_0 c = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}}$.

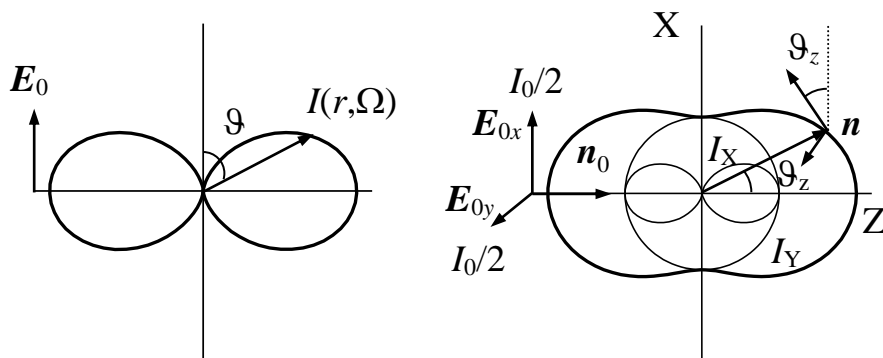


Рис. 5.53

Обратим внимание, что интенсивность рассеянного света очень сильно зависит от частоты падающего света – пропорциональна четвертой степени:

$$I(r, \vartheta) \sim \omega^4.$$

Такая зависимость интенсивности от частоты была установлена в 1871 г. английским физиком Джоном Уильямом Рэлеем и называется **законом Рэлея**.

Полная мощность рассеяния (поток энергии рассеянного излучения) одним рассеивателем по всем направлениям будет равен:

$$\begin{aligned} J &= \int_0^{4\pi} I(r, \varphi, \vartheta) r^2 d\Omega = \varepsilon_0 c \frac{\omega^4}{(4\pi\varepsilon_0 c^2)^2} \overline{p^2(t)} \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \sin^2 \vartheta \sin \vartheta d\varphi d\vartheta = \\ &= \varepsilon_0 c \frac{\omega^4}{(4\pi\varepsilon_0 c^2)^2} \overline{p^2(t)} \frac{8}{3} \pi = \frac{\omega^4}{6\pi\varepsilon_0 c^3} \overline{p^2(t)}. \end{aligned}$$

Если падающий свет не поляризован (с естественной поляризацией), то, с учетом соотношения $\cos^2 \vartheta_x + \cos^2 \vartheta_y + \cos^2 \vartheta_z = 1$ для направляющих косинусов вектора нормали $\mathbf{n} = (\cos \vartheta_x, \cos \vartheta_y, \cos \vartheta_z)$ рассеянного света, получим:

$$\begin{aligned} I(r, \mathbf{n}) &= I_X(r, \vartheta_y) + I_Y(r, \vartheta_y) \sim \frac{\sin^2 \vartheta_x + \sin^2 \vartheta_y}{2} = \frac{2 - \cos^2 \vartheta_x - \cos^2 \vartheta_y}{2} = \\ &= \frac{1 + \cos^2 \vartheta_z}{2}, \\ I(r, \vartheta_z) &= \langle E^2 \rangle = \varepsilon_0 c \frac{\omega^4}{(4\pi\varepsilon_0 c^2 r)^2} \overline{p^2(t)} \frac{1 + \cos^2 \vartheta_z}{2}. \end{aligned}$$

Здесь $I_X(r, \vartheta_y)$ и $I_Y(r, \vartheta_y)$ – интенсивности рассеянного света, который образован линейно поляризованными вдоль произвольно выбранных ортогональных осей X и Y, перпендикулярных направлению \mathbf{n}_0 падающей световой волны, некоррелированными компонентами падающего света. Как видим, угловое распределение интенсивности излучения (индикатриса рассеяния), аксиально симметрично вдоль направления падающей волны (см. рис. 5.53).

Из-за разных угловых зависимостей, по-разному поляризованных составляющих рассеянного света, неполяризованный свет, рассеянный под углом к первичному пучку, становится в общем случае частично поляризованным. При рассеянии света по направлению, составляющему 90° с направлением падающего света, происходит линейная поляризация с направлением поляризации, перпендикулярным плоскости $(\mathbf{n}, \mathbf{n}_0)$.

Введем в рассмотрение **степень поляризации P**:

$$P \equiv \frac{I_\perp - I_\parallel}{I_\perp + I_\parallel},$$

где I_{\parallel} и I_{\perp} – интенсивности рассеянного света, который поляризован вдоль и поперек плоскости $(\mathbf{n}_0, \mathbf{n})$, образованной падающим лучом \mathbf{n}_0 и наблюдаемым рассеянным лучом \mathbf{n} (см. рис. 5.54).

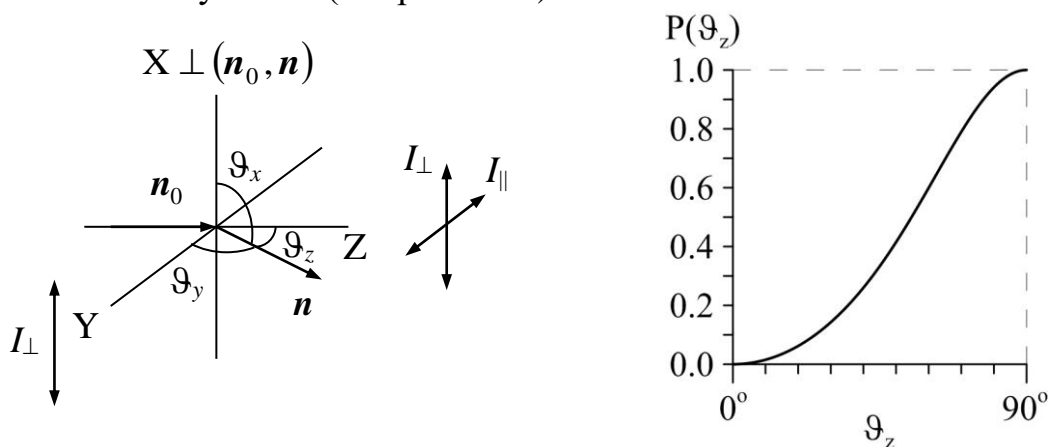


Рис. 5.54

Если ось X выбирается перпендикулярной этой плоскости (рис. 5.54), то $\vartheta_x = \pi/2$, $\vartheta_y = \pi/2 - \vartheta_z$ и степень поляризации равна:

$$P = \frac{I_X - I_Y}{I_X + I_Y} = \frac{\sin^2 \vartheta_x - \sin^2 \vartheta_y}{\sin^2 \vartheta_x + \sin^2 \vartheta_y} = \frac{1 - \cos^2 \vartheta_z}{1 + \cos^2 \vartheta_z} = \frac{\sin^2 \vartheta_z}{1 + \cos^2 \vartheta_z} = P(\vartheta_z).$$

В частном случае при угле рассеяния $\vartheta_z = 90^\circ$ степень поляризации $P(\vartheta_z = 90^\circ) = 1$ (рис. 5.54).

4.3. Молекулярное рассеяние света

Впервые на рассеяние света тепловыми флуктуациями указал польский физик Мариан Смолуховский в 1908 г. Он развил теорию молекулярного рассеяния разреженными газами. Основные идеи Смолуховского:

- размеры оптических неоднородностей (частиц) в газе малы по сравнению с длиной волны света;
- положение каждой частицы можно считать независящим от положений других частиц, что является причиной случайности фаз волн, рассеянных каждой частицей;
- взаимодействием частиц можно пренебречь.

Рассеяние на молекулах каждой частицы упруго и когерентно. Напряженность электрического поля рассеянного света на частице равна сумме напряженностей полей света, рассеянного каждой молекулой. Рассеяние на коллективе частиц не когерентно и интенсивность рассеянного света равна сумме интенсивностей света, рассеянного отдельными частицами.

Теорию упругого рассеяния жидкостями развил в 1910 г. Альберт Эйнштейн, исходя из идеи Смолуховского о том, что размеры оптических неоднородностей в жидкости (как и в газах) малы по сравнению с длиной волны света.

В случае, когда в объеме λ^3 находится большое число частиц, становится существенным многократное рассеяние, и коллективные эффекты становятся определяющими. В случае твердых и жидких сред необходимо учитывать коллективный характер флуктуаций показателя преломления (обусловленного флуктуациями плотности и температуры среды) при наличии достаточно сильного взаимодействия частиц друг с другом (см. рассеяние Мандельштама-Бриллюэна).

А. Статистическая теория рассеяния

Коротко изложим суть статистической теории рассеяния света. Причинами статистических (тепловых, из-за теплового движения молекул) флуктуаций оптических свойств (электрических дипольных моментов молекул и частиц) в общем случае могут быть флуктуации:

1) локального поля \mathbf{E}' ; в газе они малы, так как молекулы находятся на большом расстоянии друг от друга и практически не взаимодействуют;

2) ориентации анизотропных молекул – изменения взаимной ориентации напряженности локального поля и осей тензора поляризуемости анизотропных молекул (тепловое ориентационное подрагивание молекул):

$$p_i = \varepsilon_0 \sum_{k=1}^3 \beta_{ik} E'_k; \beta_{ik} = \bar{\beta}_{ik} + \Delta\beta_{ik};$$

3) плотности среды.

Очевидно, что в случае тепловых флуктуаций плотности будет флуктуировать и диэлектрическая проницаемость $\varepsilon = \varepsilon(\rho, T)$:

$$\Delta\varepsilon = \left(\frac{\partial\varepsilon}{\partial\rho} \right)_T \Delta\rho + \left(\frac{\partial\varepsilon}{\partial T} \right)_\rho \Delta T.$$

Поскольку при постоянной плотности показатель преломления зависит от температуры слабо, то:

$$\Delta\varepsilon \cong \left(\frac{\partial\varepsilon}{\partial\rho} \right)_T \Delta\rho.$$

Будем считать, что флуктуации оптических свойств возникают в основном благодаря только флуктуациям плотности в объемах $\{V_j\}$, линейные размеры которых малы по сравнению с длиной волны света. При этом все элементарные рассеиватели в каждом из этих объемов излучают когерентно. Это означает, что рассеяние будет обусловлено наличием флуктуации электрического дипольного момента этих выделенных объемов:

$$\mathbf{p}_{V_j} = V_j \mathbf{P} = V_j \varepsilon_0 (\varepsilon_j - 1) \mathbf{E}_0.$$

В силу флуктуации плотности меняется диэлектрическая проницаемость $\varepsilon_j = \bar{\varepsilon} + \Delta\varepsilon_j$, тогда меняется и вектор поляризации:

$$\Delta\mathbf{p}_{V_j} = V_j \varepsilon_0 \Delta\varepsilon_j \mathbf{E}_0 = V_j \varepsilon_0 \left(\frac{\partial\varepsilon}{\partial\rho} \right)_T \Delta\rho_j \mathbf{E}_0.$$

В соответствии с принципом суперпозиции волн, когерентно излучающихся элементарными рассеивателями объема V_j , напряженность электрического поля E_j (складываются напряженности полей от элементарных рассеивателей) и интенсивность I_j рассеянного этим объемом света будут равны:

$$E_j = \frac{\omega^2}{4\pi\epsilon_0 c^2 r} \Delta\rho_{V_j} \sin \vartheta = -E_0 \frac{\omega^2}{4\pi c^2 r} \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial \rho} \right)_T \Delta\rho_j V_j \sin \vartheta,$$

$$I_j = \langle E_j^2 \rangle = I_0 \frac{\omega^4}{(4\pi c^2 r)^2} \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial \rho} \right)_T^2 \overline{(\Delta\rho_j V_j)^2} \sin^2 \vartheta.$$

Поскольку $\rho_j = \frac{m_j}{V_j}$, то для выделенной части среды массой m_j при малых флуктуациях $\frac{\Delta\rho_j}{\rho_j} = -\frac{\Delta V_j}{V_j}$ и $\overline{(\Delta\rho_j V_j)^2} = \overline{(\rho_j \Delta V_j)^2} \cong \rho^2 \overline{(\Delta V_j)^2}$. Следовательно:

$$I_j \cong I_0 \frac{\omega^4}{(4\pi c^2 r)^2} \left(\rho \frac{\partial \epsilon}{\partial \rho} \right)_T^2 \overline{(\Delta V_j)^2} \sin^2 \vartheta.$$

Рассеяние на совокупности областей оптической неоднородности некогерентно и интенсивность рассеянного света равна сумме интенсивностей света, рассеянного отдельными областями. В результате при рассеянии на статистически независимых тепловых флуктуациях плотности в совокупности объемов $\{V_j\}$ (в общем случае для жидкостей и газов) получим:

$$I = \sum_j I_j \cong I_0 \frac{\omega^4}{(4\pi c^2 r)^2} \left(\rho \frac{\partial \epsilon}{\partial \rho} \right)_T^2 \sum_j \overline{(\Delta V_j)^2} \sin^2 \vartheta.$$

Б. Формулы Эйнштейна и Рэлея

Формула Эйнштейна для жидкостей и плотных газов. Найдем флуктуацию плотности для жидкости и газа. Рассмотрим малую часть жидкости или газа, окруженную такой же жидкой или газообразной средой, температура которой поддерживается постоянной. Пусть объем выделенной части жидкости или газа (рис. 5.55) флуктуирует при данной температуре на малую величину ΔV_j . Тогда в первом приближении:

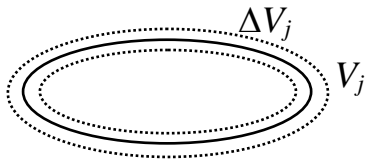


Рис. 5.55

$$\left(\frac{\Delta P_j}{\Delta V_j} \right)_T \cong \alpha_j - const < 0.$$

Работа сил давления при флуктуации будет равна:

$$\Delta A_j = \int_{\bar{V}_j}^{\bar{V}_j + \Delta V_j} (\bar{P} + \Delta P_j) dV = \int_0^{\Delta V_j} (\bar{P} + \alpha_j \Delta V_j) d(\Delta V_j) = \bar{P} \Delta V_j + \frac{\alpha_j}{2} (\Delta V_j)^2.$$

Пусть процессы флуктуаций достаточно быстры по сравнению со скоростью обмена энергией между частицей и средой. В соответствии с первым началом

термодинамики для выделенного объема при адиабатических процессах $\Delta Q_j = \Delta U_j + \Delta A_j = 0$. Если воспользоваться теоремой о равномерном распределении энергии по степеням свободы для термодинамической системы в состоянии равновесия, то будем иметь:

$$\overline{\Delta U_j} = -\overline{\Delta A_j} = -\overline{P\Delta V_j} - \frac{\alpha_j}{2} \overline{(\Delta V_j)^2} = -\frac{\alpha_j}{2} \overline{(\Delta V_j)^2} = \frac{1}{2} kT,$$

$$\overline{(\Delta V_j)^2} = -\frac{kT}{\alpha_j}.$$

В то же время по определению **изотермическая сжимаемость**

$$\beta_T \equiv -\frac{1}{V_j} \left(\frac{\partial V_j}{\partial P_j} \right)_T, \text{ следовательно } \alpha_j \cong \left(\frac{\Delta P_j}{\Delta V_j} \right)_T \cong -\frac{1}{V_j \beta_T}. \text{ Таким образом:}$$

$$\overline{(\Delta V_j)^2} = V_j \beta_T kT$$

и

$$\sum_j \overline{(\Delta V_j)^2} = V \beta_T kT.$$

В результате для интенсивности рассеянного света в случае жидкостей и плотных газов получим **формулу Эйнштейна** (1910 г.):

$$I = I_0 \frac{\omega^4}{(4\pi c^2 r)^2} \left(\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right)_T^2 V \beta_T kT \sin^2 \vartheta.$$

Для жидкостей интенсивность рассеянного света примерно в 50 раз меньше, чем для газов. Это объясняется меньшими флуктуациями в жидкости, чем в газе из-за меньшей изотермической сжимаемости β_T .

В твердых телах большой вклад в интенсивность рассеянного света дают примеси и дефекты. Вклад молекулярного рассеяния можно выделить, изучая температурную зависимость интенсивности рассеянного света. Вклад от примесей остается постоянным, а от молекулярного рассеяния растет с температурой.

Формула Рэлея. В случае идеальных газов воспользуемся уравнением его состояния $P_j V_j = N_j kT$, тогда:

$$\beta_T \equiv -\frac{1}{V_j} \left(\frac{\partial V_j}{\partial P_j} \right)_T = \frac{1}{V_j} N_j kT \frac{1}{P_j^2} = \frac{1}{P_j},$$

$$\beta_T kT = \frac{kT}{P_j} = \frac{V_j}{N_j} \cong \frac{1}{N},$$

где N_j – число молекул (атомов) в объеме V_j , N – средняя концентрация молекул, одинаковая по всем объемам V_j . Воспользуемся также выражением для диэлектрической проницаемости газа:

$$\varepsilon - 1 = N\beta = N_A \frac{\rho}{\mu} \beta,$$

$$\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} = \rho N_A \frac{1}{\mu} \beta = \varepsilon - 1 = n^2 - 1 \cong 2(n - 1),$$

где β – поляризуемость молекулы. В результате получим **формулу Рэля для рассеяния света в газе:**

$$I = I_0 \frac{\omega^4}{(4\pi c^2 r)^2} 4(n - 1)^2 \frac{V}{N} \sin^2 \vartheta.$$

Измерение интенсивности рассеянного в атмосфере света позволило американскому физико-экспериментатору Роберту Уильямсу Вуду определить с помощью формулы Рэля число молекул в единице объема, а значит и число Авагадро – $N_A \cong 6.05 \cdot 10^{23}$.

Молекулярное рассеяние света в твердых телах впервые было надежно определено советским физиком академиком Г.С. Ландсбергом в 1926–1927 гг. на кристаллах кварца. Трудность обнаружения молекулярного рассеяния света в твердых телах – малая доля $\sim 10^{-8}$ интенсивности рассеянного света от интенсивности падающего и заметный вклад от рассеяния на дефектах кристалла (примесях, микротрещинах и т.д.). Только исследование температурной зависимости позволило отделить одно рассеяние от другого. Интенсивность рассеянного на дефектах структуры света не зависит от температуры, а интенсивность молекулярно рассеянного света возрастает с температурой, поскольку в соответствии с уравнением состояния газа при росте T возрастает объем V .

В. Важнейшие особенности молекулярного рассеяния.

1. Индикатриса интенсивности рассеянного света в случае поляризованного падающего света – как у элементарного рассеивателя:

- линейно поляризованное излучение – $I(r, \varphi, \vartheta) \sim \sin^2 \vartheta$,

- естественная поляризация – $I(r, \varphi, \vartheta) \sim \frac{1 + \cos^2 \vartheta_z}{2}$.

2. Поляризация рассеянного света:

- от изотропных молекул – как у элементарного рассеивателя:

$$P(\vartheta_z) \equiv \frac{I_{\perp} - I_{\parallel}}{I_{\perp} + I_{\parallel}} = \frac{\sin^2 \vartheta_z}{1 + \cos^2 \vartheta_z};$$

- от анизотропных молекул наблюдается деполяризация света.

Если молекулы среды анизотропны и наблюдаются флуктуации ориентаций этих молекул, то направление индуцированного диполя молекулы может не совпадать с направлением внешнего поля. Это означает, что возможна деполяризация рассеянного даже под углом $\vartheta_z = 90^\circ$ света. В качестве коли-

чественной характеристики степени деполяризации удобно пользоваться **коэффициентом деполяризации** γ .

Коэффициент деполяризации γ – отношение интенсивности рассеянного света под углом рассеяния $\vartheta_z = \pi/2$ с поляризацией вдоль направления падающей волны к интенсивности рассеянного света с поляризацией поперек этого направления:

$$\gamma = \frac{I_{\parallel}}{I_{\perp}} \quad (\vartheta_z = \pi/2).$$

В газах $\gamma \sim 10^{-2}$, а в жидкостях $\gamma \sim 0.1 \div 1$. Для водорода – $\gamma \cong 0.01$, бензола – $\gamma \cong 0.44$, CS_2 – 0.68. Измерения коэффициента деполяризации позволяют делать заключения относительно анизотропии молекул и делать выводы относительно ее структуры. Для этого особо пригодны измерения в парах и газах, ибо в жидкой фазе сильны межмолекулярные взаимодействия, увеличивающие степень деполяризации.

3. Закон Рэлея – $I \sim \omega^4 \sim 1/\lambda^4$ – как у элементарного рассеивателя. Это объясняет голубой цвет неба и красное заходящее солнце.

4. Критическая опалесценция – явление возрастания интенсивности рассеянного излучения вблизи критической температуры – температуры, при которой плотности (а также давления) насыщенного пара и жидкости, находящиеся в динамическом равновесии, становятся одинаковыми. Вблизи этой температуры возрастают сжимаемость вещества $\beta_T = -\frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial P} \right)_T$ (см. диа-

грамму состояний реального газа) и производная $\left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right)_T$. Вблизи критических

точек фазовых переходов интенсивность флуктуаций значительно возрастает, и размеры областей неоднородностей становятся сравнимыми с длиной волны света, что приводит к резкому усилению рассеяния света средой – критической опалесценции, осложненной явлением переизлучения.

5. Селективное по частоте рассеяние – интенсивность рассеянного излучения I возрастает вблизи собственных частот элементарного рассеивателя $\omega \sim \omega_0$, поскольку при этом возрастает показатель преломления n (см. формулу Зельмейера в п. 1.3), а значит и $I \sim (n - 1)^2$.

4.4. Рассеяние Рэлея в дисперсных средах

Когда радиус частицы r много меньше длины волны света λ в веществе, рассеяние света на ней аналогично нерезонансному (упругому) рассеянию света атомом (молекулой).

Допустим, что оптическая неоднородность создается одинаковыми шариками радиуса r , беспорядочно распределенными по объему, занятому средой (рис. 5.56). Пусть среднее расстояние между шариками l велико по срав-

нению с r , а сами шарики малы по сравнению с длиной волны $r \ll \lambda$. Тогда можно считать внешнее поле \mathbf{E}_0 световой волны однородным.

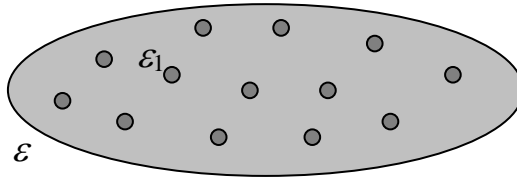


Рис. 5.56

Опираясь на законы электростатики в диэлектрических средах, можно показать, что электрическое поле \mathbf{E} внутри шарика также однородно и равно:

$$\mathbf{E} = \frac{3}{\varepsilon_1/\varepsilon + 2} \mathbf{E}_0 = \frac{3\varepsilon}{\varepsilon_1 + 2\varepsilon} \mathbf{E}_0,$$

где ε_1 и ε – диэлектрические проницаемости шарика и среды. Дополнительная поляризация будет отлична от нуля только в области расположения шариков, где она равна:

$$\Delta \mathbf{P} = \varepsilon_0 (\varepsilon_1 - \varepsilon) \mathbf{E} = \frac{3\varepsilon_0 (\varepsilon_1 - \varepsilon) \varepsilon}{\varepsilon_1 + 2\varepsilon} \mathbf{E}_0,$$

а дополнительный дипольный момент этой области объемом V_1 :

$$\Delta \mathbf{p} = V_1 \Delta \mathbf{P} = V_1 \frac{3\varepsilon_0 (\varepsilon_1 - \varepsilon) \varepsilon}{\varepsilon_1 + 2\varepsilon} \mathbf{E}_0.$$

Для линейно поляризованной гармонической волны интенсивность света, рассеянного одним шариком, будет равна:

$$I_1 = \frac{\omega^4}{(4\pi\varepsilon_0 c^2 r)^2} (\Delta p)^2 \sin^2 \vartheta = I_0 \left(\frac{3\varepsilon}{4\pi c^2 r} \right)^2 \omega^4 V_1^2 \left(\frac{\varepsilon_1 - \varepsilon}{\varepsilon_1 + 2\varepsilon} \right)^2 \sin^2 \vartheta.$$

Запишем теперь интенсивность света I , рассеиваемого всеми шариками, находящимися в объеме V . Их среднее число в этом объеме равно NV , где N – концентрация шариков (рассеивающих частиц) в среде. Так как расстояния между шариками l велики по сравнению с длиной волны λ и они распределены по объему беспорядочно, то для нахождения I надо сложить интенсивности I_1 . Если расстояние от объема V до точки наблюдения L велико по сравнению с линейными размерами объема, то все расстояния можно считать одинаковыми и для поляризованного света (Джон Уильям Рэлей, 1899 г.):

$$I = NV I_1 = I_0 NV \left(\frac{3\varepsilon}{4\pi c^2 r} \right)^2 \omega^4 V_1^2 \left(\frac{\varepsilon_1 - \varepsilon}{\varepsilon_1 + 2\varepsilon} \right)^2 \sin^2 \vartheta.$$

Основные особенности:

- 1 – индикатриса рассеяния – как в случае молекулярного рассеяния;
- 2 – поляризация – как в случае молекулярного рассеяния;
- 3 – закон Рэля – как в случае молекулярного рассеяния;
- 4 – сильная зависимость от размера частиц: r^6 ;
- 5 – сильная зависимость от разности диэлектрических проницаемостей рассеивающего вещества ε_1 и окружающей среды ε : $(\varepsilon_1 - \varepsilon)^2$.

4.5. Рассеяние Ми

Рассеяние света в мутных средах на мелких частицах удается проследить в рамках строгой теории, разработанной немецким ученым Густавом Адольфом Ми в 1908 г. В математическом смысле теория Ми сводится к решению уравнений Максвелла с граничными условиями на поверхности сферической частицы произвольного радиуса r , характеризуемой диэлектрической и магнитной проницаемостями и электропроводностью. В целом получается громоздкая и сложная теория. Приведем некоторые ее результаты.

1. Индикатриса рассеяния.

По сравнению с рассеянием Рэля на тонкодисперсных частицах с увеличением размера частиц (r/λ) появляется асимметрия рассеяния вперед и назад – преобладает рассеяние вперед без резких максимумов и минимумов ($r < \lambda$). При дальнейшем увеличении размеров частиц r до λ и более (при $\varepsilon \geq 1$) в индикатрисе рассеяния появляются резкие максимумы и минимумы – вблизи так называемых **резонансов Ми** (при $2r = m\lambda$, $m = 1, 2, 3 \dots$), рассеяние вперед усиливается, назад – ослабевает, зависимость поляризации от угла рассеяния усложняется (см. рис. 5.57).

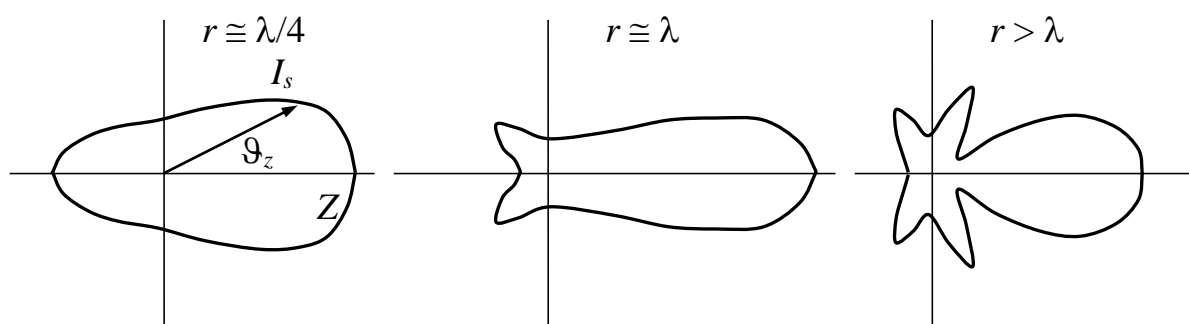


Рис. 5.57

2. Рассеянный свет частично поляризован даже при неполяризованном падающем на частицы излучении, как и при рэлеевском рассеянии. Характер поляризации зависит от оптических свойств частицы и от направления рассеяния.

3. Слабая зависимость интенсивности рассеянного света от длины волны, что существенно отличается от рассеяния Рэля. Благодаря этому – облака являются белыми. При задымлении атмосферы небо приобретает белесый оттенок (рассеяние на аэрозолях воздуха). Непрозрачность тумана яв-

ляется следствием сильного рассеяния Ми на крупных аэрозолях воздуха – каплях воды.

В больших частицах много молекул. Элементарные диполи каждой молекулы под влиянием световой волны приходят в колебание и становятся источниками вторичных волн, составляющих вторичное излучение. В этом отношении механизм рассеяния Ми аналогичен механизму Рэля.

Теория рассеяния Ми учитывает размеры частиц и выражает рассеяние в виде рядов, малым параметром которых служит отношение $\alpha = kr = 2\pi \frac{r}{\lambda}$.

Имеет значение не абсолютный размер частиц, а соотношение размера частицы и длины волны. При $\alpha < 0.2$ рассеяние становится рэлеевским как предельный случай рассеяния Ми.

Различия рассеяния Ми от рэлеевского рассеяния обусловлены следующим обстоятельством.

1. При рассеянии Рэля все элементарные рассеиватели находятся в поле одной и той же первичной волны и излучают когерентно. При рассеянии Ми необходимо учесть **влияние переизлучения** первичной волны элементарными рассеивателями одной частицы, в результате чего они находятся, вообще говоря, в неодинаковых магнитных полях.

2. В рассеянии Рэля излучение от элементарных рассеивателей одной и той же частицы (молекулы) интерферируют между собой при одинаковой разности фаз независимо от направления, поэтому при вычислении интенсивности рассеянного света суммируются амплитуды рассеянных волн. В рассеянии Ми необходимо учитывать различие в фазах излучения элементарных рассеивателей и **разность фаз**, вносимую в наблюдаемое излучение конечным расстоянием между элементарными рассеивателями.

В грубодисперсных средах при $r \gg \lambda$ процесс рассеяния рассматривается на основе геометрической оптики с учетом интерференции лучей, отраженных и преломленных на поверхности частиц – дифракции. Важная особенность этого случая – периодический характер зависимости интенсивности по углу и по отношению размера частицы к длине волны. Эта периодичность обуславливает ореолы, радуги, гало и другие явления, происходящие в аэрозолях, туманах и т.д.

4.6. Рассеяние Мандельштама-Бриллюэна

Рассеяние Мандельштама-Бриллюэна – неупругое рассеяние на изменениях плотности чистой макроскопически однородной конденсированной среды, в которой распространяются упругие волны (на слабозатухающих коррелированных флуктуациях плотности).

Данный вид рассеяния был предсказан русским ученым Леонидом Исааковичем Мандельштамом в 1918 г. и независимо от него французским физиком Леоном Бриллюэном в 1922 г. Впервые обнаружено советским физиком-экспериментатором Евгением Федоровичем Гроссом в 1930 г.

Флуктуации плотности можно рассматривать как совокупность упругих волн, распространяющихся в конденсированной среде по всевозможным направлениям и обладающих всевозможными частотами Ω и фазами. Этим волнам соответствуют гармонические распределения оптической неоднородности среды в пространстве и времени, которые приводят к модуляции амплитуды и фазы рассеянного света. В результате возникает дифракция света на упругих волнах – рассеяние с изменением частоты дифрагированного света.

Если в среде распространяется плоская монохроматическая световая волна с частотой ω_0 и волновым вектором \mathbf{k}_0 :

$$E_0 = a_0 \cos(\omega_0 t - \mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r}),$$

которая встречает бегущую упругую волну с частотой Ω и волновым вектором \mathbf{q} :

$$\delta\rho = \delta\rho_0 \cos(\Omega t - \mathbf{q} \cdot \mathbf{r}),$$

то максимум дифрагированного света будет виден в направлении, отвечающем условию (уравнению) дифракции Брэгга-Вульфа – дифракции плоской волны на периодической структуре (см. п. 7.4.Б в Главе IV; рис. 5.59):

$$2\Lambda \sin \frac{\vartheta}{2} = \lambda_0,$$

где Λ – длина упругой волны в среде, ϑ – угол рассеяния, λ_0 – длина световой волны.

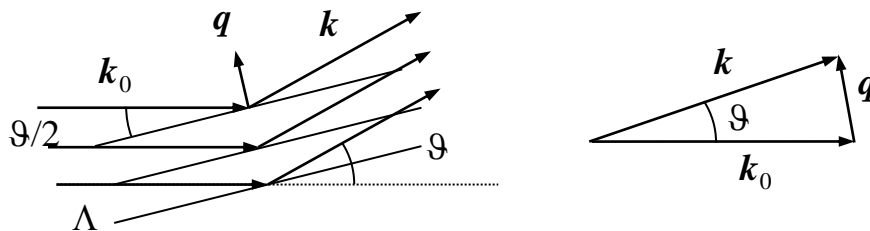


Рис. 5.59

Используя волновые числа световой k_0 и упругой q волн:

$$k_0 = \frac{\omega_0}{v} = \frac{2\pi}{\lambda_0},$$

$$q = \frac{\Omega}{V} = \frac{2\pi}{\Lambda},$$

где v – скорость света в среде, V – скорость упругой волны в среде, условие Брэгга-Вульфа, можно записать в виде:

$$q = 2k_0 \sin \frac{\vartheta}{2}.$$

Полагая $k \cong k_0 = \frac{\omega_0}{v} = \frac{2\pi}{\lambda_0} \gg q = \frac{\Omega}{V} = \frac{2\pi}{\Lambda}$ можно получить **условие векторно-**

го синхронизма:

$$\mathbf{k} = \mathbf{k}_0 + \mathbf{q}^1.$$

Поскольку в соответствии с рис. 5.59:

$$q^2 = k^2 + k_0^2 - 2\mathbf{k} \cdot \mathbf{k}_0 \cong 2k_0^2(1 - \cos \vartheta) = 4k_0^2 \sin^2 \frac{\vartheta}{2},$$

$$q = 2k_0 \sin \frac{\vartheta}{2}.$$

Так как $k_0 = \frac{\omega_0}{v}$ и $q = \frac{\Omega}{V}$, то в соответствии с условием Брэгга-Вульфа

можно связать между собой частоты световой ω_0 и упругой Ω волн с углом рассеяния ϑ :

$$\frac{\Omega}{\omega_0} = 2 \frac{V}{v} \sin \frac{\vartheta}{2}.$$

Эта формула впервые была получена независимо Л.И. Мандельштамом и Л. Бриллюэном, и носит их имя – **формула Мандельштама-Бриллюэна**.

Обратим внимание, что в соответствии с формулой Мандельштама-Бриллюэна под бóльшими углами рассеяния (дифракции) происходит рассеяние света на упругих волнах с бóльшей частотой Ω , то есть с мёньшей длиной волны Λ .

Заметим, что к формуле Мандельштама-Бриллюэна можно прийти, рассматривая рассеяние (дифракцию) на бегущей волне с учетом продольного эффекта Доплера в направлении рассеяния, определяемом углом ϑ , при отражении от бегущих волн, движущихся со скоростями $\pm V$).

При дифракции волны на гармонической неоднородности плотности среды (диэлектрической проницаемости) в линейном приближении получается дифракционный спектр только первого порядка. Амплитуда рассеянного света, дифрагировавшего на упругой волне в направлении, определяемом некоторым углом рассеяния ϑ , будет меняться по закону $\cos(\Omega t)$ (см. выражение для напряженности поля рассеянного света в п. 4.3А):

$$E(t) \sim E_0(t)\delta\rho(t) \sim \cos(\omega_0 t)\cos(\Omega t) = \frac{\cos((\omega_0 - \Omega)t) + \cos((\omega_0 + \Omega)t)}{2}.$$

Следовательно, в рассеянном свете должны наблюдаться два сателлита – **стоксов** и **антистоксов** сателлиты с частотами $\omega_0 - \Omega$ и $\omega_0 + \Omega$, симметрично расположенными по обе стороны от частоты падающего света. Эти са-

¹ В квантовом описании процесса неупругого взаимодействия световой волны и упругих колебаний среды это условие по существу соответствует закону сохранения импульса (импульс кванта света – $g_\gamma = \hbar\mathbf{k} = \frac{\hbar\omega}{v}\mathbf{n}_\gamma$, а для упругих волн – $g_v = \hbar\mathbf{q} = \frac{\hbar\Omega}{V}\mathbf{n}_v$).

теллиты называются **компонентами Мандельштама-Бриллюэна** и образуют тонкую структуру спектральной линии Рэля (см. рис. 5.58).

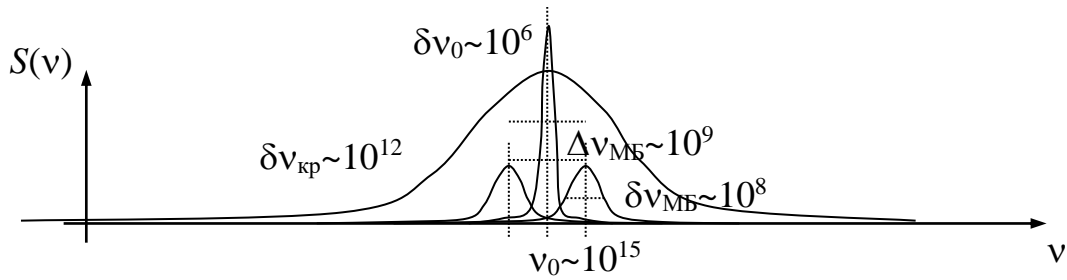


Рис. 5.58

Если падающий свет монохроматический, то спектр рассеянного света имеет примерно следующий вид ($\Delta\nu_{\text{МБ}} \sim 10^9 \div 10^{12}$ Гц, $\delta\nu_{\text{МБ}} \sim 10^8 \div 10^9$ Гц), представленный на рис. 5.58.

Для наблюдения смещения компонент $\pm\Delta\nu_{\text{МБ}}$ необходим прибор большой разрешающей силы:

$$\frac{\nu_0}{\Delta\nu_{\text{МБ}}} = \frac{\omega_0}{\Omega} \sim \frac{10^{15}}{10^9} = 10^6.$$

Стоксова и антистоксова компоненты Мандельштама-Бриллюэна, являясь очень слабыми, имеют собственную ширину, связанную со временем $\tau_{\text{зв}}$ затухания звуковой волны:

$$\delta\nu_{\text{МБ}} \sim \frac{1}{\tau_{\text{зв}}} \sim 10^8 \div 10^9 \text{ Гц} \sim 10^{-1} \Delta\nu_{\text{МБ}}.$$

Спектральный анализ рассеянного света является эффективным (одним из немногих) методом исследования гиперзвука (упругих волн с частотами от 10^9 до 10^{12} Гц) и упругих констант.

Центральная компонента в спектре рассеянного света связана с более медленными некоррелированными флуктуациями плотности экспоненциального типа.

Временные изменения оптических неоднородностей, вызванные флуктуациями энтропии или температуры, подчиняются уравнению теплопроводности, решение которого дает в данном случае экспоненциальную зависимость от времени. Следовательно, в этом случае функция, модулирующая амплитуду световой волны, экспоненциально зависит от времени, что не изменит частоты, а определит ширину спектральной линии $\delta\nu_0 \sim 10^6$ Гц.

Временное изменение оптических неоднородностей, вызванных флуктуациями концентрации, подчиняются уравнению типа уравнения теплопроводности. Эти флуктуации также приводят к уширению центральной компоненты.

Спонтанное вращение молекул с характерным временем $\sim 10^{-12}$ с приводит к модуляции интенсивности рассеянного света, а это означает, что спектр

рассеянного света заметно шире спектра падающей монохроматической волны – **крыло линии Рэлея**. Спектр света, рассеянного вследствие флуктуаций анизотропии оптических свойств жидкости, представляет собой широкую полосу с максимумом на частоте возбуждающего света и простирающуюся в каждую сторону на $\delta\nu_{кр} \sim 10^{12}$ Гц.

Естественная ширина линии – $\sim 10^7$ Гц, доплеровское уширение – $\sim 10^9$ Гц, ударное уширение – $\sim 10^{10}$ Гц.

Рассеяние Мандельштама-Бриллюэна монохроматического света приводит к появлению частотных компонент рассеянного света, расположенных симметрично относительно исходной линии, в твердом теле – шести, в жидкостях – двух. Это связано с тем, что в одном направлении (с одинаковыми длинами волн) с разными скоростями (и частотами) распространяются в твердом теле в общем случае три волны, одна продольная и две поперечные, а в жидкости только одна продольная волна.

4.7. Комбинационное рассеяние

Комбинационное рассеяние света – **эффект Рамана**. При спектральных исследованиях рассеяния света в кварце и исландском шпате Леонид Исаакович Мандельштам (зав. кафедрой теоретической физики МГУ) и Григорий Самуилович Ландсберг (профессор МГУ) в 1928 г. обнаружили явление комбинационного рассеяния света. Практически одновременно с ними индийские физики Чандрасекхара Венката Раман и Кариаманиккам Сриниваза Кришнан при исследовании рассеяния света в жидкостях также обнаружили это явление.

Приведем ниже экспериментально установленные закономерности комбинационного рассеяния.

1. В спектре рассеянного света наблюдаются спутники (спутники), сопровождающие каждую спектральную линию падающего света.

2. Число спутников и разности частот ($\Delta\nu_i \sim 10^{12}$ Гц) спектральной линии падающего света и спутников не зависят от частоты спектральной линии и характерны для рассеивающего вещества. Эти разности частот совпадают с собственными частотами инфракрасных колебаний рассеивающего вещества.

3. Спутники образуют две симметричные системы линий относительно спектральной линии падающей волны. Спутники с меньшими частотами называют красными или стоксовыми, а с большими частотами – фиолетовыми или антистоксовыми.

4. По интенсивности красные спутники значительно больше, чем фиолетовые, но с повышением температуры их интенсивности быстро выравниваются.

5. Характер поляризации симметричных спутников данной спектральной линии всегда одинаков и не зависит от частоты линии.

Сущность явления комбинационного рассеяния света можно себе представить, пользуясь упрощенным представлением о световых квантах (фото-

нах) и квантах энергии внутриаомных (движение электронов) или внутримолекулярных (движение атомов) колебаний. Свет частоты ω_0 распространяется в виде определенных порций – квантов, энергия которых равна $\hbar\omega_0$ ($\hbar \cong 1.05 \cdot 10^{-34}$ Дж·с). Атомы или молекулы, в которых совершаются колебания с частотой ω_i , содержат запас энергии $\hbar\omega_i$. Процесс рассеяния света молекулами можно упрощенно рассматривать как столкновение световых квантов – фотонов с молекулами, в результате которого фотоны изменяют направление своего полета, то есть рассеиваются.

Столкновения фотонов с молекулами могут быть как упругими, так и неупругими. В первом случае энергия молекулы и частота фотона не меняются – $\hbar\omega = \hbar\omega_0$, $\omega = \omega_0$, что соответствует рэлеевскому рассеянию (см. рис. 5.60).

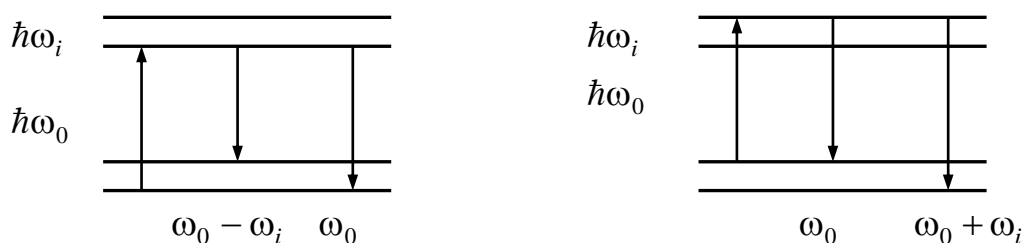


Рис. 5.60

При неупругом столкновении энергия фотона увеличивается или уменьшается на величину колебательного кванта $\hbar\omega_i$. Если молекула до взаимодействия с фотоном не находится в состоянии колебания, то она поглощает часть энергии падающего фотона и превращает его в излучение меньшей частоты (стоксовый сателлит):

$$\hbar\omega = \hbar\omega_0 - \hbar\omega_i,$$

$$\omega = \omega_0 - \omega_i.$$

Если же свет воздействует на молекулу, находящуюся в колебательном состоянии, то есть обладающую энергией $\hbar\omega_i$, то он может отобрать у молекулы эту энергию и превратится в излучение большей частоты (антистоксовый сателлит):

$$\hbar\omega = \hbar\omega_0 + \hbar\omega_i,$$

$$\omega = \omega_0 + \omega_i.$$

Частота рассеянного света **комбинируется**, таким образом, из частоты падающего света и частоты внутримолекулярного (обычно инфракрасного) колебания. Число молекул, находящихся в состоянии колебания с избытком энергии, значительно меньше числа молекул невозбужденных. Однако с повышением температуры число возбужденных молекул быстро растет.

Классическая интерпретация. Если в результате внутримолекулярного движения оптические свойства молекулы меняются по гармоническому зако-

ну с частотой ω_i , то амплитуда рассеиваемого молекулой света также будет меняться по модулированному гармоническому закону с частотой ω_0 :

$$E(t) \sim (1 + \alpha \cos(\omega_i t)) \cos(\omega_0 t),$$

где коэффициент α учитывает эффективность модуляции амплитуды падающего света молекулой. Но

$$\begin{aligned} E(t) &\sim (1 + \alpha \cos(\omega_i t)) \cos(\omega_0 t) = \cos(\omega_0 t) + \alpha \cos(\omega_i t) \cos(\omega_0 t) = \\ &= \cos(\omega_0 t) + \frac{\alpha}{2} (\cos((\omega_0 - \omega_i)t) + \cos((\omega_0 + \omega_i)t)). \end{aligned}$$

Видно, что в рассеянном молекулой излучении присутствуют не только волна с частотой падающего света, но и сателлиты с частотами $\omega = \omega_0 - \omega_i$ и $\omega = \omega_0 + \omega_i$. Классическая теория совершенно не в состоянии объяснить наблюдаемое поведение относительных интенсивностей стоксовых и антистоксовых компонент.

Комбинационное рассеяние ионами и атомами было обнаружено значительно позднее комбинационного рассеяния молекулами – в 1963 и 1967 г, соответственно.

Комбинационное рассеяние света позволяет определять собственные частоты колебания молекул, судить о характере симметрии молекулы, о величине внутримолекулярных сил. Комбинационное рассеяние позволяет провести анализ сложных молекулярных смесей.