## 2. 1 Физика излучения световых волн.

*2.1.1 Атом, как элементарный источник света.*

Частота излучения оптического диапазона составляет $10^{14}$-$10^{15}$Гц. Источником такого высокочастотного излучения является атом или молекула.

Классическая модель атома представляет собой пару разноименных зарядов, связанных между собой упругой силой. Такая система имеет собственную частоту колебаний $\omega_0$.

Движение электрона относительно ядра описывается уравнением колебаний $\ddot{x} + \frac{1}{\tau}\dot{x} + \omega_0^2 x = \frac{e}{m}E$, где *e, m*-заряд и масса электрона, *E*- внешнее электрическое поле, *x*-смещение электрона относительно положения равновесия, _ - время затухания свободных колебаний электрона. В случае если внешнее электрическое поле отсутствует, например колебания "запустились " в результате атом-атомного соударения, решение уравнения при $\omega_0 >> \frac{1}{\tau}$ имеет вид $x = Xe^{-\frac{t}{\tau}}\cos\omega_0 t$ и представляет собой затухающее колебание. Здесь X-амплитуда колебания в начальный момент времени. Колебания осциллятора приводят к соответствующим колебаниям дипольного момента

$\overline{P} = e\overline{x}$.

*2.1.2 Излучение заряда*

Хорошо известно, что силовые линии электрического поля неподвижного

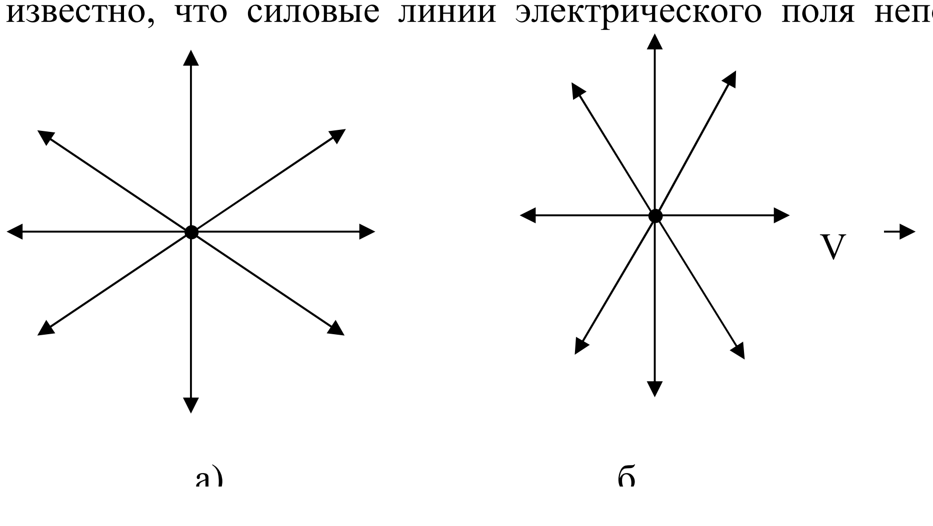


Рис.1 Картина силовых линий электрического поля точечного заряда при равномерном прямолинейном движении: а)V<<C, б) V≈C.

заряда представляют собой прямые радиальные линии с центром в месте расположения заряда. Если заряд движется равномерно и прямолинейно, силовые линии также являются прямыми, выходящими из мгновенного положения заряда (рис.1). При таком движении заряда силовые линии нигде не имеют изломов и невозможно образование поперечной электромагнитной волны, необходимой для излучения. При скорости движения заряда много меньшей скорости света напряженность электрического поля в соответствии с теоремой Гаусса описывается выражением

$$E = \frac{q}{r^2}, \qquad (1)$$

где r-радиус вектор, проведенный из мгновенного положения заряда в точку наблюдения.

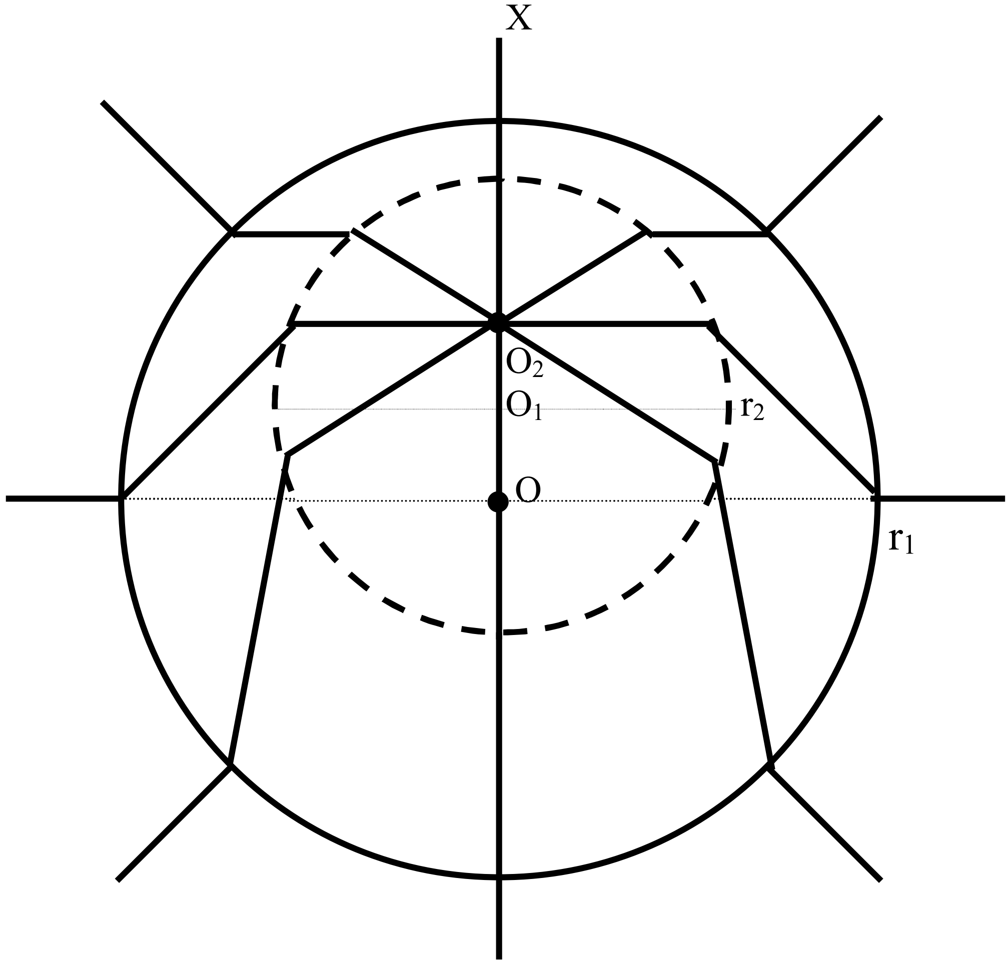


Рис.2 Картина силовых линий при ускоренном движении заряда.

При скорости движения заряда близкой к скорости света напряженность электрического поля описывается выражением

$$E = \frac{q}{r^2} \frac{(1-\beta^2)}{(1-\beta^2 \sin^2\theta)^{\frac{3}{2}}}, \qquad (2)$$

где $\beta = \dfrac{V}{C}$, θ - угол между векторами $\bar{r}$ и $\bar{V}$. К появлению поперечной компоненты поля и излучению приводит ускорение заряда. Рассмотрим прямолинейное ускоренное движение заряда вдоль оси X. Допустим, что заряд q первоначально покоился, затем в течение промежутка времени $\Delta t$ двигался с ускорением $\alpha$, а затем равномерно. Картина силовых линий заряда в некоторый момент времени показана на рис 2. Заряд находится в точке $O_2$. Так как возмущение силовых линий, вызванное перемещением заряда, распространяется со скоростью света, за пределами сферы радиусом $r_1 = ct$ электрическое поле совпадает с полем неподвижного заряда и описывается уравнением (1). С ускорением заряд прошел расстояние $OO_1$. Информация об изменении характера движения заряда в точке $O_1$ также распространяется со скоростью C, поэтому поверхность, на которой происходит излом силовых линий, представляет собой сферу радиусом $r_2 = c(t - \Delta t)$ с центром в точке $O_1$, граница которой также перемещается со скоростью c. В области охватываемой данной поверхностью характер силовых линий описывается уравнением (2). На границах сферических областей линии напряженности электрического поля претерпевают излом, распространяющийся со скоростью c, что приводит к появлению поперечной компоненты электрического поля и излучению электромагнитных волн.

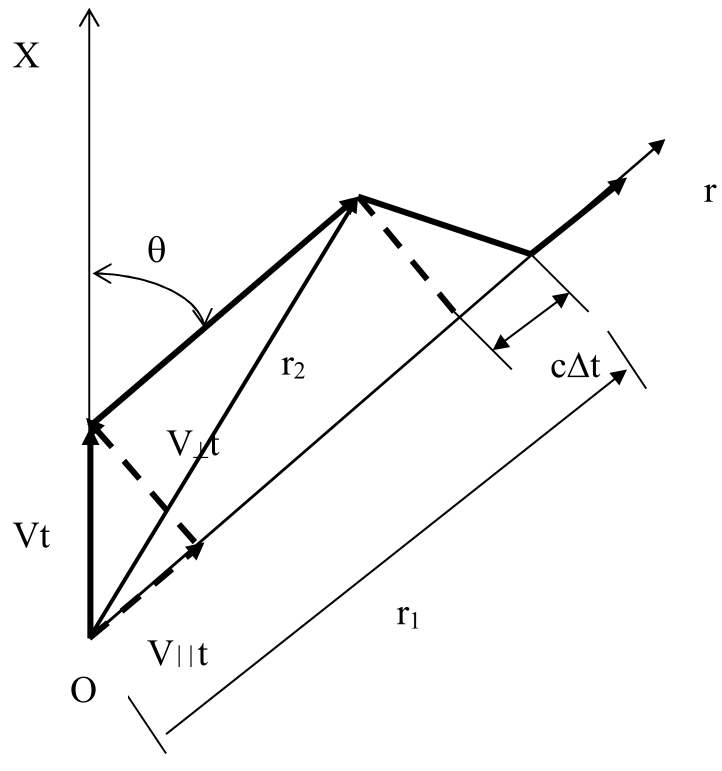


Рис.3. Излучение ускоренного точечного заряда для случая t >> Δt и V<<c. Излом силовых линий распространяется со скоростью c.

*2.1.3 Излучение диполя*

Рассмотрим более подробно излучение классического диполя.
Строгое решение задачи может быть получено путем решения системы уравнений Максвелла с учетом наличия источника излучения.

$$
\begin{aligned}
&rot\overline{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \overline{H}}{\partial t}, \\
&rot\overline{H} = \frac{1}{c}\frac{\partial \overline{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c}\bar{j}, \qquad (3) \\
&div\overline{E} = 4\pi\rho, \\
&div\overline{H} = 0.
\end{aligned}
$$

В уравнениях Максвелла имеются два источника тока. Один из них - это плотность заряда ρ и второй - плотность тока j. Связь между данными величинами задается уравнением непрерывности

$$div\bar{j} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \ . \qquad (4)$$

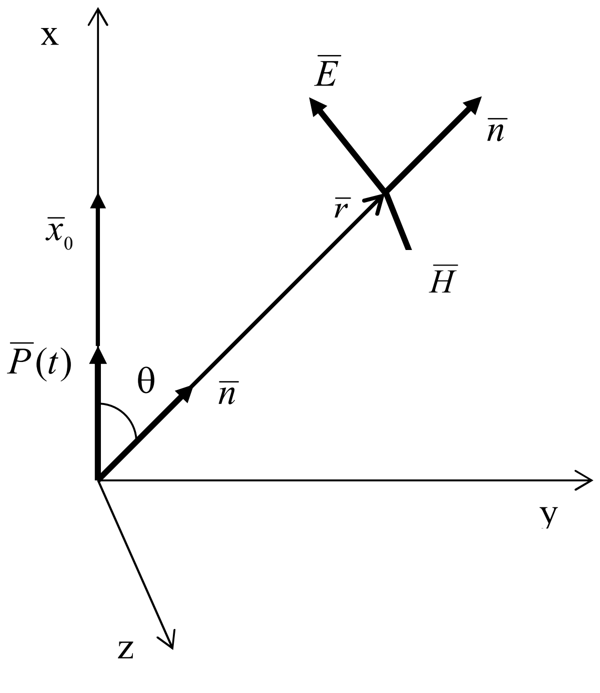


Рис. 4 Электромагнитное излучение диполя.

Пусть колебания диполя происходят вдоль направления x , рассмотрим волну, распространяющуюся в направлении r. Дипольный момент $\overline{P}(t)$ также направлен по оси x . В векторной форме можно записать

$$\overline{P}(t) = \bar{x}_0 P(t), \qquad P(t) = qx(t), \qquad (5)$$

где $x_0$- единичный вектор, направленный вдоль линии соединяющей заряды. Плотность тока $\bar{j}$ связана с дипольным моментом соотношениями

$\bar{j} = q\dot{\bar{x}}$ или $\bar{j} = \dot{\bar{P}}$. (6)

Точное решение уравнений Максвелла, включающих токи и заряды, достаточно громоздко, однако оно существенно упрощается с учетом оптического приближения. Сделаем некоторые оценки. Размер диполя в оптике определяется характерным размером атома или молекулы и составляет $a \approx 10^{-10}$ м длина волны излучения $\lambda \approx 10^{-7} \div 10^{-6}$ м . То есть в оптическом приближении обычно хорошо выполняется соотношение

$$\alpha << \lambda << r, \quad (7)$$

где $r$ расстояние до точки наблюдения.

Условия (7) позволяют получить простые приближенные выражения для полей $\overline{E}$ и $\overline{H}$, описывающие дипольное излучение в вакууме в так называемой дальней (или волновой) зоне. Эти выражения имеют вид

$$\overline{E}(r,t) = -\frac{1}{c^2 r}\left[\overline{n}\left[\overline{n}\ddot{\overline{P}}(t - r/c)\right]\right] ,$$
$$\overline{H}(r,t) = \frac{1}{c^2 r}\left[\overline{n}\ddot{\overline{P}}(t - r/c)\right] , \quad (8)$$

где $\overline{n}$ - единичный вектор, направленный от диполя в точку наблюдения поля. Структура поля совпадает с найденной ранее из анализа картины силовых линий, если учесть, что $\ddot{\overline{P}} = q\ddot{\overline{x}}$.

Сделаем анализ полученных выражений.

1. Вектора $\overline{E}$ $\overline{H}$ и $\overline{n}$ ортогональны друг другу и связаны соотношением $\overline{E} = \left[\overline{n}\overline{H}\right]$. Электромагнитное поле излучения поперечно.
2. Полученные решения, являются запаздывающими, что определяется конечной скоростью распространения возмущений поля.
3. В дальней зоне волна является сферической, ее амплитуда $\sim \frac{1}{r}$.

Вычислим характеристики излучения, считая, что диполь совершает гармонические колебания по закону

$$\overline{x}(t) = \overline{x}_0 X \cos\omega t . \quad (9)$$

В данном случае мы пренебрегли затуханием колебаний. Найдем дипольный момент

$$\overline{P}(t) = \overline{x}_0 q X \cos\omega t , \quad (10)$$

отсюда

$$\ddot{\overline{P}}(t) = -\omega^2 \overline{P}(t).$$

Для момента времени $t' = t - \frac{r}{c}$

$$\ddot{\overline{P}}(t - \frac{r}{c}) = -\omega^2 \overline{P}(t - \frac{r}{c}). \quad (11)$$

Подставим полученные выражения в (8), получим для модуля вектора напряженности магнитного поля следующую формулу

$$H_z = -\frac{\omega^2}{rc^2} Xq \sin\theta \cos\omega(t - \frac{r}{c}), \qquad (11)$$

аналогичное выражение получаем для напряженности электрического поля

$$E_{xy} = -\frac{\omega^2}{rc^2} Xq \sin\theta \cos\omega(t - \frac{r}{c}), \qquad (12)$$

индекс xy означает, что вектор $\overline{E}$ лежит в плоскости (xy).
Амплитуда колебаний

$$A = \frac{\omega^2}{rc^2} Xq \sin\theta \qquad (13)$$

зависит от угла θ, определяющего направление излучения.
В оптическом диапазоне используется энергетическая характеристика, которая называется интенсивностью. Интенсивность равна средней плотности потока энергии электромагнитной волны и определяется выражением

$$I = \frac{c}{8\pi} A^2. \qquad (14)$$

Подставив значение амплитуды из выражения (13), получим

$$I = \frac{\omega^4 X^2 q^2}{8\pi r^2 c^3} \sin^2\theta \quad . \qquad (15)$$

Введем

$$I_0 = \frac{\omega^4 X^2 q^2}{8\pi r^2 c^3} \quad . \qquad (16)$$

Получим для интенсивности следующую зависимость от направления

$$I = I_0 \sin^2\theta \quad . \qquad (17)$$

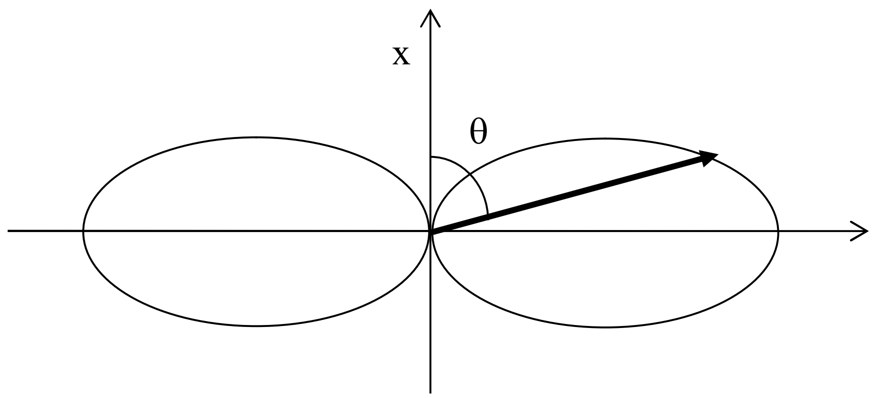


Рис.5 Диаграмма направленности излучения диполя

Из выражения (15) следует, что интенсивность излучения $\sim\omega^4$, следовательно, наибольшую интенсивность имеют волны высокой частоты или малой длины волны. Это закон Релея, он в частности объясняет голубой цвет неба, так как наиболее сильно рассеиваются волны синей и фиолетовой частей солнечного спектра. Кроме того, излучение имеет ярко выраженную

диаграмму направленности (рис.5). При $\theta = \dfrac{\pi}{2}$, амплитуда и интенсивность излучения имеют максимальное значение, а при $\theta = 0$ равны 0, то есть в направлении колебаний осциллятор не излучает.

Используя формулу (15) найдем полную мощность излучения. Для этого следует проинтегрировать интенсивность излучения по поверхности

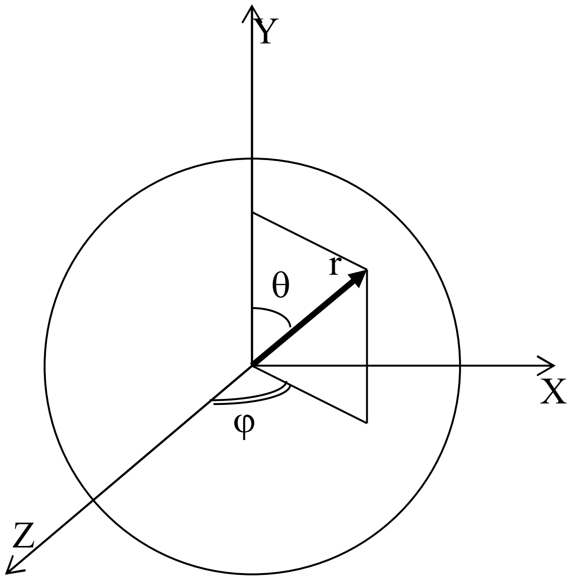


Рис.6 К расчету мощности излучения диполя

сферы, охватывающей диполь. Проведем вокруг диполя сферу радиуса r. Полная мощность излучения

$$p = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi} Ir^2 \sin\theta \quad d\theta \quad , \tag{18}$$

где φ и θ углы сферической системы координат (рис.6).
Подставляя (15) в (24) и интегрируя, получим

$$p = \frac{\omega^4 X^2 q^2}{3c^3}. \tag{19}$$

Мощность энергии излучения диполя, переносимая через замкнутую поверхность, не зависит от расстояния до точки наблюдения.