

## 1.5. Поляризация электромагнитных волн.

Под поляризацией электромагнитных волн понимают физическую характеристику излучения, описывающую поперечную анизотропию электромагнитных волн, т.е. неэквивалентность различных направлений в плоскости, перпендикулярной волновому вектору  $\vec{k}$ .

Первые указания на поперечную анизотропию светового луча были получены голландским ученым Х. Гюйгенсом в 1690 г. (Христиан Гюйгенс, голландский физик, 1629–1695) при опытах с кристаллами исландского шпата. Понятие “*поляризация света*” было введено в оптику И. Ньютоном в 1704–1706 гг.

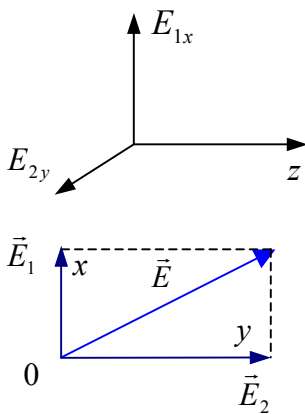
Поскольку векторы  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  в плоской электромагнитной волне перпендикулярны друг другу, для полного описания состояния поляризации волны требуется знание поведения лишь одного из них. Как правило, для этой цели выбирается вектор  $\vec{E}$ . Волна, испускаемая каким-либо отдельно взятым элементарным излучателем (атомом, молекулой), в каждом акте излучения всегда поляризована. Однако макроскопические источники состоят из огромного числа таких частиц-излучателей. Пространственные ориентации векторов  $\vec{E}$  в моменты актов испускания волн отдельными частицами в большинстве случаев распределены хаотически. Поэтому в общем излучении ансамбля частиц направление вектора  $\vec{E}$  в каждый момент времени непредсказуемо. Такое излучение называют *неполяризованным*, или *естественным светом*.

О *поляризованном* излучении говорят в том случае, когда изменение со временем пространственной ориентации вектора  $\vec{E}$  напряженности электрического поля волны подчиняется некоторому закону. Свет называют полностью поляризованным, если две взаимно перпендикулярные компоненты (проекции) вектора  $\vec{E}$  электромагнитной волны совершают колебания с постоянной во времени разностью фаз. *Плоскость поляризации* или *плоскостью колебаний* называют плоскость, в которой лежат вектор напряженности электрического поля волны и волновой вектор  $\vec{k}$  (в некоторых книгах, особенно старых, плоскостью поляризации называют плоскость, содержащую магнитный вектор  $\vec{H}$ ).

До сих пор мы рассматривали *линейно поляризованный* свет или *плоско поляризованный* свет. Это относится к волнам, в которых вектор  $\vec{E}$  колеблется в одном и том же направлении. Рассматривали суперпозицию двух волн с одинаковой линейной поляризацией.

Рассмотрим теперь также суперпозицию двух монохроматических волн одинаковой частоты, распространяющихся в одном направлении, задаваемом осью  $z$ . Только пусть векторы напряженности  $\vec{E}_1$  и  $\vec{E}_2$  электрических полей этих волн совершают колебания во взаимно перпендикулярных направлениях, так что имеем

$$\begin{aligned} \vec{E}_{1x} &= E_{01} \cos(\omega t - kz), & E_{1y} &= E_{1z} = 0, \\ \vec{E}_{2y} &= E_{02} \cos(\omega t - kz + \delta), & E_{2x} &= E_{2z} = 0. \end{aligned} \quad (1.5.1)$$



Найдем уравнение траектории, описываемой концом вектора  $\vec{E}$  волны, образовавшейся в результате суперпозиции двух таких волн, в плоскости  $xOy$ , перпендикулярной направлению её распространения. Перепишем  $y$  – компоненту второй волны в виде:

$$E_{2y} = E_{02} \cos(\omega t - kz) \cos \delta - E_{02} \sin(\omega t - kz) \sin \delta \quad (1.5.2)$$

и выразим из уравнения первой волны

$$\cos(\omega t - kz) = \frac{E_{1x}}{E_{01}} \quad \text{и} \quad \sin(\omega t - kz) = \sqrt{1 - \left(\frac{E_{1x}}{E_{01}}\right)^2}.$$

Тогда после подстановки получаем:

$$E_{2y} = \frac{E_{02}}{E_{01}} E_{1x} \cos \delta - E_{02} \sqrt{1 - \left(\frac{E_{1x}}{E_{01}}\right)^2} \sin \delta. \quad (1.5.3)$$

Выделим слагаемое уравнения, содержащее радикал, и избавимся от иррациональности, возводя все выражение в квадрат:

$$\begin{aligned} \frac{E_{2y}}{E_{02}} - \frac{E_{1x}}{E_{01}} \cos \delta &= -\sqrt{1 - \left(\frac{E_{1x}}{E_{01}}\right)^2} \sin \delta, \\ \left(\frac{E_{2y}}{E_{02}}\right)^2 - 2 \frac{E_{2y}}{E_{02}} \frac{E_{1x}}{E_{01}} \cos \delta + \left(\frac{E_{1x}}{E_{01}}\right)^2 \cos^2 \delta &= \left[1 - \left(\frac{E_{1x}}{E_{01}}\right)^2\right] \sin^2 \delta. \end{aligned} \quad (1.5.4)$$

Окончательно получаем следующее уравнение:

$$\left(\frac{E_{1x}}{E_{01}}\right)^2 + \left(\frac{E_{2y}}{E_{02}}\right)^2 - 2 \frac{E_{1x}}{E_{01}} \frac{E_{2y}}{E_{02}} \cos \delta = \sin^2 \delta \quad (1.5.5)$$

Получили уравнение кривой второго порядка – *эллипса*, ориентация которого в плоскости  $xOy$  определяется значением угла  $\delta$ .

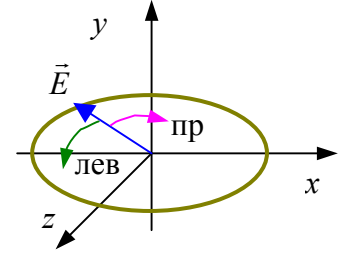
Таким образом, кривая, описывающая траекторию конца проекции вектора  $\vec{E}$  результирующей волны, в общем случае имеет вид эллипса с правым или левым направлением вращения вектора  $\vec{E}$  во времени. Такая электромагнитная волна называется *эллиптически поляризованной*.

Наблюдение за направлением движения вектора  $\vec{E}$  ведется со стороны, в которую распространяются колебания (в нашем случае – против оси  $z$ ). Рассмотрим частные случаи.

(1) Пусть  $\delta = \pm \frac{\pi}{2} + \pi n$ ; то есть  $\cos \delta = 0$ ;  $\sin \delta = \pm 1$ , тогда

$$\left(\frac{E_{1x}}{E_{01}}\right)^2 + \left(\frac{E_{2y}}{E_{02}}\right)^2 = 1. \quad (1.5.6)$$

При  $E_{01} \neq E_{02}$  получаем уравнение эллипса с центром в начале координат и осями, ориентированными вдоль осей системы координат (см рисунок). Если разность фаз равна  $\delta = +\frac{\pi}{2} + 2\pi n$ , то колебания,



совершаемые вдоль оси  $y$  ( $E_{2y}$ ), на четверть периода опережают колебания вдоль оси  $x$  ( $E_{1x}$ ), что следует из формул (1.5.1). При этом вектор  $\vec{E}$  вращается по часовой стрелке, это – *правая эллиптически поляризованная волна*. Если  $\delta = -\frac{\pi}{2} + 2\pi n$ , то опережающим колебанием является  $E_{1x}$ , поэтому вращение вектора напряженности  $\vec{E}$  результирующей волны происходит против часовой стрелки – *левая эллиптически поляризованная волна*.

Наибольший интерес представляют предельные случаи эллиптической поляризации.

(2) *Линейная поляризация*: разность фаз равна  $\delta = \pi n$ ,  $n = 0, 1, 2, \dots$ ;  $\cos \delta = \pm 1$ ;  $\sin \delta = 0$ . Тогда из (1.5.5) имеем:

$$\left(\frac{E_{1x}}{E_{01}}\right)^2 + \left(\frac{E_{2y}}{E_{02}}\right)^2 \pm 2 \frac{E_{1x}}{E_{01}} \frac{E_{2y}}{E_{02}} = 0; \quad \left(\frac{E_{1x}}{E_{01}} \pm \frac{E_{2y}}{E_{02}}\right)^2 = 0; \quad \text{и} \quad E_{2y} = \pm \frac{E_{02}}{E_{01}} E_{1x} \quad (1.5.7)$$

Получаем уравнение прямой, наклон которой к оси  $x$  определяется соотношением амплитуд  $E_{01}$  и  $E_{02}$ .

(3) *Циркулярная поляризация*: разность фаз равна  $\delta = \pm \frac{\pi}{2} + \pi n$ ,  $n = 0, 1, 2, \dots$ ;  $\cos \delta = 0$ ;  $\sin \delta = \pm 1$  и амплитуды волн одинаковы  $E_{01} = E_{02} = E_{00}$ . Тогда получаем:

$$\left(\frac{E_{1x}}{E_{00}}\right)^2 + \left(\frac{E_{2y}}{E_{00}}\right)^2 = 1 \quad (1.5.8)$$

Получаем уравнение окружности, которую описывает конец вектора  $\vec{E}$  в плоскости  $xOy$ . Направление вращения вектора  $\vec{E}$  определяется так же, как и для эллиптической поляризации, т.е. волна может быть *право-* или *лево - циркулярно поляризованной* в зависимости от направления вращения вектора  $\vec{E}$ .

Можно сделать важное утверждение: *монохроматическое векторное поле всегда поляризовано*, в общем случае эллиптически. Волну с произвольной (в общем случае эллиптической) поляризацией всегда можно представить (разложить) либо в виде суммы двух линейно поляризованных волн с ортогональными направлениями поляризации, либо в виде суммы двух поляризованных по кругу волн с правой и левой поляризациями. Т.е. электромагнитные волны обладают *двумя независимыми состояниями поляризации*. Так при изучении распространения света в анизотропных средах (кристаллах) удобно разложить падающую волну на сумму двух линейно поляризованных волн, а при изучении естественного и магнитного вращения плоскости поляризации в веществе удобно использовать разложение на две волны с круговой поляризацией.

Итак, можно считать независимыми состояниями волны как с левой и правой циркулярными поляризациями, так и с линейными взаимно перпендикулярными поляризациями, поскольку их можно выразить друг через друга.

Пример. Задаем первую волну - левую циркулярно поляризованную волну ( $\delta = -\pi/2$ ):

$$\begin{cases} E_{1x} = E_0 \cos(\omega t - kz) \\ E_{1y} = E_0 \sin(\omega t - kz) \end{cases}$$

Задаем вторую волну – правую циркулярно поляризованную волну ( $\delta = \pi/2$ ):

$$\begin{cases} E_{2x} = E_0 \cos(\omega t - kz) \\ E_{2y} = -E_0 \sin(\omega t - kz) \end{cases}$$

Их суперпозиция дает:

$$\begin{aligned} E_x &= E_{1x} + E_{2x} = 2E_0 \cos(\omega t - kz) \\ E_y &= E_{1y} + E_{2y} = 0 \end{aligned}$$

Таким образом, суперпозиция левой и правой циркулярно поляризованных волн дает линейно поляризованную волну.