Поляризация электромагнитных волн.

(по описаниям задач практикума №147 и №410)

Из электромагнитной теории света, базирующейся на системе уравнений Максвелла, следует, что световые волны поперечны. Это означает, что в распространяющейся в вакууме или изотропной среде бегущей электромагнитной волне в любой момент времени и в любой точке пространства вектора напряженности электрического поля $\mathbf{E}(\mathbf{r},t)$ и магнитного поля $\mathbf{H}(\mathbf{r},t)$ образуют с волновым вектором $\mathbf{k}$ правую тройку векторов (рис. 1). В общем случае, если в некоторой точке задано направление распространения волны (вектор $\mathbf{k}$), то в плоскости, ортогональной к $\mathbf{k}$, могут присутствовать все возможные направления колебаний взаимно перпендикулярных векторов[1] $\mathbf{E}(\mathbf{r},t)$ и $\mathbf{H}(\mathbf{r},t)$. Если направление и величина $\mathbf{E}(\mathbf{r},t)$ хаотически изменяются с течением времени, то такой свет принято называть *естественным* (пример: излучение обычной электрической лампочки). На рис. 2 приведены «мгновенные фотографии» вектора $\mathbf{E}(\mathbf{r},t)$ естественного света в т.А, сделанные в разные моменты времени. Отметим, что при этом $\mathbf{E}(\mathbf{r},t)$ всегда остается в плоскости, перпендикулярной к $\mathbf{k}$.

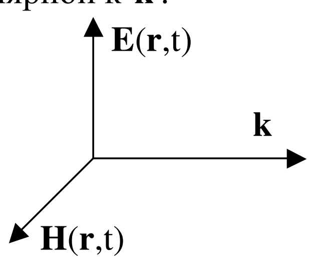

Рис1. Взаимное расположение векторов в бегущей электромагнитной волне

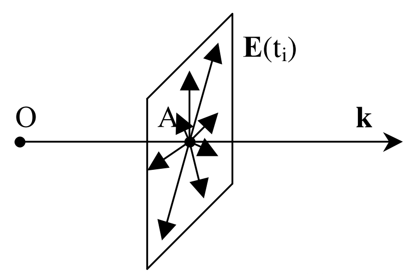

Рис. 2. Поведение вектора $\mathbf{E}(t)$ в естественном свете (О-источник света).

Однако поведение вектора $\mathbf{E}(\mathbf{r},t)$ можно определенным образом упорядочить. Пусть, например, луч естественного света падает из вакуума на плоскую границу раздела с диэлектриком таким образом, чтобы угол падения θ и показатель преломления диэлектрика n были связаны соотношением (рис. 3):

$$tg\theta = n.$$

В этом случае в отраженном свете будет присутствовать только одно направление колебания $\mathbf{E}_{\text{отр}}(\mathbf{r},t)$: перпендикулярно к плоскости падения, образованной падающим лучом и нормалью к поверхности в точке падения. Угол θ называют углом Брюстера, или углом полной поляризации отраженного света (подробнее см. в литературе).

[1] Так как векторы напряженностей электрического и магнитного полей в бегущей волне однозначно связаны друг с другом, в дальнейшем речь будет идти только о векторе $\mathbf{E}(\mathbf{r},t)$.

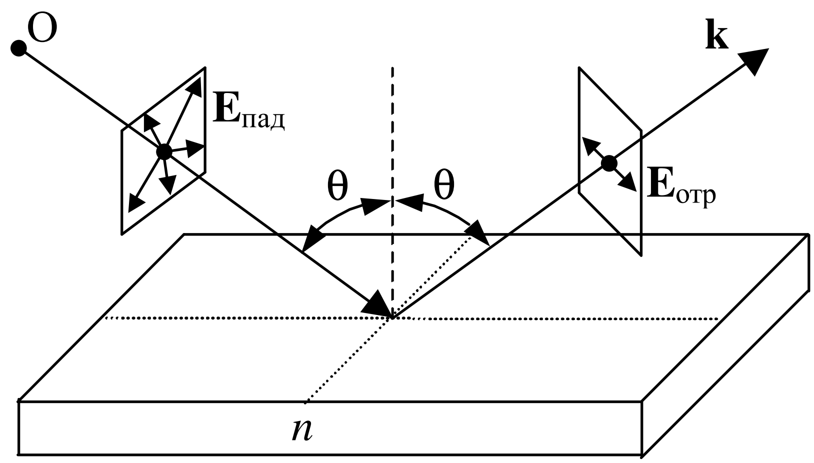

Рис. 3. Поляризация света при отражении от пластины диэлектрика под углом Брюстера.

Волна, в каждой точке которой конец вектора $\mathbf{E}(\mathbf{r},t)$ движется вдоль прямой линии, перпендикулярной к $\mathbf{k}$, называют *линейно поляризованной*, или *плоско поляризованной*. Плоскость, образованную векторами $\mathbf{E}(\mathbf{r},t)$ и $\mathbf{k}$, называют *плоскостью поляризации*.

Существуют различные поляризационные приспособления, или *поляризаторы*, для получения линейно поляризованного света из естественного. В основе работы этих приборов лежат следующие физические явления: двойное лучепреломление, дихроизм (дихроичное поглощение), отражение и рассеяние света. В последнее время в поляризационных измерениях используются в основном поляризаторы, работа которых основана на первых двух оптических явлениях. В частности, в полутеневом поляриметре применена призма Николя, сделанная особым образом из анизотропного кристалла исландского шпата. Направляя на нее пучок естественного света, на выходе получают линейно поляризованный свет. Часто в качестве поляризаторов используются пленочные (дихроичные) поляроиды. Они представляют собой растянутые полимерные пленки, у которых поглощение света зависит от направления колебаний вектора $\mathbf{E}(\mathbf{r},t)$. Эти полимерные материалы практически полностью пропускают одну из компонент поля $\mathbf{E}(\mathbf{r},t)$ в волне и поглощают перпендикулярную к ней компоненту. В результате после прохождения через поляроид излучение линейно поляризовано в плоскости пропускания поляроида.

Пусть пучок естественного света интенсивностью I_0 проходит последовательно через два поляроида – поляризатор П и анализатор А (рис. 4), плоскости пропускания которых образуют угол α. Найдем зависимость интенсивности прошедшего света $I(\alpha)$ от α. Так как в естественном свете присутствуют все возможные направления колебаний вектора $\mathbf{E}(\mathbf{r},t)$, то после прохождения первого поляроида, называемого в этом случае *поляризатором*, излучение станет линейно поляризованным с интенсивностью $I_1 = I_0/2$. Плоскость пропускания второго поляроида (называемого *анализатором*) повернута на угол α относительно плоскости поляризации падающей на него волны, поэтому через него пройдет только соответствующая компонента вектора $E_2 = E_1 \cdot \cos\alpha$.

Так как интенсивность $I \sim E^2$, то в результате получим:

$$I_2 = I_1 \cdot \cos^2 \alpha$$

Данная зависимость носит название *закона Малюса*.

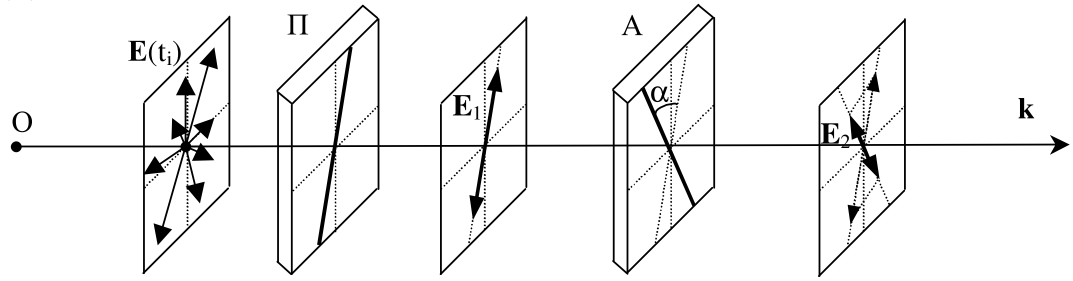

Рис. 4. Прохождение естественного света через поляризатор П и анализатор А (плоскости пропускания П и А выделены сплошными линиями)

Если для световой волны задано направление распространения, то в общем случае ее можно представить как суперпозицию двух линейно поляризованных волн, для которых направления поляризации взаимно перпендикулярны. Для естественного света характерно хаотическое изменение амплитуд и фаз каждой из этих волн. Если же амплитуды обеих волн постоянны, а частоты одинаковы, то в зависимости от разности фаз будут наблюдаться различные состояния поляризации волны – линейная, эллиптическая, круговая.

Пусть, к примеру, вдоль оси z распространяются две линейно поляризованные (вдоль осей x и y) монохроматические волны:

$$E_x(z,t) = a \cdot \sin(\omega t - kz + \varphi_1);$$

$$E_y(z,t) = b \cdot \sin(\omega t - kz + \varphi_2),$$

где a и b – амплитуды волн, $\Phi_1 = \omega t\text{-}kz+\varphi_1$ и $\Phi_2 = \omega t\text{-}kz+\varphi_2$ — фазы каждой из волн; φ_1 и φ_2 — начальные значения фазы каждой из волн.

Исключая $(\omega t\text{-}kz)$, получим уравнение траектории для результирующего колебания в виде уравнения эллипса:

$$\frac{E_x^2}{a^2} + \frac{E_y^2}{b^2} - \frac{2 \cdot E_x E_y}{ab} \cos\Delta\varphi = \sin^2\Delta\varphi,$$

где $\Delta\varphi = \Phi_1 - \Phi_2 = \varphi_1 - \varphi_2$ — разность фаз.

В зависимости от соотношения амплитуд a и b и разности фаз $\Delta\varphi$ состояние поляризации результирующей волны будет различной.

1) Начальные значения фаз равны друг другу: $\Delta\varphi = 0$.

В этом случае $\dfrac{E_x(z,t)}{a} = \dfrac{E_y(z,t)}{b}$, и результирующая волна является линейно поляризованной волной с амплитудой $A_0 = \sqrt{a^2 + b^2}$, при этом ее плоскость поляризации образует угол $\alpha = \mathrm{arctg}\left(b/a\right)$ с осью X (рис.5д).

2)Разность фаз $\Delta\varphi = \pm\pi$.

В этом случае $\dfrac{E_x(z,t)}{a} = -\dfrac{E_y(z,t)}{b}$, и результирующая волна также будет линейно поляризованной с амплитудой $A_0 = \sqrt{a^2 + b^2}$, а ее плоскость поляризации будет образовывать угол $\alpha = -\mathrm{arctg}\left(b/a\right)$ с осью X (рис.5а и 5к).

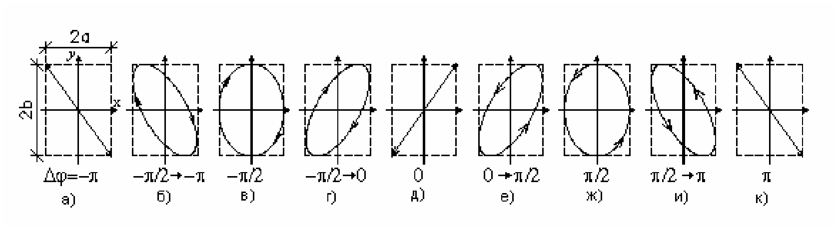

Рис.5. Поляризация волны при различных значениях разности фаз.

3) Разность фаз $\Delta\varphi = \pi/2$, т.е. волна, поляризованная вдоль оси X опережает[2] на $\pi/2$ волну, поляризованную вдоль оси Y.

В этом случае $\left(\dfrac{E_x(z,t)}{a}\right)^2 + \left(\dfrac{E_y(z,t)}{b}\right)^2 = 1$, при этом вектор $\mathbf{E}(z,t)$ результирующего поля в любой точке оси Z будет вращаться в плоскости $z=const$ против часовой стрелки (наблюдение ведется навстречу волне), а конец вектора будет описывать эллипс с полуосями a и b, ориентированными вдоль осей X и Y (рис.5ж). Такую волну называют *левой эллиптически поляризованной* волной. Если при этом $a=b$, то длина вектора $\mathbf{E}(z,t)$ остается неизменной и равной a. Такую волну называют *поляризованной по кругу*, или *циркулярно* **поляризованной**, причем в данном случае говорят о **левой** круговой поляризации волны.

4) $\Delta\varphi = -\pi/2$, т.е. волна, поляризованная вдоль оси X отстает на $\pi/2$ от волны, поляризованной вдоль оси Y.

Результаты будут аналогичны результатам, полученным в п.3, только вектор $\mathbf{E}(z,t)$ результирующего поля будет вращаться по часовой стрелке, и такую волну называют *правой циркулярно* или *эллиптически поляризованной* волной (рис.5в).

5) в общем случае, для произвольного значения $\Delta\varphi$ результирующий вектор $\mathbf{E}(z,t)$будет вращаться в плоскости $z=const$, при этом его конец будет описывать эллипс. Ориентация осей эллипса и их размер будут полностью определяться отношением амплитуд b/a и разностью фаз $\Delta\varphi$. Но при этом эллипс обязательно вписан в прямоугольник размером $2a$ на $2b$ (рис. 5).

Направление вращения результирующего вектора зависит только от знака разности фаз $\Delta\varphi$. Разобранные выше случаи позволяют

---

[2] Поясним смысл понятий «опережает» и «отстает». Сравним два момента времени t_1 и t_2, для которых в произвольной точке $z=z_0$ фазы обеих волн будут равны друг другу:

$$\Phi_1(t_1) = \omega t_1 - kz_0 + \varphi_1 = \Phi_2(t_2) = \omega t_2 - kz_0 + \varphi_2 = \Phi_0$$

в итоге получаем: $\varphi_1 - \varphi_2 = \Delta\varphi = \omega(t_2 - t_1)$. Если $\Delta\varphi > 0$, то $t_2 > t_1$, т.е. некоторое событие (равенство фазы $\Phi_1(t_1) = \Phi_0$) для первой волны наступает раньше, чем то же событие (равенство фазы $\Phi_2(t_2) = \Phi_0$) для второй волны. Следовательно, первая волна опережает вторую по фазе.

сформулировать следующее правило (с учетом периодичности разность фаз $\Delta\varphi$ будем считать лежащей в интервале от -π до +π):

а) $\Delta\varphi = 0$ или $\Delta\varphi = \pm\pi$ - линейно поляризованная волна;

б) $0 < \Delta\varphi < \pi$ - лево поляризованная волна (рис.5е-5и);

в) $-\pi < \Delta\varphi < 0$ - право поляризованная волна (рис. 5б-5г).

Таким образом, в общем случае вдоль оси Z будет распространяться **эллиптически поляризованная** волна (линейная поляризация есть частный случай эллиптической поляризации, когда размер одной из полуосей эллипса равен нулю).

Если $a=b$ и $\Delta\varphi = \pi/2$ или $\Delta\varphi = -\pi/2$, то эллипс вырождается в окружность, и получившиеся волны называют *поляризованными по кругу*, или *циркулярно поляризованными*. При этом первая волна будет лево поляризованной, вторая – право поляризованной.

Из приведенных соотношений следует, что волну с произвольной поляризацией можно всегда представить как сумму двух линейно поляризованных волн с взаимно перпендикулярными направлениями поляризации. В свою очередь, любую линейно поляризованную волну можно представить как сумму двух циркулярно поляризованных волн с левой и правой поляризациями.

Обратим внимание на следующий факт. Хотя значение разности фаз существенным образом влияет на состояние поляризации результирующей волны, интенсивность волны не зависит от $\Delta\varphi$ и пропорциональна сумме квадратов амплитуд составляющих: $I \sim a^2+b^2$. Это связано с тем, что две волны со взаимно перпендикулярными направлениями поляризации *не интерферируют* друг с другом, т.е. интенсивность суммы таких волн равна сумме их интенсивностей[3].

---

[3] Напомним, что под интенсивностью понимают модуль *среднего* значения плотности потока энергии $\mathbf{S}$ (вектор Умова-Пойнтинга), пропорционального $E^2(t)$. Поэтому хотя амплитуда линейно поляризованной волны, равная $A_0 = \sqrt{a^2+b^2}$, больше амплитуды циркулярно поляризованной, для которой амплитуда постоянна и равна $A_0 = a = b$, среднее значение $\langle E^2(t) \rangle$ останется неизменным.