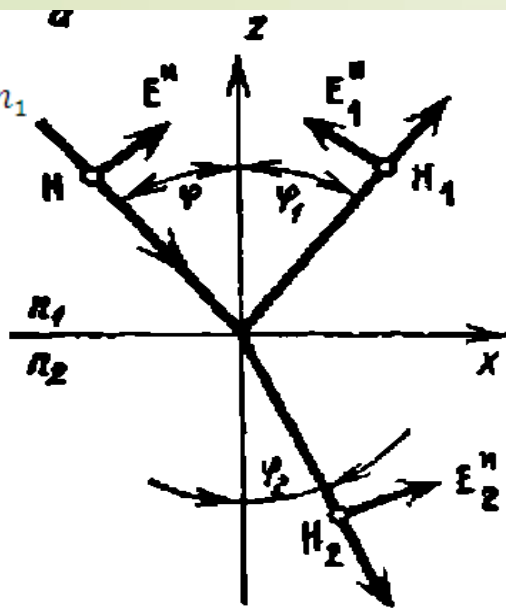


Распространение света в изотропных средах

Тема 7 лекция 13

Фазовые и энергетические соотношения при отражении и преломлении света на границе двух диэлектриков. Поляризация отраженного и преломленного световых пучков. Поляризация света при полном внутреннем отражении.

Распространение света в металлах. Критическая частота. Комплексный показатель преломления. Отражение света поверхностью металлов. Поляризация света при отражении от поверхности металлов.



Исходное положение вектора $\mathbf{E}$, $\mathbf{E}_1$ и $\mathbf{E}_2$ примем таким, как на рис. 7.2.1

Рассмотрим случаи:

, т.е. ;

, т.е.

$$\varphi + \varphi_2 > \frac{\pi}{2} \quad \varphi > \varphi_0$$

$$\varphi + \varphi_2 < \frac{\pi}{2} \quad \varphi < \varphi_0$$

$$\varphi > \varphi_2, n_2 > n_1 \quad \epsilon_2 > \epsilon_1$$

$\mathbf{E}_{\parallel}$ и $\mathbf{E}_{\parallel 1}$ противоположны по фазе

$\mathbf{E}_{\parallel}$ и $\mathbf{E}_{\parallel 1}$ совпадают по фазе

$\mathbf{E}^{\perp}$ и $\mathbf{E}^{\perp 1}$ противоположны по фазе

$\mathbf{E}^{\perp}$ и $\mathbf{E}^{\perp 1}$ противоположны по фазе

$$\varphi < \varphi_2, n_2 < n_1 \quad \epsilon_2 < \epsilon_1$$

$\mathbf{E}_{\parallel}$ и $\mathbf{E}_{\parallel 1}$ совпадают по фазе

$\mathbf{E}_{\parallel}$ и $\mathbf{E}_{\parallel 1}$ противоположны по фазе

$\mathbf{E}^{\perp}$ и $\mathbf{E}^{\perp 1}$ совпадают по фазе

$\mathbf{E}^{\perp}$ и $\mathbf{E}^{\perp 1}$ совпадают по фазе

Полное внутреннее отражение

При отражении электромагнитной волны от оптически менее плотной среды () при углах падения, больших некоторого предельного угла (), энергия полностью возвращается в первую среду, т.е. угол преломления φ_2 не имеет смысла

Формулы Френеля можно преобразовать

$$\frac{E_{10}^{\parallel}}{E_{00}^{\parallel}} = \frac{\operatorname{tg}(\varphi - \varphi_2)}{\operatorname{tg}(\varphi + \varphi_2)} = \frac{\sin 2\varphi - \sin 2\varphi_2}{\sin 2\varphi + \sin 2\varphi_2} = \frac{\sin \varphi \cos \varphi - \sin \varphi_2 \cos \varphi_2}{\sin \varphi \cos \varphi + \sin \varphi_2 \cos \varphi_2}$$

$$\frac{E_{10}^{\perp}}{E_{00}^{\perp}} = -\frac{\sin(\varphi - \varphi_2)}{\sin(\varphi + \varphi_2)} = -\frac{\sin \varphi \cos \varphi_2 - \sin \varphi_2 \cos \varphi}{\sin \varphi \cos \varphi_2 + \sin \varphi_2 \cos \varphi}$$

$$\sin \varphi_2 = \sin \varphi / n_{12}$$

$$\cos \varphi_2 = \pm \sqrt{1 - \sin^2 \varphi / n_{12}^2}$$

Для рассматриваемого случая

т.е. $\cos \varphi_2$ имеет мнимое значение

$$\cos \varphi_2 = \pm i \sqrt{|\sin^2 \varphi / n_{12}^2| - 1}$$

знак минус соответствует волне, амплитуда которой быстро убывает по мере проникновения во вторую среду

Исходя из этих соображений, формулы Френеля перепишем в виде

$$\frac{E_{10}^{\parallel}}{E_{00}^{\parallel}} = \frac{n_{12}^2 \cos \varphi + i \sqrt{\sin^2 \varphi - n_{12}^2}}{n_{12}^2 \cos \varphi - i \sqrt{\sin^2 \varphi - n_{12}^2}} \quad \frac{E_{10}^{\perp}}{E_{00}^{\perp}} = \frac{\cos \varphi + i \sqrt{\sin^2 \varphi - n_{12}^2}}{\cos \varphi - i \sqrt{\sin^2 \varphi - n_{12}^2}}$$

при

$$\left| \frac{E_{10}^{\parallel}}{E_{00}^{\parallel}} \right| = \left| \frac{E_{10}^{\perp}}{E_{00}^{\perp}} \right| = 1$$

Это означает, что при полном внутреннем отражении весь поток энергии вновь возвращается в первую среду

Если обозначить изменения фазы $\mathbf{E}_{11}^{\parallel}$ и $\mathbf{E}_{11}^{\perp}$ по отношению к $\mathbf{E}^{\parallel}$ и $\mathbf{E}^{\perp}$ через $\delta^{\parallel}$ и $\delta^{\perp}$, а их разность через δ , то

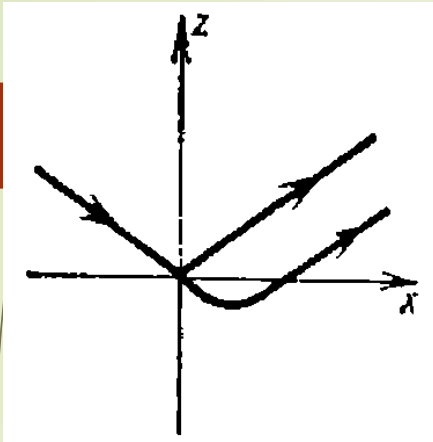
$$\operatorname{tg} \frac{\delta}{2} = \frac{\cos \varphi \sqrt{\sin^2 \varphi - n_{12}^2}}{\sin^2 \varphi}$$

параллельный пучок испытывает полное внутреннее отражение при предельном угле

выражение обращается в нуль, т.к.

$$\sin \varphi_{np} = n_{12}$$

сдвиг фаз равен нулю и свет после отражения остается линейно поляризованным



при полном внутреннем отражении вся энергия отражается и вместе с тем какая-то часть потока энергии распространяется во второй среде вдоль границы раздела.

часть потока энергии, попавшая во вторую среду, вновь выходит из нее (рис.7.2.2.)

Особенности отражения света от металлической поверхности обусловлены наличием в металлах большого числа электронов, которые слабо связаны с атомами металла и их можно рассматривать как свободные. Вторичные волны, образованные вынужденными колебаниями этих электронов, ведут к возникновению сильной отраженной волны. Та часть световой энергии, которая проникает внутрь металла, поглощается

Проникновение электромагнитной волны внутрь металла приводит к возникновению тока проводимости и потерь на джоулеву теплоту

амплитуда волны будет постепенно уменьшаться

Для волны, распространяющейся вдоль оси z , в слое малой толщины dz поглощается определенная часть падающего света, пропорциональная толщине слоя

интенсивность света убывает по закону

закон Бугера-Ламберта-Бера

k - коэффициент, характеризующий ослабление света (*коэффициент экстинкции*), показывающий, что на глубине интенсивность уменьшается в e раз

Если вместо k ввести величину, характеризующую поглощение излучения с длиной волны λ в каком-либо веществе, то

$$\left[\begin{pmatrix} \end{pmatrix} \right]$$

Так как

, то

$$\left[\begin{matrix} - \\ \end{matrix} \right] \left[\begin{pmatrix} - & - \end{pmatrix} \right]$$

$$\left[\begin{matrix} - \\ \end{matrix} \right]$$

играет роль амплитуды затухающей волны

введем комплексный показатель преломления

()

Тогда

$$\begin{bmatrix} - & - \end{bmatrix}$$

Или

$$\begin{pmatrix} - & - \end{pmatrix}$$

Идея метода Друде заключается в следующем. При отражении плоской волны от поверхности металла получается эллиптически поляризованная волна, поэтому должен возникать сдвиг фаз δ между $E_{\parallel 1}$ и $E_{\perp 1}$. Измерив при некотором угле падения φ коэффициент отражения R , определяют значения n и χ

Коэффициент отражения R и разность фаз δ вычислим для случая почти нормального падения плоской волны на поверхности металла

заменим n_1 на n' ($n_2=1$) в выражениях:

$$E_{10} = E_{00} \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2}$$

$$E_{20} = E_{00} \frac{2n_1}{n_1 + n_2}$$

$$\frac{E_{10}}{E_{00}} = \frac{n \left(-ix \right) - 1}{n \left(-ix \right) + 1} = \frac{(n-1) - ixn}{(n+1) - ixn}$$

$$R = \left(\frac{E_{10}}{E_{00}} \right) \left(\frac{E_{10}}{E_{00}} \right)^* = \frac{(n-1)^2 + (nx)^2}{(n+1)^2 + (nx)^2}$$

Для определения

воспользуемся формулами Френеля

$$r_{\parallel} = \frac{(n_2 \cos \theta_1 - n_1 \cos \theta_2)}{(n_2 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_2)}$$

$$r_{\perp} = \frac{(n_1 \cos \theta_1 - n_2 \cos \theta_2)}{(n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2)}$$

где $r_{\parallel}$ и $r_{\perp}$ - коэффициенты, характеризующие изменение амплитуд $E_{\parallel}$ и $E_{\perp}$ при отражении. В общем случае, т.е. имеется разность фаз между двумя ортогональными компонентами вектора $\mathbf{E}$, приводящая к эллиптической поляризации отраженной от металла волны. Отсюда и определяется

Связь между оптическими (n , χ) и электрическими (ϵ , σ) характеристиками металла можно получить, решая уравнения Максвелла для изотропной однородной среды, обладающей проводимостью σ ()

()

при и .

ν - частота света, ϵ - диэлектрическая проницаемость, σ - электропроводность

Разделив уравнения , получим :

— — при величина

«идеальный» проводник, для которого , и . Такой проводник полностью отражает весь падающий на него свет $R=1$.