

3.2. Поляризация при отражении и преломлении электромагнитных волн.

3.2.1. Еще о поляризации света.

О поляризации света говорили ранее (§1.5) как об упорядочении направления колебаний вектора \vec{E} . Рассматривали для плоской монохроматической волны: линейно-поляризованный свет, циркулярно-поляризованный и эллиптически - поляризованный свет.

Естественный свет не поляризован – колебания вектора \vec{E} и его направление в каждый момент времени беспорядочно, т.е. имеет всевозможные направления светового вектора. Естественный свет можно представить как сумму 2-х взаимно перпендикулярных колебаний, имеющих одинаковую интенсивность, но не когерентных. Например, естественный свет можно представить в виде 2-х компонент

$$E_x = E_0 \cos \omega t \quad \text{и} \quad E_y = E_0 \cos(\omega t + \delta(t)),$$

при этом результирующее колебание $\vec{E} = \vec{E}_x + \vec{E}_y$ хаотически меняет направление, если $\delta(t)$ хаотическая функция времени.

Однако из естественного света можно сделать плоско- поляризованный свет с помощью поляризаторов.

Поляризаторы – это приборы, которые пропускают свет с колебаниями вектора \vec{E} параллельными плоскости поляризатора и задерживают свет с колебаниями вектора, перпендикулярными этой плоскости. Поляризаторы не всегда абсолютно поляризуют свет. Иногда происходит частичная поляризация и при этом образуется *частично - поляризованный свет*. При отражениях и прохождении света через границы тоже появляется частично поляризованный свет. Частично поляризованный свет характеризуется *степенью поляризации P*:

$$P = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (3.2.1)$$

где I_{max} – максимальная интенсивность какого-либо направления колебаний (например, колебаний в направлении поляризатора), I_{min} – перпендикулярная по направлению к колебаниям максимальной интенсивности. Плоско- поляризованный свет получаем при $P = 1$. Естественный свет получаем при $P = 0$. Однако, отметим, что получаем $P = 0$ также для циркулярно-поляризованного света.

3.2.2. Формулы Френеля.

Граничные условия позволяют установить не только направления отраженной и преломленной волн, но также их амплитуды и состояния поляризации. Снова рассмотрим падение электромагнитной волны на границу 2-х сред, ее отражение и преломление. Ось z , как и в предыдущем параграфе, направим перпендикулярно границе, ось x - в плоскости падения волны вдоль границы, а ось y - также вдоль границы, но перпендикулярно плоскости падения. На рис. 2.1 направление оси y показано точкой в начале координат (т.е. вектор «смотрит» из страницы).

Разложим каждую из трех волн на две составляющие: поляризованную в плоскости падения (индекс \parallel – параллельная составляющая, \vec{E}_{\parallel}) и поляризованную в перпендикулярном плоскости падения направлении (индекс \perp – перпендикулярная составляющая, \vec{E}_{\perp}):

$$\vec{E} = \vec{E}_{\perp} + \vec{E}_{\parallel} = E_{\perp} \vec{e}_y + \vec{E}_{\parallel}. \quad (3.2.2)$$

Аналогичное разложение запишем для отраженной и преломленной волн. Фазовые множители можно опустить и рассматривать только амплитудные

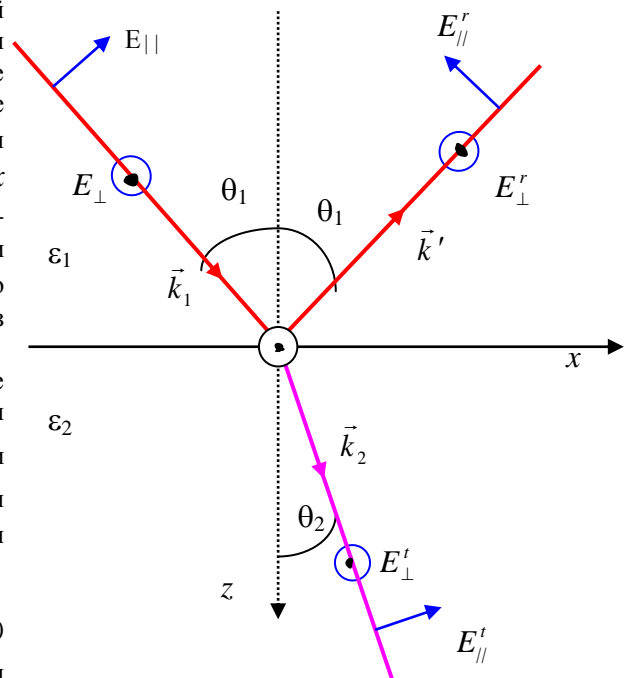


Рис. 2.1.

значения, так как в любой точке границы раздела фазы одинаковы для всех 3-х волн.

Магнитные свойства пока не будем учитывать, т.е. можно рассматривать векторы индукции магнитного поля и напряженности одинаковыми $\vec{B} = \vec{H}$. Тогда запишем связь между E и H (см соотношение (1.1.23) и (1.1.24) в §1.1):

$$\vec{H} = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \left[\frac{\vec{k}}{k}, \vec{E} \right] = \sqrt{\varepsilon} \left[\frac{\vec{k}}{k}, \vec{E} \right] = n \left[\frac{\vec{k}}{k}, \vec{E} \right]$$

Здесь для немагнитных сред считаем, что магнитная проницаемость $\mu \approx 1$ и показатель преломления $n \approx \sqrt{\varepsilon}$. Тогда в дальнейшем будем вычислять компоненты вектора напряженности магнитного поля из этого векторного произведения.

Итак, на границе раздела сред ($z = 0$) составляющие электрического и магнитного полей в падающей волне равны:

$$\begin{aligned} E_x &= E_{\parallel} \cos\theta_1, & E_y &= E_{\perp}, & E_z &= -E_{\parallel} \sin\theta_1 \\ H_x &= -n_1 E_{\perp} \cos\theta_1, & H_y &= n_1 E_{\parallel}, & H_z &= n_1 E_{\perp} \sin\theta_1 \end{aligned} \quad (3.2.3)$$

То же напишем для отраженной волны:

$$\begin{aligned} E_{rx} &= -E_{r\parallel} \cos\theta_1 & E_{ry} &= E_{r\perp} & E_{rz} &= -E_{r\parallel} \sin\theta_1 \\ H_{rx} &= n_1 E_{r\perp} \cos\theta_1 & H_{ry} &= n_1 E_{r\parallel} & H_{rz} &= n_1 E_{r\perp} \sin\theta_1 \end{aligned} \quad (3.2.4)$$

Для прошедшей волны имеем аналогично:

$$\begin{aligned} E_{tx} &= E_{t\parallel} \cos\theta_2 & E_{ty} &= E_{t\perp} & E_{tz} &= E_{t\parallel} \sin\theta_2 \\ H_{tx} &= -n_2 E_{t\perp} \cos\theta_2 & H_{ty} &= n_2 E_{t\parallel} & H_{tz} &= n_2 E_{t\perp} \sin\theta_2 \end{aligned} \quad (3.2.5)$$

Исходя из (3.1.1), имеем 4 независимые граничные условия:

$$\begin{aligned} E_x + E_{rx} &= E_{tx} & E_y + E_{ry} &= E_{ty} \\ H_x + H_{rx} &= H_{tx} & H_y + H_{ry} &= H_{ty} \end{aligned} \quad (3.2.6)$$

Подставим в эти уравнения выражения для компонент E и H , тогда имеем:

$$(E_{\parallel} - E_{r\parallel}) \cos\theta_1 = E_{t\parallel} \cos\theta_2 \quad (3.2.7)$$

$$E_{\perp} + E_{r\perp} = E_{t\perp} \quad (3.2.8)$$

$$n_1 (E_{\perp} - E_{r\perp}) \cos\theta_1 = n_2 E_{t\perp} \cos\theta_2 \quad (3.2.9)$$

$$n_1 (E_{\parallel} + E_{r\parallel}) = n_2 E_{t\parallel} \quad (3.2.10)$$

Эта система уравнений позволяет определить параллельные и перпендикулярные компоненты отраженной и прошедшей волн через компоненты падающей волны.

Вначале используем уравнения (3.2.7) и (3.2.10) и исключаем компоненту прошедшей волны:

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

Отсюда выражаем параллельную компоненту отраженной волны:

$$E_{r\parallel} = E_{\parallel} \frac{n_2 \cos\theta_1 - n_1 \cos\theta_2}{n_1 \cos\theta_2 + n_2 \cos\theta_1} = E_{\parallel} \frac{n \cos\theta_1 - \cos\theta_2}{n \cos\theta_1 + \cos\theta_2}, \quad (3.2.11)$$

где $n = n_{12} = n_2/n_1$. Воспользуемся законом преломления Снеллиуса (3.1.13) и формулу (3.2.11) можно переписать, избавившись от показателей преломления:

$$\begin{aligned} E_{r\parallel} &= E_{\parallel} \frac{\sin\theta_1 \cos\theta_1 - \sin\theta_2 \cos\theta_2}{\sin\theta_2 \cos\theta_2 + \sin\theta_1 \cos\theta_1} = E_{\parallel} \frac{\sin 2\theta_1 - \sin 2\theta_2}{\sin 2\theta_1 + \sin 2\theta_2} = \\ &= E_{\parallel} \frac{2 \cos(\theta_1 + \theta_2) \sin(\theta_1 - \theta_2)}{2 \sin(\theta_1 + \theta_2) \cos(\theta_1 - \theta_2)} = E_{\parallel} \frac{\operatorname{tg}(\theta_1 - \theta_2)}{\operatorname{tg}(\theta_1 + \theta_2)} \end{aligned} \quad (3.2.12)$$

Найдем параллельную компоненту для прошедшей волны. Подставим (3.2.11) в (3.2.10):

$$E_{t\parallel} = \frac{n_1}{n_2} \left(E_{\parallel} + E_{\parallel} \frac{n_2 \cos\theta_1 - n_1 \cos\theta_2}{n_2 \cos\theta_1 + n_1 \cos\theta_2} \right) = E_{\parallel} \frac{2n_1 \cos\theta_1}{n_2 \cos\theta_1 + n_1 \cos\theta_2} \quad (3.2.13)$$

Вновь воспользуемся законом преломления Снеллиуса (3.1.13):

$$E_{t\parallel} = E_{\parallel} \frac{2\cos\theta_1}{\cos\theta_2 + \cos\theta_1} \frac{n_2}{n_1} = E_{\parallel} \frac{2\cos\theta_1 \sin\theta_2}{\cos\theta_1 \sin\theta_1 + \cos\theta_2 \sin\theta_2} = E_{\parallel} \frac{2\cos\theta_1 \sin\theta_2}{\sin(\theta_1 + \theta_2) \cos(\theta_1 - \theta_2)}$$

Аналогично находятся перпендикулярные компоненты $E_{t\perp}$ и $E_{r\perp}$ из соотношений (3.2.8) и (3.2.9). С показателями преломления эти формулы выглядят следующим образом:

$$E_{r\perp} = E_{\perp} \frac{n_1 \cos\theta_1 - n_2 \cos\theta_2}{n_1 \cos\theta_1 + n_2 \cos\theta_2} \quad (3.2.14)$$

$$E_{t\perp} = E_{\perp} \frac{2n_1 \cos\theta_1}{n_1 \cos\theta_1 + n_2 \cos\theta_2} \quad (3.2.15)$$

Все эти соотношения (3.2.11) - (3.2.15) называются формулами Френеля (1821г.) для компонент отраженной и преломленной волн. Их все можно записать, по подобию (3.2.12), исключив показатели преломления:

$$E_{r\parallel} = E_{\parallel} \frac{\operatorname{tg}(\theta_1 - \theta_2)}{\operatorname{tg}(\theta_1 + \theta_2)}; \quad E_{r\perp} = -E_{\perp} \frac{\sin(\theta_1 - \theta_2)}{\sin(\theta_1 + \theta_2)} \quad (3.2.16)$$

$$E_{t\parallel} = E_{\parallel} \frac{2\sin\theta_2 \cos\theta_1}{\sin(\theta_1 + \theta_2) \cos(\theta_1 - \theta_2)}; \quad E_{t\perp} = E_{\perp} \frac{2\sin\theta_2 \cos\theta_1}{\sin(\theta_1 + \theta_2)} \quad (3.2.17)$$

Отношения амплитуд $r_{\parallel} = \frac{E_{r\parallel}}{E_{\parallel}}$, $r_{\perp} = \frac{E_{r\perp}}{E_{\perp}}$ для отраженной волны и $t_{\parallel} = \frac{E_{t\parallel}}{E_{\parallel}}$, $t_{\perp} = \frac{E_{t\perp}}{E_{\perp}}$ для

пройденной волны называются *коэффициентами Френеля*.

Однако отметим, что в определение степени поляризации (3.2.1) входят интенсивности света. Приборы реагируют также на интенсивность. Поэтому, определяя коэффициенты отражения и прохождения, нужно рассматривать отношение плотности потоков энергии для отраженной и пройденной волн к плотности потока падающей волны (т.е. записывать коэффициенты, вводя вектор Пойнтинга).

3.2.3. Поляризация при отражении.

Для определения коэффициента отражения отношение плотностей потока \vec{S} можно заменить отношением интенсивностей I , поскольку они распространяются в одной среде и скорости распространения одинаковы. Таким образом, *энергетический коэффициент отражения* равен:

$$R = \frac{I'}{I}$$

Т.е. энергетические коэффициенты отражения для параллельной и перпендикулярной составляющих определяются как

$$R_{\parallel} = (E_{r\parallel}/E_{\parallel})^2 \text{ и } R_{\perp} = (E_{r\perp}/E_{\perp})^2 \quad (3.2.18)$$

Рассматривая формулы Френеля (3.2.16-17), для отраженной волны заметим следующее:

- 1) перпендикулярная компонента $E_{r\perp}$ при любых углах падения θ_1 не обращается в 0,
- 2) параллельная компонента обращается в нуль $E_{r\parallel} = 0$ при угле падения, когда $\operatorname{tg}(\theta_1 + \theta_2) = \operatorname{tg} \pi/2 = \infty$.

То есть компонента параллельная плоскости падения электромагнитной волны не отражается при угле падения равным $\theta_1 = \pi/2 - \theta_2$. Этот угол называется *углом Брюстера* θ_B , который можно записать через показатели преломления, исходя из закона преломления:

$$\cos\theta_1 = \sin\theta_2 = \frac{1}{n} \sin\theta_1$$

или иначе:

$$\operatorname{tg}\theta_1 = \operatorname{tg}\theta_B = n = \frac{n_2}{n_1} \quad (3.2.19)$$

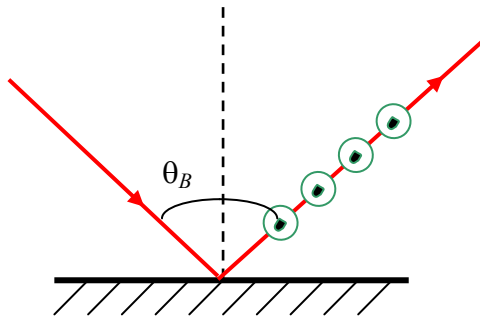


Рис. 2.2.

Итак, если падает естественный свет (неполяризованный или линейно поляризованный, но не в плоскости падения) под углом Брюстера $\theta_1 = \theta_B$, то $E_{r\parallel} = 0$ и отраженный свет оказывается линейно поляризованным (см рис. 2.2). Причем поляризован в плоскости, перпендикулярной к плоскости падения.

Таким образом, отражение света под углом Брюстера – простейший способ получения поляризованного света. Основным недостатком этого метода является малая интенсивность отраженного света под углом Брюстера. Для увеличения интенсивности отраженного света на практике используется стопа А.Г. Столетова (см ниже).

Построим зависимость энергетических коэффициентов отражения $R_{\parallel} = (E_{r\parallel}/E_{\parallel})^2$ и $R_{\perp} = (E_{r\perp}/E_{\perp})^2$ от угла падения θ_1 :

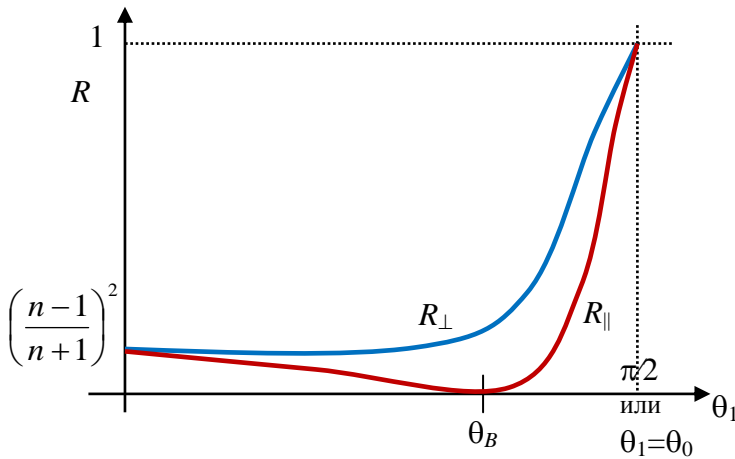


Рис. 2.3.

$$R_{\parallel} = \left(\frac{n \cos \theta_1 - \cos \theta_2}{n \cos \theta_1 + \cos \theta_2} \right)^2 \quad (3.2.20)$$

$$R_{\perp} = \left(\frac{\cos \theta_1 - n \cos \theta_2}{\cos \theta_1 + n \cos \theta_2} \right)^2. \quad (3.2.21)$$

Качественная зависимость энергетических коэффициентов отражения от угла падения приведена на рис. 2.3. При касательном падении $\theta_1 = \pi/2$ коэффициент отражения равен 1. Однако, в случае $n < 1$ коэффициент равен 1 уже при предельном угле $\theta_1 = \theta_0$, когда возникает явление полного внутреннего отражения. При уменьшении угла коэффициент отражения быстро падает и принимает

минимальное значение при угле Брюстера. Затем медленно растет с уменьшением угла падения (рис. 2.3).

Рассмотрим (3.2.20) и (3.2.21) при нормальном падении света $\theta_1 = 0$. Учитывая, что при малых углах

$$\frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_2} \approx \frac{\theta_1}{\theta_2} = \frac{n_2}{n_1} = n_{12} = n,$$

получаем одинаковые значения коэффициентов для параллельной и перпендикулярной составляющих:

$$R_{\parallel} \approx \left(\frac{\theta_1 - \theta_2}{\theta_1 + \theta_2} \right)^2 = \left(\frac{n_2 - n_1}{n_1 + n_2} \right)^2 = \left(\frac{n - 1}{n + 1} \right)^2 \quad (3.2.22)$$

$$R_{\perp} \approx \left(\frac{\theta_1 - \theta_2}{\theta_1 + \theta_2} \right)^2 = \left(\frac{n_2 - n_1}{n_1 + n_2} \right)^2 = \left(\frac{n - 1}{n + 1} \right)^2 \quad (3.2.23)$$

Тогда полный коэффициент отражения при нормальном падении равен тому же:

$$R = \frac{R_{\perp} I_{\perp} + R_{\parallel} I_{\parallel}}{I_{\perp} + I_{\parallel}} = \left(\frac{n - 1}{n + 1} \right)^2 \quad (3.2.24)$$

Например, для стекла ($n = 1.5$) при нормальном падении света коэффициент отражения $R = 0.04$; для воды ($n = 1.33$) получаем – $R = 0.02$.

Примечание 1. Дэвид Брюстер, шотландский физик, 1781–1868;
Александр Григорьевич Столетов, русский физик, 1839–1896.

3.2.4. Поляризация при преломлении.

Энергетический коэффициент пропускания (прозрачности) определяется через отношение потоков энергии прошедшей волны и падающей волны. Так поток энергии через площадку $\Delta\vec{s}$ определяется потоком вектора Пойнтинга

$$\vec{S} \cdot \Delta\vec{s} = S \cdot \Delta s \cdot \cos\theta,$$

где θ – угол падения (или преломления для прошедшей волны). Следовательно, поток энергии через единицу площадки пропорционален:

$$\vec{S} \cdot \frac{\Delta\vec{s}}{\Delta s} = S \cos\theta \sim \left[\vec{E}, \vec{H} \right] \cos\theta \approx nE^2 \cos\theta.$$

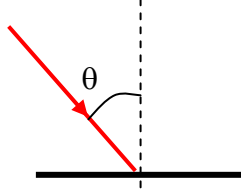


Рис. 2.4.

Тогда энергетический коэффициент пропускания для параллельной компоненты определяется отношением следующих потоков:

$$T_{\parallel} = \frac{n_2 \cos\theta_2 E_{\parallel}^2}{n_1 \cos\theta_1 E_{\parallel}^2} = n \frac{\cos\theta_2}{\cos\theta_1} \left(\frac{2n_1 \cos\theta_1}{n_2 \cos\theta_1 + n_1 \cos\theta_2} \right)^2 = \frac{4n \cos\theta_1 \cos\theta_2}{(n \cos\theta_1 + \cos\theta_2)^2} \quad (3.2.25)$$

Аналогично имеем для перпендикулярной компоненты:

$$T_{\perp} = \frac{n_2 \cos\theta_2 E_{\perp}^2}{n_1 \cos\theta_1 E_{\perp}^2} = n \frac{\cos\theta_2}{\cos\theta_1} \left(\frac{2 \cos\theta_1}{\cos\theta_1 + n \cos\theta_2} \right)^2 = \frac{4n \cos\theta_1 \cos\theta_2}{(\cos\theta_1 + n \cos\theta_2)^2} \quad (3.2.26)$$

Легко увидеть из формул (3.2.20 - 21) и (3.2.25 - 26), что

$$R_{\perp} + T_{\perp} = 1 \quad \text{и} \quad R_{\parallel} + T_{\parallel} = 1 \quad (3.2.27)$$

как и должно быть согласно закону сохранения энергии.

Для нормального падения $\theta_1 = 0$, и тогда получаем:

$$T_{\perp} = T_{\parallel} = T = \frac{4n}{(n+1)^2} \quad (3.2.28)$$

Если взять отношение коэффициентов для параллельной и перпендикулярной составляющих для произвольного угла падения, то получаем:

$$\begin{aligned} \frac{T_{\parallel}}{T_{\perp}} &= \left(\frac{\cos\theta_1 + n \cos\theta_2}{n \cos\theta_1 + \cos\theta_2} \right)^2 = \left(\frac{\cos\theta_1 \sin\theta_2 + \sin\theta_1 \cos\theta_2}{\cos\theta_1 \sin\theta_1 + \sin\theta_2 \cos\theta_2} \right)^2 = \frac{4 \sin^2(\theta_1 + \theta_2)}{(\sin 2\theta_1 + \sin 2\theta_2)^2} = \\ &= \frac{\sin^2(\theta_1 + \theta_2)}{\sin^2(\theta_1 + \theta_2) \cos^2(\theta_1 - \theta_2)} = \frac{1}{\cos^2(\theta_1 - \theta_2)} \end{aligned} \quad (3.2.29)$$

Во всех случаях (кроме нормального падения, когда $\theta_1 = \theta_2 = 0$) косинус меньше единицы, следовательно, имеем:

$$\frac{T_{\parallel}}{T_{\perp}} > 1 \quad (3.2.30)$$

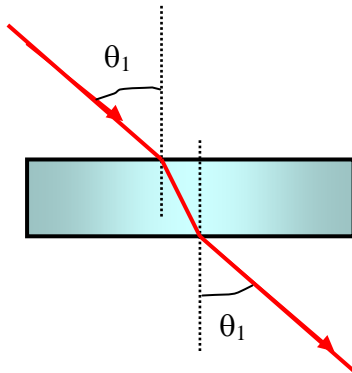


Рис. 2.5.

При прохождении через одну границу раздела непроводящих сред интенсивность параллельной компоненты возрастет в $1/\cos^2(\theta_1 - \theta_2)$ раз. Если свет пропускаем через пластинку (рис.2.5), то имеем 2 границы раздела и отношение квадратов коэффициентов будет равно:

$$\left(\frac{T_{\parallel}}{T_{\perp}} \right)^2 = \frac{1}{\cos^4(\theta_1 - \theta_2)} \quad (3.2.31)$$

Если построить график зависимости коэффициентов отражения и прохождения (на рисунке 2.6 показано поведение коэффициентов для

параллельной компоненты) от угла падения, то видно, что энергетически выгоднее применять в качестве поляризаторов не отражательное устройство (где интенсивность мала), а устройство на пропускание. Видно также, что максимум пройденной интенсивности – при угле Брюстера. Тогда имеем:

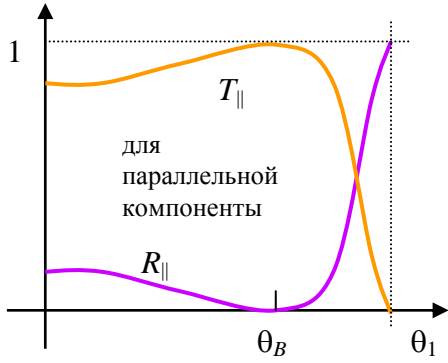


Рис. 2.6.

$$\theta_B + \theta_2 = \pi/2 \quad \text{и} \quad \theta_2 = \pi/2 - \theta_B$$

$$\cos^4\left(\theta_B - \frac{\pi}{2} + \theta_B\right) = \sin^4(2\theta_B)$$

Выражая угол Брюстера из (3.2.19), получаем дальше (пользуясь тригонометрическими соотношениями

$$\sin \alpha = \frac{\operatorname{tg} \alpha}{\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \alpha}} \quad \text{и} \quad \cos \alpha = \frac{1}{\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \alpha}}):$$

$$\sin(2\theta_B) = \sin(2 \operatorname{arctg} n) = 2 \sin(\operatorname{arctg} n) \cdot \cos(\operatorname{arctg} n) = 2 \frac{n}{\sqrt{1+n^2}} \frac{1}{\sqrt{1+n^2}} = \frac{2n}{1+n^2}$$

Сосчитаем отношение квадратов коэффициентов прохождения:

$$\left(\frac{T_{||}}{T_{\perp}}\right)^2 = \left(\frac{2n}{n^2+1}\right)^4 = \left(\frac{n^2+1}{2n}\right)^4 \quad (3.2.32)$$

Если излучение проходит через N пластинок, то квадрат отношения компонент энергетических коэффициентов прохождения, т.е. интенсивностей двух компонент, равен:

$$\frac{I_{||}}{I_{\perp}} = \left(\frac{n^2+1}{2n}\right)^{4N} \quad (3.2.33)$$

В качестве примера рассмотрим стеклянные пластинки, находящиеся в воздухе. Для границы стекло – воздух имеем: $n_{\text{ст}}/n_{\text{возд}} = n = 1.5$, а угол Брюстера $\theta_B = \operatorname{arctg} 1.5 = 56.3^\circ$. Если имеем одну пластинку под углом Брюстера, то имеем:

$$\frac{I_{\perp}}{I_{||}} = \left(\frac{2 \cdot 1.5}{1 + 2.25}\right)^4 = 0.726.$$

Если возьмем две пластинки под углом Брюстера, то $I_{\perp}/I_{||} = (0.726)^2 = 0.527$. 10 пластинок дают: $I_{\perp}/I_{||} = 0.041$.

Очевидно, что выгоднее для получения поляризованного света брать пластинки с большим показателем преломления n . Для германия в воздухе имеем $n = 4$, поэтому даже после одной пластинки получаем отношение интенсивностей $I_{\perp}/I_{||} = 0.049$.

3.2.5. Фазовые соотношения.

Углы падения θ_1 и преломления θ_2 вещественны (здесь не рассматриваем случай полного внутреннего отражения) и отсюда следует, что отражение и преломление не сопровождается изменением фаз, кроме как на π . Таким образом, фазы у прошедшей волны и отраженной волны либо совпадают с соответствующей компонентой у падающей волны, либо отличаются на π .

Для прошедшей волны $E_{||}, E_{\perp}$ видно из (3.2.17), что знаки комплексных амплитуд падающей и преломленной волны одинаковы при всех θ_1 и θ_2 . То есть *прошедшая волна синфазна падающей волне*, и нет скачка фазы на границе.

Фазовые соотношения между падающей волной и отраженной волной зависят от показателей преломления n и углов θ_1 и θ_2 , как это следует из (3.2.16). Вначале разберемся в том, когда скачка фазы отраженной волны не происходит. Отдельно для каждой из компонент волны проводим следующие соображения.

- 1) Скачка фазы нет у параллельной составляющей отраженной волны, когда проекции E_{\parallel} и $E_{r\parallel}$ на ось x имеют **разные знаки**. Качественно это можно понять из рис. 2.7, если проследить за изменением колебаний вектора электрического поля при отражении.
- 2) Скачка фазы нет у перпендикулярной составляющей отраженной волны, когда E_{\perp} и $E_{r\perp}$ имеют **одинаковые знаки** (см рис. 2.8).

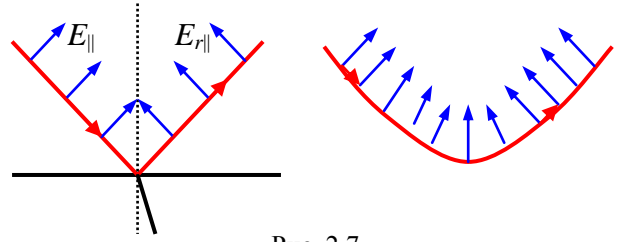


Рис. 2.7.

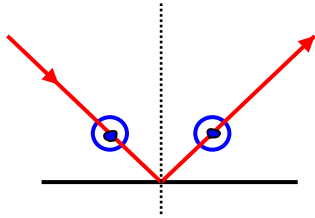


Рис. 2.8.

Рассмотрим отдельно 2 случая: отражение от оптически более плотной среды ($n_2 > n_1$) и оптически менее плотной среды ($n_2 < n_1$).

1). $n_2 > n_1$. При этом получаем, что $\theta_1 > \theta_2$.

Сначала рассмотрим параллельную компоненту исходя из соотношения (3.2.12) или (3.2.16):

$$\frac{E_{r\parallel}}{E_{\parallel}} = \frac{\operatorname{tg}(\theta_1 - \theta_2)}{\operatorname{tg}(\theta_1 + \theta_2)} \quad (3.2.34)$$

а) Пусть углы падения θ_1 меньше угла Брюстера $\theta_1 < \theta_B$, т.е. такие, что $(\theta_1 + \theta_2) < \pi/2$. Тогда для тангенсов и отношения (3.2.34) имеем:

$$\left. \begin{array}{l} \operatorname{tg}(\theta_1 - \theta_2) > 0 \\ \operatorname{tg}(\theta_1 + \theta_2) > 0 \end{array} \right\} \Rightarrow \frac{E_{r\parallel}}{E_{\parallel}} > 0 \quad (3.2.35)$$

То есть параллельные компоненты поля в отраженной и падающей волне имеют одинаковые знаки. Следовательно, **получаем скачок фазы на π** .

б) Пусть углы падения θ_1 больше угла Брюстера $\theta_1 > \theta_B$, т.е. такие, что $(\theta_1 + \theta_2) > \pi/2$. Тогда для тангенсов и отношения (3.2.34) имеем:

$$\left. \begin{array}{l} \operatorname{tg}(\theta_1 - \theta_2) > 0 \\ \operatorname{tg}(\theta_1 + \theta_2) < 0 \end{array} \right\} \Rightarrow \frac{E_{r\parallel}}{E_{\parallel}} < 0 \quad (3.2.36)$$

То есть параллельные компоненты поля в отраженной и падающей волне имеют разные знаки. Следовательно, **скачка фазы не происходит**. Зависимость скачка фазы от угла падения для параллельной составляющей показана на рис. 2.9 А.

Теперь рассмотрим перпендикулярную компоненту падающей и отраженной волн исходя из соотношения (3.2.16) – их отношение всегда меньше нуля при всех θ_1 и θ_2 ($\theta_1 > \theta_2$):

$$\frac{E_{r\perp}}{E_{\perp}} = -\frac{\sin(\theta_1 - \theta_2)}{\sin(\theta_1 + \theta_2)} < 0 \quad (3.2.37)$$

Следовательно, для **перпендикулярных компонент всегда имеется скачок фазы на π** (см рис. 2.9 Б).

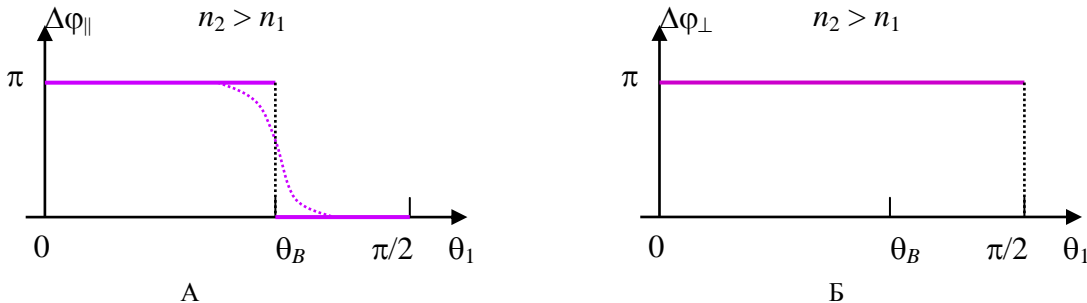


Рис. 2.9.

Итак, при отражении от оптически более плотной среды при всех углах падения $\theta_1 < \theta_B$ происходит потеря фазы на угол π , т.е. происходит потеря полуволны. При углах падения $\theta_1 > \theta_B$ волна с параллельной поляризацией отражается без потери полуволны, а волна с перпендикулярной поляризацией отражается по-прежнему с потерей полуволны.

2). $n_2 < n_1$. При этом получаем, что $\theta_1 < \theta_2$. Рассматриваем аналогично исходя из соотношений (3.2.16). Сначала для параллельной составляющей электрического вектора.

а) $\theta_1 < \theta_B$, $\frac{E_{r\parallel}}{E_{\parallel}} < 0$ параллельные составляющие волн синфазны.

б) $\theta_1 > \theta_B$, $\frac{E_{r\parallel}}{E_{\parallel}} > 0$ параллельные составляющие волн противофазны.

Зависимость изменения фазы для параллельной составляющей изображена на рис. 2.10 А.

Для перпендикулярной составляющей поля $E_{r\perp}/E_{\perp} > 0$ при любых углах падения, т.е. перпендикулярные составляющие волн синфазны, что показано на рис. 2.10 Б.

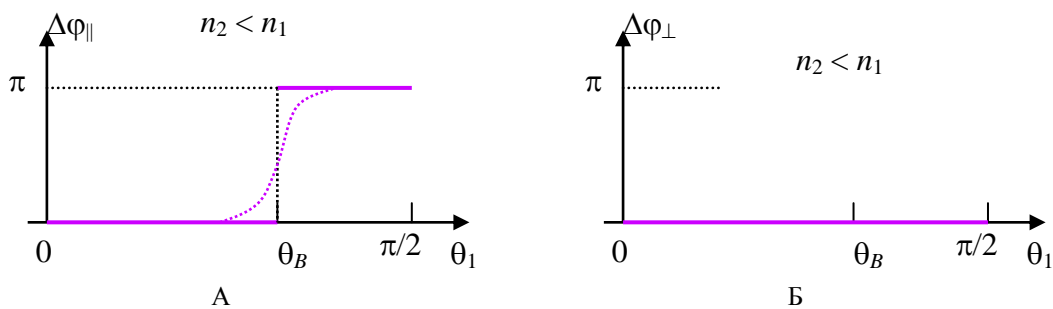


Рис. 2.10.

Итак, при отражении от оптически менее плотной среды при всех углах падения $\theta_1 < \theta_B$ отражение волны происходит без потери полуволны. При углах падения $\theta_1 > \theta_B$ волна с перпендикулярной поляризацией отражается по-прежнему без потери полуволны, а волна с параллельной поляризацией отражается с потерей полуволны.