Экзамен. Закон преломления (закон Снеллиуса) и закон отражения света.

Закон Снеллиуса можно доказать с помощью построений Гюйгенса (мы сделаем это при рассмотрении кристаллооптики), с помощью принципа Ферма, а сейчас докажем его иначе.

При отражении и преломлении света длина волны изменяется, а частота — нет. Это связано с тем, что через период падающей световой волны исходные условия полностью повторяются, следовательно, должен повторяться и результат.

Рассмотрим плоскую световую волну, которая падает на плоскую границу двух сред. Плоские условия задачи означают плоские решения. Тогда отраженная и преломленная волны тоже будут плоскими, так как нет выделенной точки для центра кривизны фронта каждой волны.

Введем обозначения для волн:

i — падающая волна (incident — падающий),

r — отраженная волна (reflect — отражать),

t — преломленная волна (transpierce [trens'pies]— пронзать насквозь).

На границе раздела двух сред должны выполняться граничные условия для электрического $\vec{E}$ и магнитного $\vec{B}$ полей.

Уравнения Максвелла в дифференциальной форме

$$\begin{cases} div\left(\vec{D}\right) = \rho \\ rot\left(\vec{E}\right) = -\dfrac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ div\left(\vec{B}\right) = 0 \\ rot\left(\vec{H}\right) = \vec{j} + \dfrac{\partial \vec{D}}{\partial t} \end{cases}$$

В системе СГС Гаусса: $\begin{cases} div\left(\vec{D}\right)=4\pi\rho \\ rot\left(\vec{E}\right)=-\frac{1}{c}\cdot\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ div\left(\vec{B}\right)=0 \\ rot\left(\vec{H}\right)=\frac{4\pi}{c}\vec{j}+\frac{1}{c}\cdot\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \end{cases}$

для границы раздела принимают следующий вид:

$$\begin{cases} D_{2n} - D_{1n} = \sigma \\ E_{2\tau} - E_{1\tau} = 0 \\ B_{2n} - B_{1n} = 0 \\ H_{2\tau} - H_{1\tau} = i \end{cases}.$$

В системе СГС Гаусса: $\begin{cases} D_{2n}-D_{1n}=4\pi\sigma \\ E_{2\tau}-E_{1\tau}=0 \\ B_{2n}-B_{1n}=0 \\ H_{2\tau}-H_{1\tau}=\frac{4\pi}{c}i \end{cases}$

Для прозрачных сред $\begin{cases} \sigma = 0 \\ i = 0 \\ D = \varepsilon_0 \varepsilon E \\ B = \mu_0 \mu H \end{cases}$, тогда $\begin{cases} \varepsilon_1 E_{1n} = \varepsilon_2 E_{2n} \\ E_{1\tau} = E_{2\tau} \\ B_{1n} = B_{2n} \\ H_{1\tau} = H_{2\tau} \end{cases}$.

В системе СГС Гаусса: $\begin{cases} \sigma=0 \\ i=0 \\ D=\varepsilon E \\ B=\mu H \end{cases}$, $\begin{cases} \varepsilon_1 E_{1n}=\varepsilon_2 E_{2n} \\ E_{1\tau}=E_{2\tau} \\ B_{1n}=B_{2n} \\ H_{1\tau}=H_{2\tau} \end{cases}$

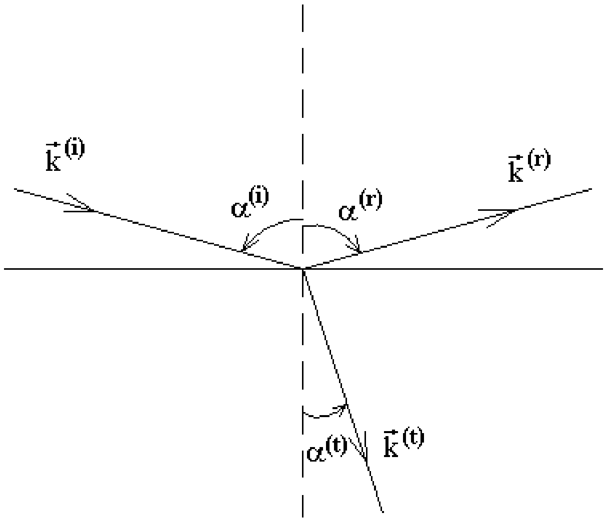
Выберем направление оси z перпендикулярно границе раздела двух сред.

Рассмотрим, например, тангенциальную составляющую электрического поля — составляющую, направленную вдоль границы раздела двух сред. Рассмотрим световое поле на границе раздела сред в один момент времени, тогда k_x и k_y — циклические пространственные частоты горизонтальной составляющей электрического поля. Зависимость этой составляющей от *x*-координаты на границе раздела сред — это синусоида для каждой из трех волн, а сумма трех синусоид (две синусоиды в среде 1 и одна в среде 2) может дать ноль $E_{1\tau} - E_{2\tau} = 0$, только если их пространственные частоты одинаковы. Следовательно, величина k_x имеет одинаковое значение для падающей, отраженной и преломленной волн. Аналогично, равны друг другу пространственные частоты k_y.

Условие одинаковых пространственных частот трех волн на границе раздела примет вид:

$\begin{cases} k_x^{(i)} = k_x^{(r)} = k_x^{(t)} \\ k_y^{(i)} = k_y^{(r)} = k_y^{(t)} \end{cases}$, где i, r, t — индексы для падающей, отраженной и преломленной волн.

Выберем направление оси y перпендикулярно плоскости падения света так, чтобы для падающей волны $k_y^{(i)} = 0$, тогда $k_y^{(r)} = k_y^{(t)} = 0$. Следовательно, все три луча и нормаль к границе раздела лежат в плоскости падения x, z — в плоскости следующего рисунка.



Углом падения света называют угол $\alpha^{(i)}$ между нормалью к границе раздела сред и направлением падающего луча $\vec{k}^{(i)}$. Угол отражения $\alpha^{(r)}$ — угол между нормалью и отраженным лучом $\vec{k}^{(r)}$, угол преломления $\alpha^{(t)}$ — угол между нормалью и преломленным лучом $\vec{k}^{(t)}$. На рисунке показаны положительные направления отсчета углов.

Для каждой из трех волн справедливо равенство $k_x = k \cdot \sin(\alpha)$.

Подставим это в равенство пространственных частот $k_x^{(i)} = k_x^{(r)} = k_x^{(t)}$ и получим:

$$k^{(i)} \sin\left(\alpha^{(i)}\right) = k^{(r)} \sin\left(\alpha^{(r)}\right) = k^{(t)} \sin\left(\alpha^{(t)}\right)$$

Из двух выражений для фазовой скорости $V_ф = \frac{\omega}{k} = \frac{c}{n}$ получаем, что $k = n\frac{\omega}{c}$. Подставим это выражение для волнового числа k в предыдущую формулу с синусами

$\frac{n_1\omega}{c} \sin\left(\alpha^{(i)}\right) = \frac{n_1\omega}{c} \sin\left(\alpha^{(r)}\right) = \frac{n_2\omega}{c} \sin\left(\alpha^{(t)}\right)$, где n_1 и n_2 — показатели преломления двух сред.

Сократим формулу на отношение $\frac{\omega}{c}$ и получим

$$n_1 \cdot \sin\left(\alpha^{(i)}\right) = n_1 \cdot \sin\left(\alpha^{(r)}\right) = n_2 \cdot \sin\left(\alpha^{(t)}\right).$$

С учетом неравенства $-\frac{\pi}{2} \le \alpha^{(r)} \le \frac{\pi}{2}$, означающего, что отраженный свет остается выше границы раздела сред, и с учетом монотонности синуса в этом диапазоне углов, получим единственное решение для $\alpha^{(r)}$:

$\underline{\alpha^{(i)} = \alpha^{(r)}}$ — угол падения равен углу отражения или закон отражения.

Обозначим $\alpha_1 \equiv \alpha^{(i)}$ и $\alpha_2 \equiv \alpha^{(t)}$ и получим закон преломления или закон Снеллиуса:

$$\underline{n_1 \sin\left(\alpha_1\right) = n_2 \sin\left(\alpha_2\right).}$$

Заметим, что если параллельных границ между разными средами много, то

$\underline{n \cdot \sin\left(\alpha\right) = const}$ для всех границ.

Экзамен. Формулы Френеля. Амплитудные коэффициенты отражения и пропускания.

Можно найти амплитуды отраженной и преломленной волн из граничных условий $\begin{cases} \varepsilon_1 E_{1n} = \varepsilon_2 E_{2n} \\ E_{1\tau} = E_{2\tau} \\ B_{1n} = B_{2n} \\ H_{1\tau} = H_{2\tau} \end{cases}$ с учетом поперечности световых волн $\begin{cases} \vec{E} \perp \vec{k} \\ \vec{B} \perp \vec{k} \\ \vec{E} \perp \vec{B} \end{cases}$, соотношения величин напряженностей электрического и магнитного полей $\sqrt{\varepsilon_0 \varepsilon} E = \sqrt{\mu_0 \mu} H$ в бегущей волне и с учетом законов отражения и преломления.

В системе СГС Гаусса: $\sqrt{\varepsilon} E = \sqrt{\mu} H$.

Те же граничные условия должны выполняться и для комплексных величин, тогда

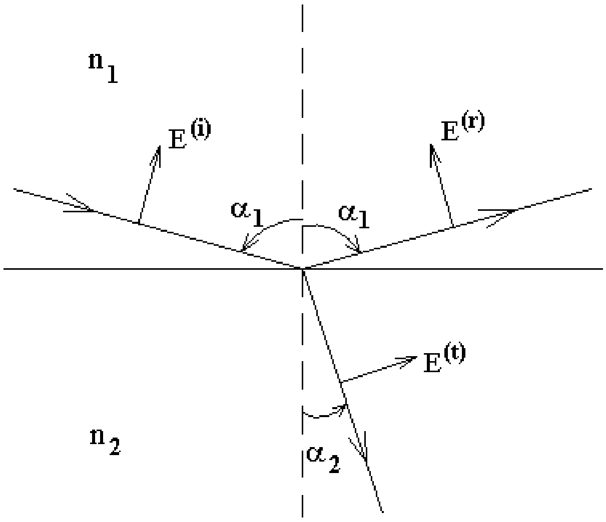
$$\begin{cases} \varepsilon_1 \tilde{E}_{1n} = \varepsilon_2 \tilde{E}_{2n} \\ \tilde{E}_{1\tau} = \tilde{E}_{2\tau} \\ \tilde{B}_{1n} = \tilde{B}_{2n} \\ \tilde{H}_{1\tau} = \tilde{H}_{2\tau} \end{cases}$$ — граничные условия в комплексном виде.

Нам будет достаточно уравнений $\begin{cases} \tilde{E}_{1\tau} = \tilde{E}_{2\tau} \\ \tilde{H}_{1\tau} = \tilde{H}_{2\tau} \\ \sqrt{\varepsilon_0 \varepsilon} E = \sqrt{\mu_0 \mu} H \end{cases}$, поперечности световых волн $\begin{cases} \vec{E} \perp \vec{k} \\ \vec{B} \perp \vec{k} \\ \vec{E} \perp \vec{B} \end{cases}$ и условия, что отраженная и преломленная волны лежат в плоскости падения света.

Далее удобно рассмотреть раздельно вариант поляризации света в плоскости падения || и вариант поляризации перпендикулярной плоскости падения $\perp$.

I). Поляризация || параллельная плоскости падения света.

Выберем положительные направления для векторов $\tilde{\vec{E}}$ в падающей, отраженной и преломленной волнах:



Положительные направления электрического поля трех волн выбраны так, чтобы положительные направления магнитного поля этих волн совпадали друг с другом.

Магнитное поле каждой из трех волн направлено по касательной к границе раздела сред, поэтому для магнитного поля можно воспользоваться только граничным условием для тангенциальной составляющей: $\tilde{H}_{1\tau} = \tilde{H}_{2\tau}$. Над границей есть магнитное поле падающей и отраженной волн, под границей — только прошедшей волны, тогда

$$\tilde{H}^{(i)} + \tilde{H}^{(r)} = \tilde{H}^{(t)}.$$

С учетом соотношения $\sqrt{\varepsilon_0\varepsilon}\tilde{E} = \sqrt{\mu_0\mu}\tilde{H}$, получим

$$\tilde{H} = \sqrt{\frac{\varepsilon_0\varepsilon}{\mu_0\mu}}\tilde{E} = \sqrt{\frac{\varepsilon_0\varepsilon\mu}{\mu_0\mu^2}}\tilde{E} = \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}\frac{n}{\mu}\tilde{E} = \sqrt{\frac{\varepsilon_0^2}{\varepsilon_0\mu_0}}\frac{n}{\mu}\tilde{E} = \frac{\varepsilon_0 cn}{\mu}\tilde{E}.$$

В системе СГС Гаусса: $\tilde{H} = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}}\tilde{E} = \sqrt{\frac{\varepsilon\mu}{\mu^2}}\tilde{E} = \frac{n}{\mu}\tilde{E}$

Тогда для комплексных амплитуд электрических полей получим:

$$\frac{\varepsilon_0 cn_1}{\mu_1}\tilde{E}^{(i)} + \frac{\varepsilon_0 cn_1}{\mu_1}\tilde{E}^{(r)} = \frac{\varepsilon_0 cn_2}{\mu_2}\tilde{E}^{(t)} \quad \text{или} \quad \frac{n_1}{\mu_1}\tilde{E}^{(i)} + \frac{n_1}{\mu_1}\tilde{E}^{(r)} = \frac{n_2}{\mu_2}\tilde{E}^{(t)}.$$

В системе СГС Гаусса также.

Рассмотрим в качестве второго уравнения для неизвестных амплитуд $\tilde{E}^{(r)}$ и $\tilde{E}^{(t)}$ граничное условие для тангенциальной составляющей электрического поля $\tilde{E}_{1\tau} = \tilde{E}_{2\tau}$, где проекция поля на горизонтальное направление в плоскости рисунка получается умножением напряженности поля на косинус соответствующего угла для каждой из трех волн:

$$\tilde{E}^{(i)}\cos\left(\alpha_1\right) - \tilde{E}^{(r)}\cos\left(\alpha_1\right) = \tilde{E}^{(t)}\cos\left(\alpha_2\right).$$

Решая два уравнения

$$\begin{cases} \dfrac{n_1}{\mu_1}\tilde{E}^{(i)} + \dfrac{n_1}{\mu_1}\tilde{E}^{(r)} = \dfrac{n_2}{\mu_2}\tilde{E}^{(t)} \\ \tilde{E}^{(i)}\cos(\alpha_1) - \tilde{E}^{(r)}\cos(\alpha_1) = \tilde{E}^{(t)}\cos(\alpha_2) \end{cases}$$

с двумя неизвестными $\tilde{E}^{(r)}$ и $\tilde{E}^{(t)}$, находим

$$\begin{cases} \tilde{E}_{\|}^{(r)} = \tilde{E}_{\|}^{(i)} \cdot \dfrac{\dfrac{n_2}{\mu_2}\cdot\cos(\alpha_1) - \dfrac{n_1}{\mu_1}\cdot\cos(\alpha_2)}{\dfrac{n_2}{\mu_2}\cdot\cos(\alpha_1) + \dfrac{n_1}{\mu_1}\cdot\cos(\alpha_2)} \\ \tilde{E}_{\|}^{(t)} = \tilde{E}_{\|}^{(i)} \cdot \dfrac{2\cdot\dfrac{n_1}{\mu_1}\cdot\cos(\alpha_1)}{\dfrac{n_2}{\mu_2}\cdot\cos(\alpha_1) + \dfrac{n_1}{\mu_1}\cdot\cos(\alpha_2)} \end{cases}$$

— формулы Френеля для амплитуд отраженной и преломленной волн.

В системе СГС Гаусса также.

Здесь значок $\|$ у поля E означает, что волна поляризована параллельно плоскости падения света.

Обычно в этих выражениях пренебрегают отличием магнитной проницаемости среды от единицы ($\mu = 1$). Тогда окончательно для амплитудных коэффициентов отражения $r \equiv \dfrac{\tilde{E}^{(r)}}{\tilde{E}^{(i)}}$ и пропускания $\tau \equiv \dfrac{\tilde{E}^{(t)}}{\tilde{E}^{(i)}}$ получаем следующие выражения

$$\begin{cases} r_{\|} = \dfrac{n_2\cos(\alpha_1) - n_1\cos(\alpha_2)}{n_2\cos(\alpha_1) + n_1\cos(\alpha_2)} \\ \tau_{\|} = \dfrac{2n_1\cos(\alpha_1)}{n_2\cos(\alpha_1) + n_1\cos(\alpha_2)} \end{cases}$$

— это формулы Френеля для амплитудных коэффициентов отражения и пропускания для поляризации света в плоскости падения.

В системе СГС Гаусса также.

Преобразуем $r_{\|}$ к другому виду. Для этого сначала умножим разные слагаемые числителя и знаменателя на разные части равенства $n_1\sin(\alpha_1) = n_2\sin(\alpha_2)$ так, чтобы каждое слагаемое содержало произведение $n_1 n_2$ и получим:

$$r_{\|} = \frac{n_2\cos(\alpha_1) - n_1\cos(\alpha_2)}{n_2\cos(\alpha_1) + n_1\cos(\alpha_2)} = \frac{n_1 n_2\sin(\alpha_1)\cos(\alpha_1) - n_1 n_2\sin(\alpha_2)\cos(\alpha_2)}{n_1 n_2\sin(\alpha_1)\cos(\alpha_1) + n_1 n_2\sin(\alpha_2)\cos(\alpha_2)} =$$

$$=\frac{\frac{1}{2}\sin\left(2\alpha_1\right)-\frac{1}{2}\sin\left(2\alpha_2\right)}{\frac{1}{2}\sin\left(2\alpha_1\right)+\frac{1}{2}\sin\left(2\alpha_2\right)}=\frac{\sin\left(\alpha_1-\alpha_2\right)\cdot\cos\left(\alpha_1+\alpha_2\right)}{\sin\left(\alpha_1+\alpha_2\right)\cdot\cos\left(\alpha_1-\alpha_2\right)}=\frac{tg\left(\alpha_1-\alpha_2\right)}{tg\left(\alpha_1+\alpha_2\right)}$$

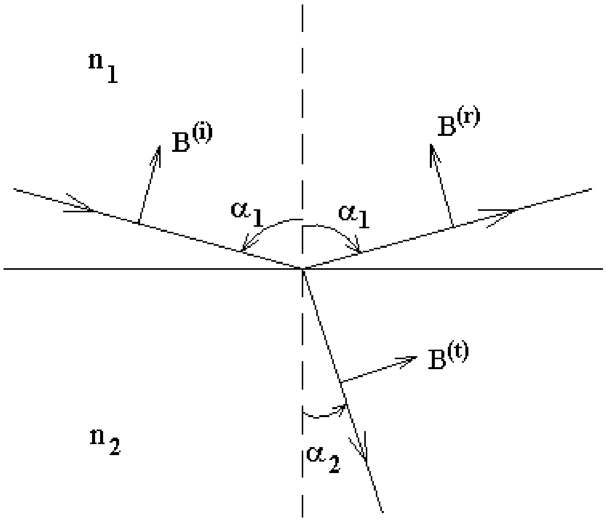
Окончательно:

$$r_{\parallel}=\frac{tg\left(\alpha_1-\alpha_2\right)}{tg\left(\alpha_1+\alpha_2\right)}.$$

Эта формула понадобиться нам в дальнейшем. Заметим, что она получена в приближении $\mu=1$.

II). Поляризация $\perp$ перпендикулярная плоскости падения света.

Выберем положительные направления для векторов $\vec{B}$ трех световых волн так, чтобы положительные направления векторов $\vec{E}$ этих волн совпали.



.

Для поляризации света перпендикулярной плоскости падения воспользуемся теми же граничными условиями $\begin{cases}\tilde{E}_{\tau 1}=\tilde{E}_{\tau 2}\\ \tilde{H}_{\tau 1}=\tilde{H}_{\tau 2}\end{cases}$. Тогда

$$\begin{cases}\tilde{E}^{(i)}+\tilde{E}^{(r)}=\tilde{E}^{(t)}\\ \tilde{H}^{(i)}\cos\left(\alpha_1\right)-\tilde{H}^{(r)}\cos\left(\alpha_1\right)=\tilde{H}^{(t)}\cos\left(\alpha_2\right)\end{cases}$$

С учетом соотношения $\sqrt{\varepsilon_0\varepsilon}\tilde{E}=\sqrt{\mu_0\mu}\tilde{H}$, получим $\tilde{H}=\sqrt{\frac{\varepsilon_0\varepsilon}{\mu_0\mu}}\tilde{E}=\sqrt{\frac{\varepsilon_0^2}{\varepsilon_0\mu_0}}\sqrt{\frac{\varepsilon\mu}{\mu^2}}\tilde{E}=\frac{\varepsilon_0 cn}{\mu}\tilde{E}$. Подставим это во второе уравнение системы и получим пару уравнений для амплитуд отраженной и преломленной волн:

В системе СГС Гаусса: $\tilde{H}=\sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}}\tilde{E}=\sqrt{\frac{\varepsilon\mu}{\mu^2}}\tilde{E}=\frac{n}{\mu}\tilde{E}$

$$\begin{cases} \tilde{E}^{(i)} + \tilde{E}^{(r)} = \tilde{E}^{(t)} \\ \dfrac{n_1}{\mu_1}\tilde{E}^{(i)}\cos\left(\alpha_1\right) - \dfrac{n_1}{\mu_1}\tilde{E}^{(r)}\cos\left(\alpha_1\right) = \dfrac{n_2}{\mu_2}\tilde{E}^{(t)}\cos\left(\alpha_2\right) \end{cases}.$$

Решая уравнения, находим формулы Френеля для амплитуды отраженной и преломленной световых волн для поляризации света, перпендикулярной плоскости падения света:

$$\begin{cases} \tilde{E}_{\perp}^{(r)} = \tilde{E}_{\perp}^{(i)} \cdot \dfrac{\dfrac{n_1}{\mu_1}\cdot\cos\left(\alpha_1\right) - \dfrac{n_2}{\mu_2}\cdot\cos\left(\alpha_2\right)}{\dfrac{n_1}{\mu_1}\cdot\cos\left(\alpha_1\right) + \dfrac{n_2}{\mu_2}\cdot\cos\left(\alpha_2\right)} \\ \tilde{E}_{\perp}^{(t)} = \tilde{E}_{\perp}^{(i)} \cdot \dfrac{2\cdot\dfrac{n_1}{\mu_1}\cdot\cos\left(\alpha_1\right)}{\dfrac{n_1}{\mu_1}\cdot\cos\left(\alpha_1\right) + \dfrac{n_2}{\mu_2}\cdot\cos\left(\alpha_2\right)} \end{cases}$$

В системе СГС Гаусса также.

и, заменяя μ на единицу, как это обычно делают в учебниках по оптике, получаем для амплитудных коэффициентов отражения $r_{\perp} \equiv \dfrac{\tilde{E}_{\perp}^{(r)}}{\tilde{E}_{\perp}^{(i)}}$ и пропускания $\tau_{\perp} \equiv \dfrac{\tilde{E}_{\perp}^{(t)}}{\tilde{E}_{\perp}^{(i)}}$ формулы Френеля для поляризации света перпендикулярной плоскости падения света:

$$\begin{cases} r_{\perp} = \dfrac{n_1\cdot\cos\left(\alpha_1\right) - n_2\cdot\cos\left(\alpha_2\right)}{n_1\cdot\cos\left(\alpha_1\right) + n_2\cdot\cos\left(\alpha_2\right)} \\ \tau_{\perp} = \dfrac{2n_1\cdot\cos\left(\alpha_1\right)}{n_1\cdot\cos\left(\alpha_1\right) + n_2\cdot\cos\left(\alpha_2\right)} \end{cases}.$$

В системе СГС Гаусса также.

Экзамен. Угол Брюстера и брюстеровские окна лазерных трубок.

Рассмотрим условие $\alpha_1 + \alpha_2 = \dfrac{\pi}{2}$, где α_1 — угол падения света на границу раздела двух сред, α_2 — угол преломления.

Если $\alpha_1+\alpha_2=\frac{\pi}{2}$, то $tg(\alpha_1+\alpha_2)=\infty$. Подставим это значение в выражение $r_{\|}=\frac{tg(\alpha_1-\alpha_2)}{tg(\alpha_1+\alpha_2)}$ и получим

$r_{\|}=0$.

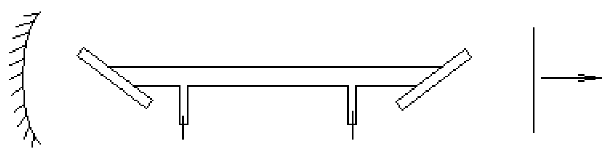
Сравнивая этот результат с другим выражением для коэффициента отражения $r_{\|}=\frac{n_2\cos(\alpha_1)-n_1\cos(\alpha_2)}{n_2\cos(\alpha_1)+n_1\cos(\alpha_2)}$, получаем $n_2\cos(\alpha_1)-n_1\cos(\alpha_2)=0$.

Откуда

$$\frac{n_2}{n_1}=\frac{\cos(\alpha_2)}{\cos(\alpha_1)}=\frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}-\alpha_1\right)}{\cos(\alpha_1)}=\frac{\sin(\alpha_1)}{\cos(\alpha_1)}=tg(\alpha_1).$$

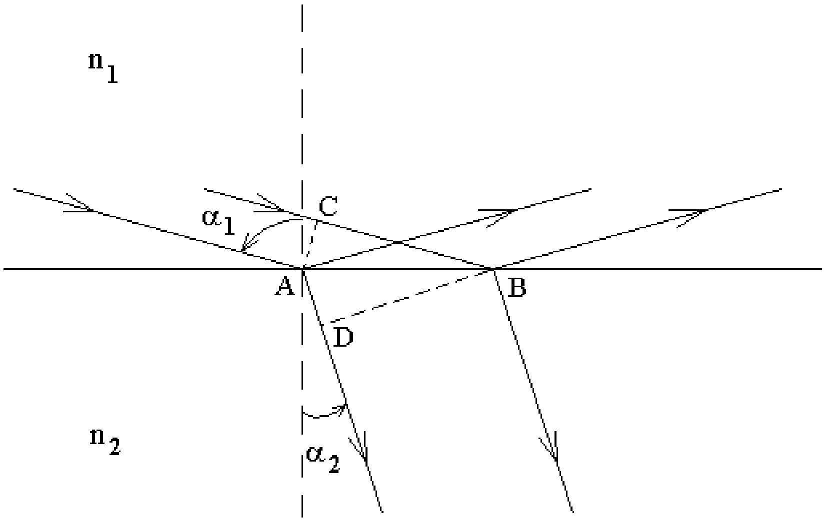
Окончательно получаем, что для угла падения α_1 такого, что $tg(\alpha_1)=\frac{n_2}{n_1}$, в отраженном свете нет поляризации параллельной плоскости падения света $r_{\|}=0$. Такой угол падения света α_1 называется углом Брюстера, а уравнение $tg(\alpha_1)=\frac{n_2}{n_1}$ удобно для расчета угла Брюстера ($\alpha_{Бр}\equiv\alpha_1$ при $r_{\|}=0$) по известным значениям показателя преломления двух сред n_1 и n_2. И наоборот, часто показатель преломления среды находят, измеряя угол Брюстера.

Прохождение света без потерь на отражение используется в лазерах с малым усилением активной среды. Так усиливающая свет лазерная среда в газовых лазерах обычно помещается в разрядную трубку с брюстеровскими окнами. Брюстеровские окна — прозрачные плоскопараллельные пластины, расположенные так, что нормаль к пластине составляет угол Брюстера с оптической осью лазера.



Экзамен. Коэффициенты отражения и пропускания по энергии.

Рассмотрим пучок лучей конечной ширины.



Из рисунка видно, что ширина преломленного пучка BD отличается от ширины AC падающего пучка лучей.

Интенсивность света — это энергия, падающая в единицу времени на площадку единичной площади перпендикулярную лучу. Изменение площади сечения пучка приводит к неравенству $I^{(i)} \neq I^{(r)} + I^{(t)}$.

Если же рассмотреть энергию, падающую на единицу площади границы раздела сред, то для этой энергии падающая энергия равна сумме отраженной и преломленной.

Площадь пучка на границе раздела сред больше площади поперечного сечения пучка, так как $AB = \dfrac{AC}{\cos(\alpha_1)} = \dfrac{BD}{\cos(\alpha_2)}$. Поэтому энергия, проходящая в единицу времени через единицу площади границы раздела сред (на AB надо делить), меньше интенсивности и равна $I \cdot \cos(\alpha)$.

Тогда для энергии в единицу времени на единицу площади границы двух сред получаем условие того, что падающая энергия равна сумме отраженной и преломленной энергий:

$$I^{(i)}\cos(\alpha_1) = I^{(r)}\cos(\alpha_1) + I^{(t)}\cos(\alpha_2).$$

Разделим это равенство на произведение $I^{(i)}\cos(\alpha_1)$ и получим:

$$\frac{I^{(r)}\cos(\alpha_1)}{I^{(i)}\cos(\alpha_1)} + \frac{I^{(t)}\cos(\alpha_2)}{I^{(i)}\cos(\alpha_1)} = 1.$$

Здесь первое слагаемое $\dfrac{I^{(r)}\cos(\alpha_1)}{I^{(i)}\cos(\alpha_1)} = \dfrac{I^{(r)}}{I^{(i)}} \equiv R$ называют коэффициентом отражения (коэффициентом отражения по энергии) или отражательной способностью. Второе слагаемое $\dfrac{I^{(t)}\cos(\alpha_2)}{I^{(i)}\cos(\alpha_1)} \equiv T$ называют коэффициентом пропускания (коэффициентом пропускания по энергии) или пропускательной способностью.

$R+T=1$ — вся падающая на границу раздела сред энергия или отражается или проходит насквозь.

Как правило, под коэффициентами отражения и пропускания понимают не амплитудные коэффициенты $\begin{cases} r \equiv \dfrac{\tilde{E}^{(r)}}{\tilde{E}^{(i)}} \\ \tau \equiv \dfrac{\tilde{E}^{(t)}}{\tilde{E}^{(i)}} \end{cases}$, а именно энергетические коэффициенты R и T.

Найдем связь амплитудных и энергетических коэффициентов отражения и пропускания.

Интенсивность света I связана с вещественной E_0 или комплексной $\tilde{E}_0$ амплитудой света соотношением:

$$I=\frac{\varepsilon_0 cn}{2\mu}E_0^2=\frac{\varepsilon_0 cn}{2\mu}\left|\tilde{E}_0\right|^2.$$

Тогда для энергетического коэффициента отражение R получим

$$R\equiv\frac{I^{(r)}}{I^{(i)}}=\frac{\dfrac{\varepsilon_0 cn_1}{2\mu_1}\left|\tilde{E}_0{}^{(r)}\right|^2}{\dfrac{\varepsilon_0 cn_1}{2\mu_1}\left|\tilde{E}_0{}^{(i)}\right|^2}=\left(\frac{\left|\tilde{E}_0{}^{(r)}\right|}{\left|\tilde{E}_0{}^{(i)}\right|}\right)^2=\left|r\right|^2 \qquad =>$$

$R=\left|r\right|^2$ — связь энергетического и амплитудного коэффициентов отражения.

Исключая случай полного внутреннего отражения, который мы рассмотрим позднее, амплитудный коэффициент отражения для прозрачных сред всегда вещественен. Тогда

$$R=r^2.$$

В случае полного внутреннего отражения света энергетический коэффициент отражения равен единице $R=1$. Отраженная световая волна при этом сдвинута по фазе относительно падающей волны. По этой причине амплитудный коэффициент отражения r — комплексная величина с единичным модулем $\left|r\right|=1$.

Для энергетического коэффициента пропускания

$$T \equiv \frac{I^{(t)} \cdot \cos\left(\alpha_2\right)}{I^{(i)} \cdot \cos\left(\alpha_1\right)} = \frac{\frac{\varepsilon_0 c n_2}{2\mu_2}\left|\tilde{E}_0^{(t)}\right|^2 \cos\left(\alpha_2\right)}{\frac{\varepsilon_0 c n_1}{2\mu_1}\left|\tilde{E}_0^{(i)}\right|^2 \cos\left(\alpha_1\right)} = \frac{n_2 \mu_1 \cos\left(\alpha_2\right)}{n_1 \mu_2 \cos\left(\alpha_1\right)} \cdot \left|\frac{\tilde{E}_0^{(t)}}{\tilde{E}_0^{(i)}}\right|^2 =$$

$$= \frac{\mu_1}{\mu_2} \cdot \frac{n_2 \cos\left(\alpha_2\right)}{n_1 \cos\left(\alpha_1\right)} \tau^2 \approx \frac{n_2 \cos\left(\alpha_2\right)}{n_1 \cos\left(\alpha_1\right)} \tau^2 .$$

Окончательно получаем:

$$T = \frac{n_2 \cos\left(\alpha_2\right)}{n_1 \cos\left(\alpha_1\right)} \tau^2 \qquad\qquad R = r^2 \qquad\qquad T + R = 1 .$$