

Лекция - 9. Изотроп ортадағы жарықтың таралуы, сынуы және шағылуы. Электромагнит толқындардың поляризация түрлері. Екі диэлектрик шекарасына қалыпты түскен электромагнит толқындары (шағылу және өткізу коэффициенттері).

Лекцияның мақсаты: Изотроп ортадағы жарықтың таралу заңдылықтарын, сыну мен шағылу процестерін және электромагниттік толқындардың поляризация түрлерін түсіндіру. Малюс және Брюстер заңдарының физикалық мәнін ашу, сондай-ақ жарықтың поляризациялануының практикалық қолданылуын көрсету.

Негізгі сұрақтар

1. Электромагниттік толқындардың поляризация түрлері.
2. Малюс заңы және поляризация дәрежесі.
3. Екі диэлектрик шекарасында электромагниттік толқынның шағылуы мен сынуы.
4. Брюстер заңы және Брюстер бұрышы.
5. Поляризацияланған жарық алу әдістері мен қолданылуы.

Қысқаша мазмұны

Электромагниттік толқындардың, демек, жарық толқынының да, көлденең толқындар екендігі белгілі: жарық толқыны электр және магнит өрістерінің $\vec{E}$, $\vec{H}$ кернеуліктері өзара перпендикуляр, әрі жарық сәулесі бағытына ($\vec{k}$ толқындық векторға немесе толқынның u таралу жылдамдығына) перпендикуляр жазықтықта тербеліс жасайды. $\vec{E}$, $\vec{H}$ және $\vec{k}$ векторлары оң бұрандалық жүйе құрап тұрады. Сондықтан, егер толқынның бағыты ($\vec{k}$) және кернеулік векторларының ($\vec{E}$ немесе $\vec{H}$) біреуінің бағыты белгілі болса, онда басқа кернеуліктің бағытын анықтау қиын емес. Әдетте электромагниттік толқынның электр өрісінің $\vec{E}$ кернеулігі ғана қарастырылады және оны **жарық векторы** деп атайды.

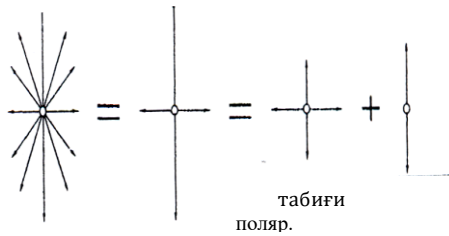
Жарықтың поляризациясы деп осы атаудың кең мағынасында, жарық толқындарының көлденеңдігі қалайда білінетін толқындық оптика құбылыстарының жиынтығын айтады.

Поляризацияланған жарық деп $\vec{E}$ жарық векторының тербелісі белгілі бір бағытта реттелген жарық толқынын айтады. **Табиғи жарықта** - жарық векторының тербелістері ортаның кезкелген нүктесінде барлық мүмкін болатын бағыттарда, бірін-бірі тез, әрі бейберекет алмастырып отырып, жасалады.

Толқынның $\vec{E}$ электр (жарық) векторының тербелістері қалайда бір жолмен реттелген болса, онда мұндай толқын **поляризацияланған** деп аталады. Егер $\vec{E}$ векторының тербелістері сәуле арқылы (яғни толқын шебіне $\vec{k}$ нормаль арқылы) өтетін тек бір жазықтықта $[(\vec{k}, \vec{E})$ жазықтығы] жасалатын болса, онда толқын **жазық** (немесе **сызықты**) поляризацияланған толқын болады. $\vec{E}$ векторы тербеліс жасайтын жазықтық поляризация жазықтығы (жарық векторының тербеліс жазықтығы) деп аталады. Поляризацияның басқа түрінде $\vec{E}$ векторы толқынның таралу бағытын өсь етіп айналады және сонымен қатар модулі бойынша периодты өзгереді. Осы жағдайда $\vec{E}$ векторының ұшы эллипс сызады (ортаның әрбір нүктесінде). Осындай толқынды **эллипстік поляризацияланған** толқын деп атайды. Немесе, егер $\vec{E}$ векторының ұшы шеңбер сызатын болса, онда толқын **дөңгелек бойынша поляризацияланған** болады.

Ішінара поляризацияланған жарықты P поляризация дәрежесімен сипаттайды, ол былай анықталады

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = \frac{I_{\text{пол}}}{I_0}, \quad (1)$$



1-сурет

мұндағы $I_{\text{пол}}$ - поляризацияланған құраушы интенсивтігі, $I_0 = I_{\text{max}} + I_{\text{min}}$ - ішінара поляризацияланған жарықтың толық интенсивтігі.

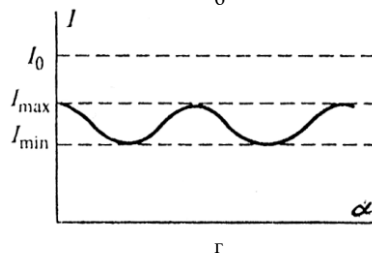
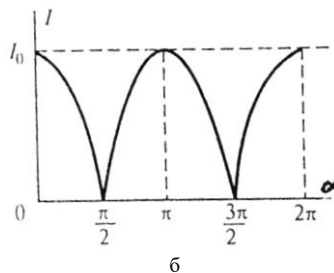
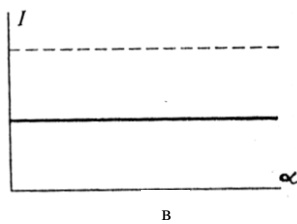
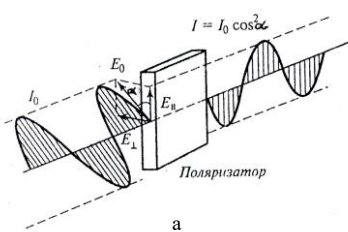
Жазық поляризацияланған жарық үшін ($I_{\text{пол}}=I_0$) поляризация дәрежесі $P=1$, табиғи жарық үшін ($I_{\text{пол}}=0$) $P=0$. Бұл екі шеткі жағдай.

Малюс заңы

Егер қандайда бір поляризациялық аспап жазық поляризацияланған сәулені алу үшін қолданылатын болса, онда ол **поляризатор** деп, ал егер осы аспап поляризацияланған сәулені зерттеу (талдау) үшін пайдаланылса, - **анализатор** деп аталады.

Поляризаторларды зерттелетін жарықтың поляризациясының түрі мен дәрежесін анықтау үшін – анализаторлар ретінде қолдануға болады.

Поляризаторға (анализаторға) интенсивтігі I_0 жазық поляризацияланған сәуле түседі дейік; және поляризатордың (анализатордың) өткізу жазықтығы түсетін сәуленің $\vec{E}_0$ векторының тербеліс жазықтығымен α бұрыш жасайтын болсын (2а-сурет). Түсетін



2-сурет

жазық поляризацияланған сәуледегі электрлік тербелістердің E_0 амплитудасын $E_{\parallel} = E_0 \cos \alpha$ және $E_{\perp} = E_0 \sin \alpha$ екі құраушыға жіктейміз. Поляризатор (анализатор) арқылы бірінші тербеліс ($E_{\parallel}$) өтеді, ал екінші тербеліс ($E_{\perp}$) өтпейді. Поляризаторға түсетін толқын интенсивтігі амплитуда квадратына пропорционал ($I_0 \sim E_0^2$) болатындықтан, поляризатор арқылы өткен толқын интенсивтігі $E_{\parallel}$ -тың квадратына пропорционал

($I \sim E_{\parallel}^2$) болады, яғни

$$E_{\parallel}^2 = E_0^2 \cos^2 \alpha \Rightarrow I = I_0 \cos^2 \alpha. \quad (2)$$

(2) қатысы **Малюс заңы** деп аталады, оны 1810ж. Малюс заңынан сәулені өсь етіп поляризаторды айналдырғанда, егер түсетін сәуле жазық поляризацияланған болса, онда өткен жарықтың I_0 интенсивтігі нөлден бастап ($\alpha=90^\circ$) I_0 -ге дейін ($\alpha=0^\circ$ болғанда) өзгеретіндігі көрінеді (2б-сурет). Егер поляризаторға интенсивтігі I_0 табиғи жарық түсетін болса, онда (2) өрнегіндегі α бұрыш уақыт өзгергенде бейберекет өзгертін (әрбір 10^{-8} с сайын) болады. α бұрышының барлық мәндері тең ықтималды болатындықтан, сызықты поляризацияланып өткен сәуленің интенсивтігі α бұрышының косинусы квадратының

орташа мәнімен $\langle \cos^2 \alpha \rangle = \frac{1}{2}$ анықталатын болады: $I = I_0/2$, яғни бөлініп алынған жазық (сызықты) поляризацияланған сәуленің интенсивтігі түсетін табиғи сәуленің интенсивтігінен екі есе кіші болады екен. Сәулені өсь етіп поляризаторды айналдыру осы жағдайда өтетін жазық поляризацияланған сәуле интенсивтігінің өзгерісін туғызбайды (26-сурет). Егер поляризаторға шала поляризацияланған сәуле түсетін болса, онда 22-суреттегі көрініс алынады.

$$\operatorname{tg} \alpha_B = \frac{n_2}{n_1} = n_{21}. \quad (3)$$

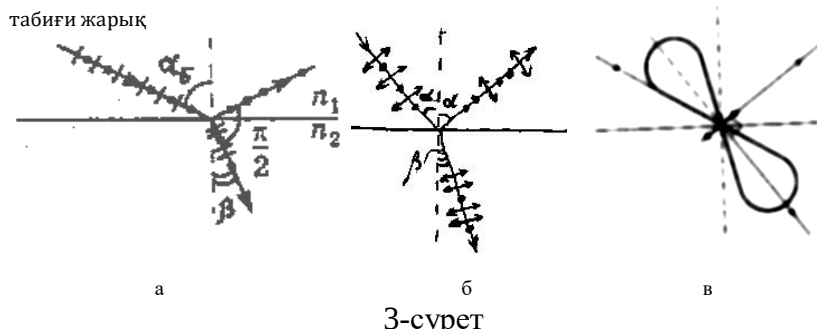
(3) қатысын 1815 ж. ағылшын физигі Д.Брюстер (1781 – 1868) тапқан, ол **Брюстер заңы**, ал α_B – Брюстер бұрышы деп аталады.

Табиғи жарық сәулесі диэлектриктерді бөлу шекарасына Брюстер бұрышымен түскенде, шағылған және сынған сәулелердің арасындағы бұрыш 90° -қа тең болатындығына оңай көз жеткізуге болады (36-сурет). Шынында да, Брюстер заңы мен

Снеллиустың сыну заңын бірге қарастырып, мынаны табамыз:

$$\operatorname{tg} \alpha_B = \frac{\sin \alpha_B}{\cos \alpha_B} = n_{21} \text{ және}$$

$$\frac{\sin \alpha_B}{\sin \beta} = n_{21} \Rightarrow \beta = 90^\circ - \alpha_B$$



3-сурет

36-суреттен $\alpha_B + \beta = 90^\circ$ болатындығы көрінеді,

сонда $(180^\circ - \alpha_B - \beta)$ -ға тең шағылған және сынған сәулелер арасындағы бұрыш та 90° -қа тең болады.

Екі диэлектрик шекарасында шағылған және сынған кезде бақыланатын сәуленің поляризациялану дәрежесін сәуленің түсу бұрышына байланысты сандық зерттеу алда (3-де) қарастырылады. Дегенмен, Брюстер бұрышымен түсетін электромагниттік сәуленің тәртібіндегі ерекшеліктерді кейбір сапалық пайымдауларға сүйеніп түсіндіруге болады.

Бақылау сұрақтары

1. Поляризация дегеніміз не және оның қандай түрлері бар?
2. Малюс заңын тұжырымдаңыз және оның тәжірибелік мағынасын түсіндіріңіз.
3. Брюстер заңы қалай жазылады және Брюстер бұрышы нені сипаттайды?
4. Екі диэлектрик шекарасындағы шағылу мен сыну кезінде қандай толқындар басым болады?
5. Поляризацияланған жарық алу тәсілдерін атаңыз.

Ұсынылатын әдебиеттер:

Сивухин Д.В. 3-е изд., стереот. М.: ФИЗМАТЛИТ; Изд-во МФТИ, 2021, 792 с.

Савельев, И.В. Курс общей физики. В 3-х т.: Учебное пособие для студ. вузов/ И.В.Савельев.- 10-е изд., стер.- СПб: Лань. - (Учебники для вузов. Специальная литература) Т.2: Электричество и магнетизм. Волны. Оптика, 2020, 496с.

Иродов И.Е. Волновые процессы. Основные законы. Издательство "Лаборатория знаний", 8-ое издание, 2020, 266 стр.

Иродов И.Е. Задачи по общей физике, 13-е изд. — М.: Лаборатория знаний, 2020, 431 стр.

Жұманов К.Б. Оптика негіздері, Алматы: Қазақ университеті, 2020, 321 бет.

**Аль-Фараби атындағы Қазақ Ұлттық
университеті
Физикалық техникалық факультет**

**Изотроп ортадағы жарықтың таралуы, сынуы және
шағылуы. Электромагнит толқындардың
поляризация түрлері. Екі диэлектрик шекарасына
қалыпты түскен электромагнит толқындары
(шағылу және өткізу коэффициенттері).**

Мархабаева А.А.

Жарықты поляризацияланған электромагниттік толқын ретінде қарастыру екі орта шекарасындағы жарықтың таралуын дұрыс қарастыруға мүмкіндік береді. Шағылу, сыну бұрышын, шағылу және сыну коэффициентін анықтау үшін кернеулік пен индукцияға шекаралық шарттар керек.

$$H_{\tau}^{(1)} = H_{\tau}^{(2)}$$

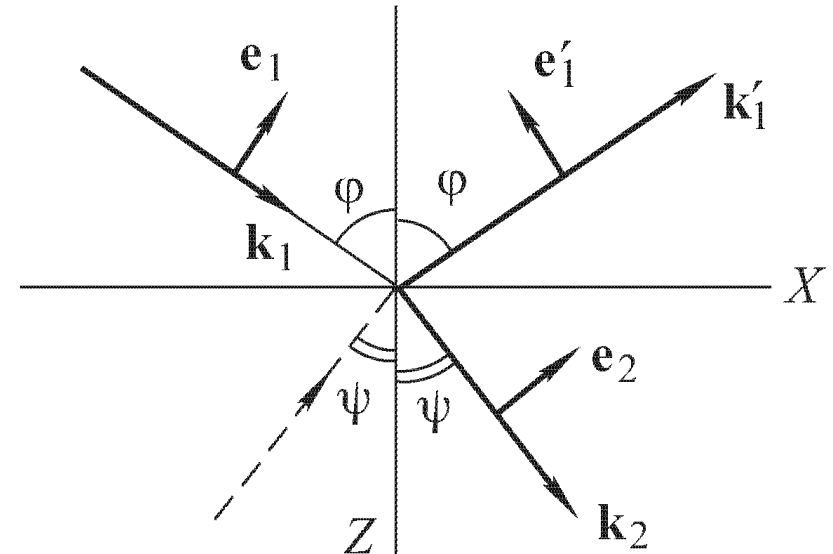
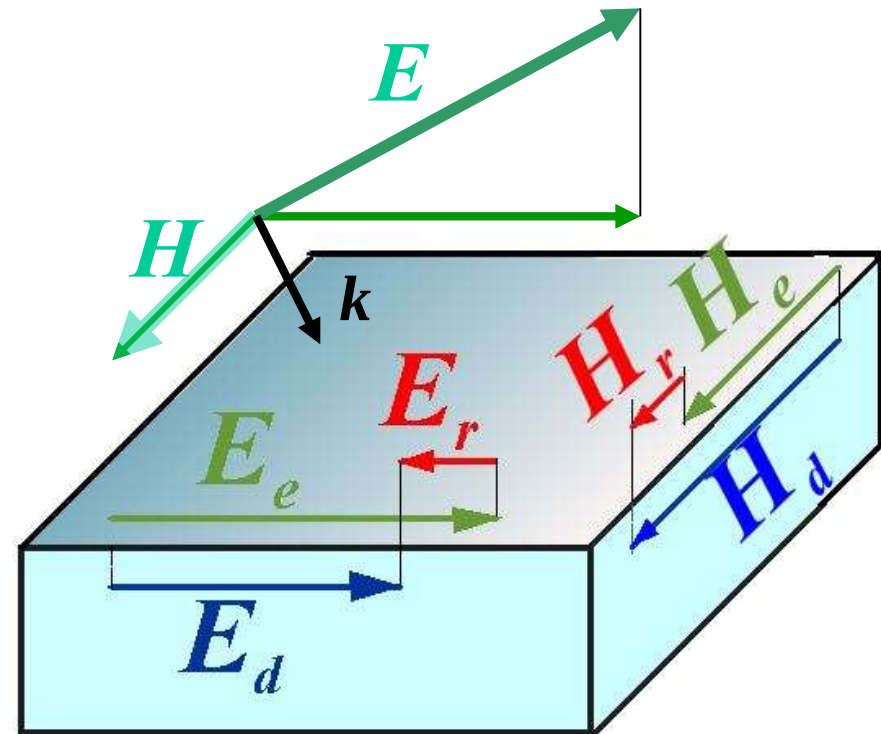
Электр және магнит өрісінің тангенциалдық кернеуліктері екі орта жағында бір біріне тең.

$$E_{\tau}^{(1)} = E_{\tau}^{(2)}$$

Электр және магнит өрісінің нормаль индукциялары екі орта жағында бір біріне тең.

$$B_n^{(1)} = B_n^{(2)}$$

$$D_n^{(1)} = D_n^{(2)}$$

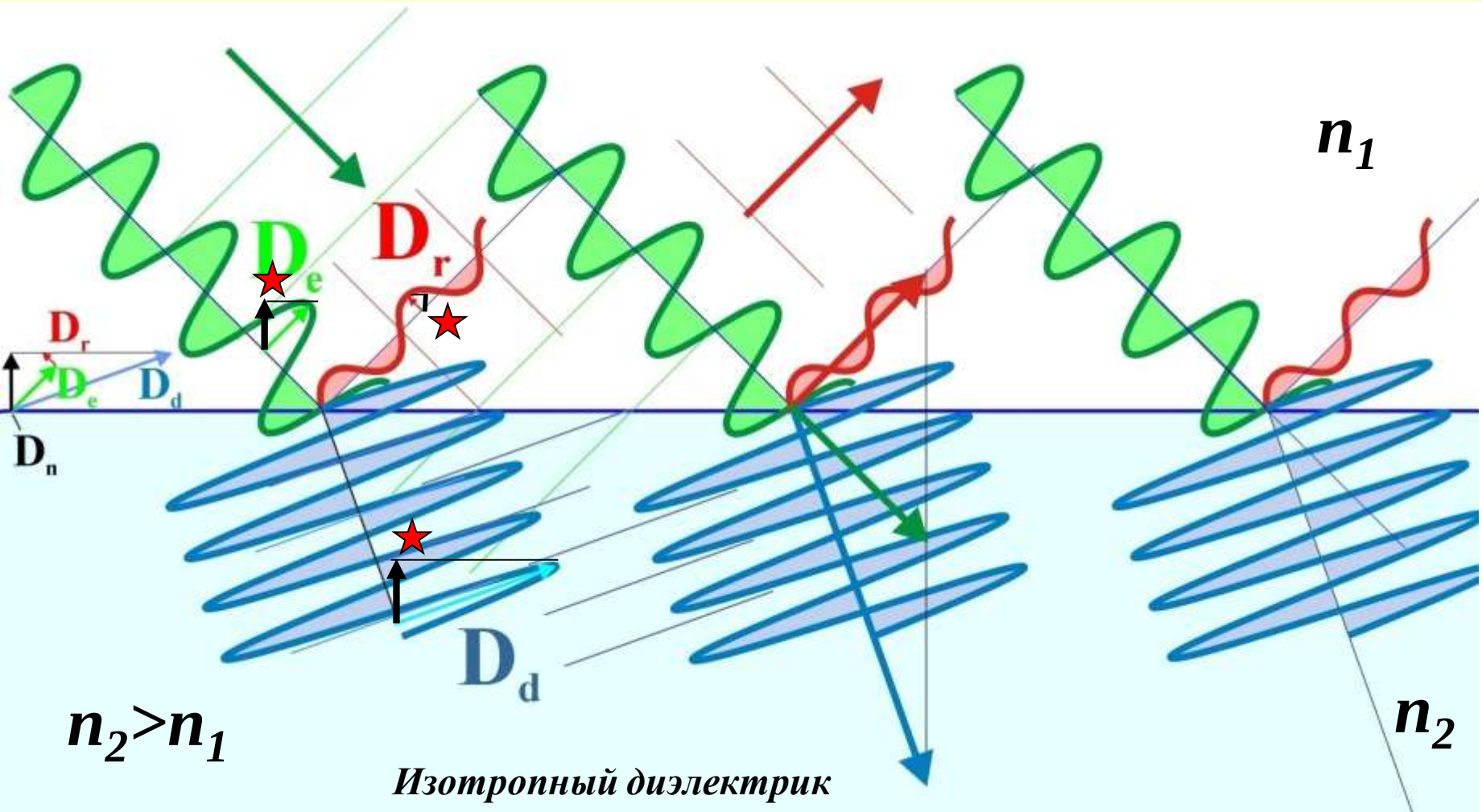


Диэлектр шекарасындағы ЭТ шағылып және сынып шекаралық шарттарды қанағаттандырады. Электр индукция векторлары шекараның екі жағында тең.

$$D_{nd} = D_{ne} + D_{nr}$$



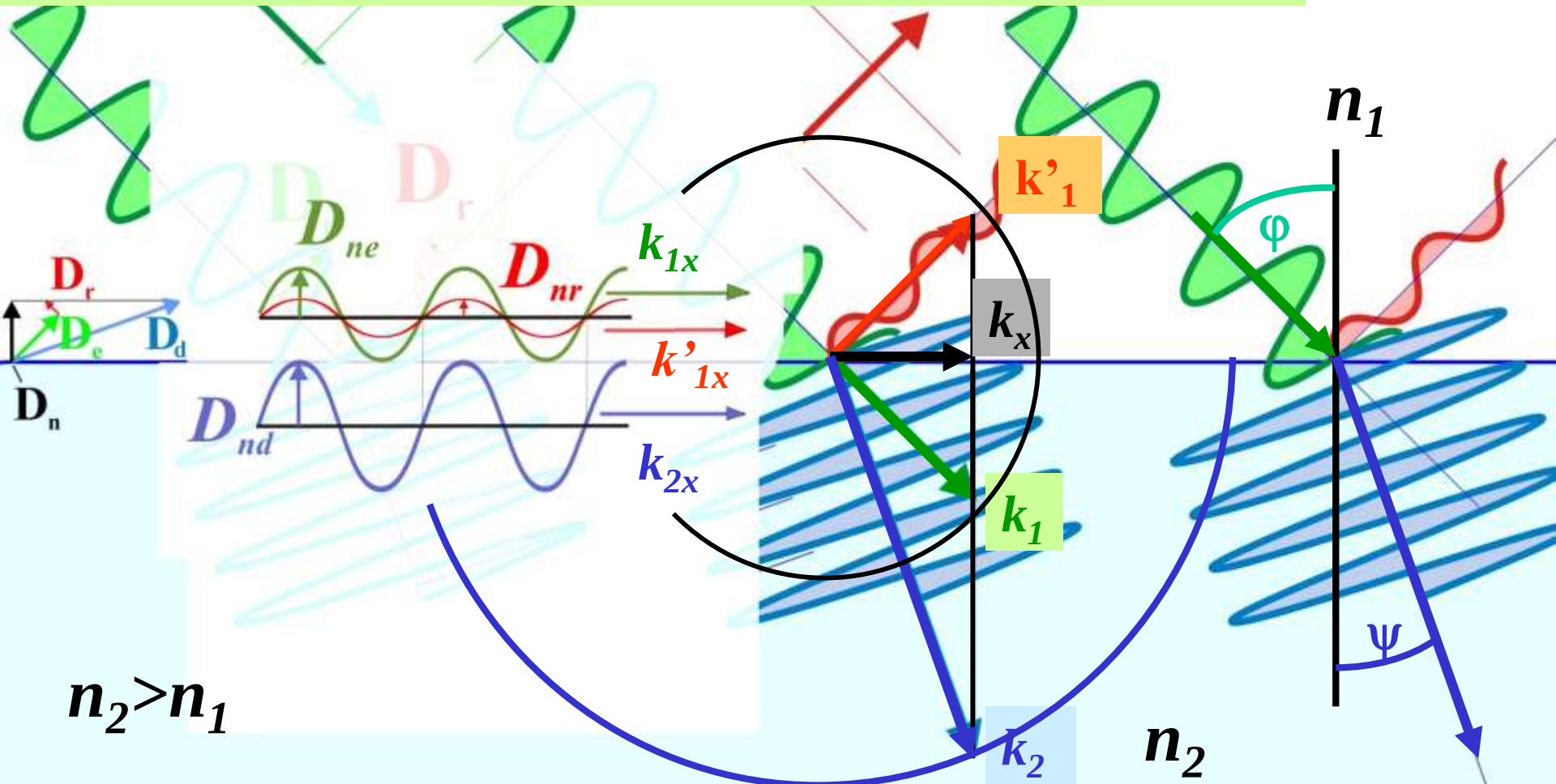
Өткен толқынның индукциясы түскен толқынның индукциясынан үлкен. Алайда энергияның сақталу заңы орындалады.



Шекаралық шарттар жазық толқын фронтының әр нүктесінде және барлық уақытта бірдей болу үшін электрлік индукцияның үш құраушысы таралады: D_{ne} , D_{nr} , D_{nd} толқындық векторлар келесі түрде болады: $k_{1x} = k'_{1x} = k_{2x} = k_x$

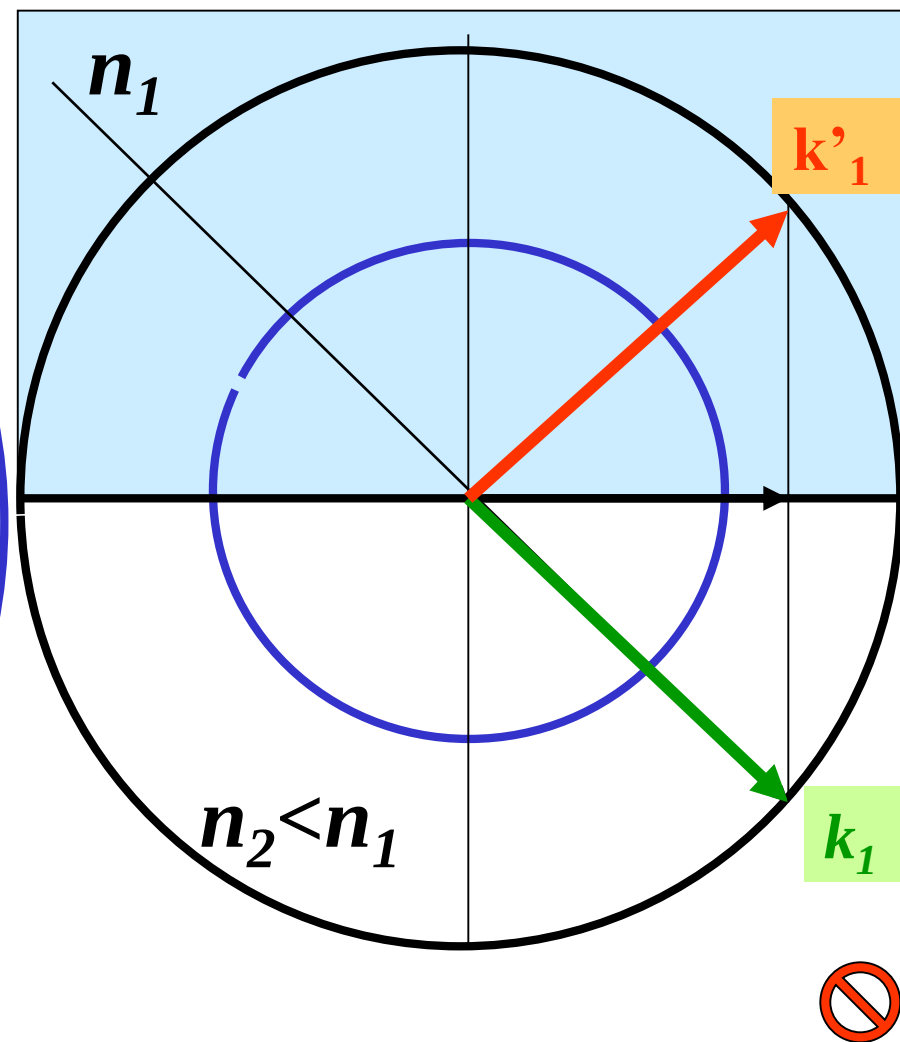
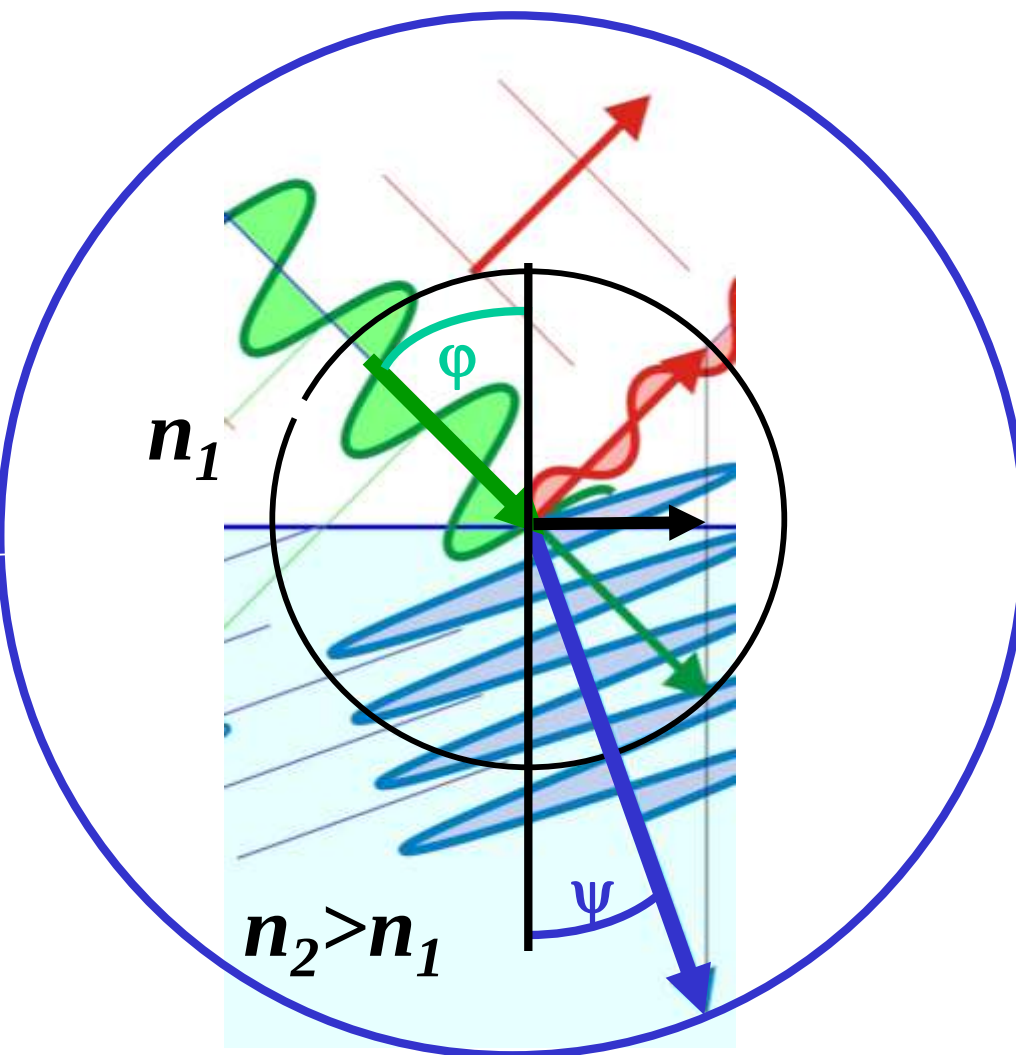


$$D_{ne} \cdot e^{i(\omega t - k_{1x}x)} + D_{nr} \cdot e^{i(\omega t - k'_{1x}x)} = D_{nd} \cdot e^{i(\omega t - k_{2x}x)}$$



Поскольку $k_{1x} = k'_{1x} = k_{2x} =$

$$k_1 \cdot \sin \varphi = k_2 \cdot \sin \psi = \frac{\cancel{w}}{\cancel{c}} \cdot n_1 \cdot \sin \varphi = \frac{\cancel{w}}{\cancel{c}} \cdot n_2 \cdot \sin \psi$$



Формулы Френеля 1

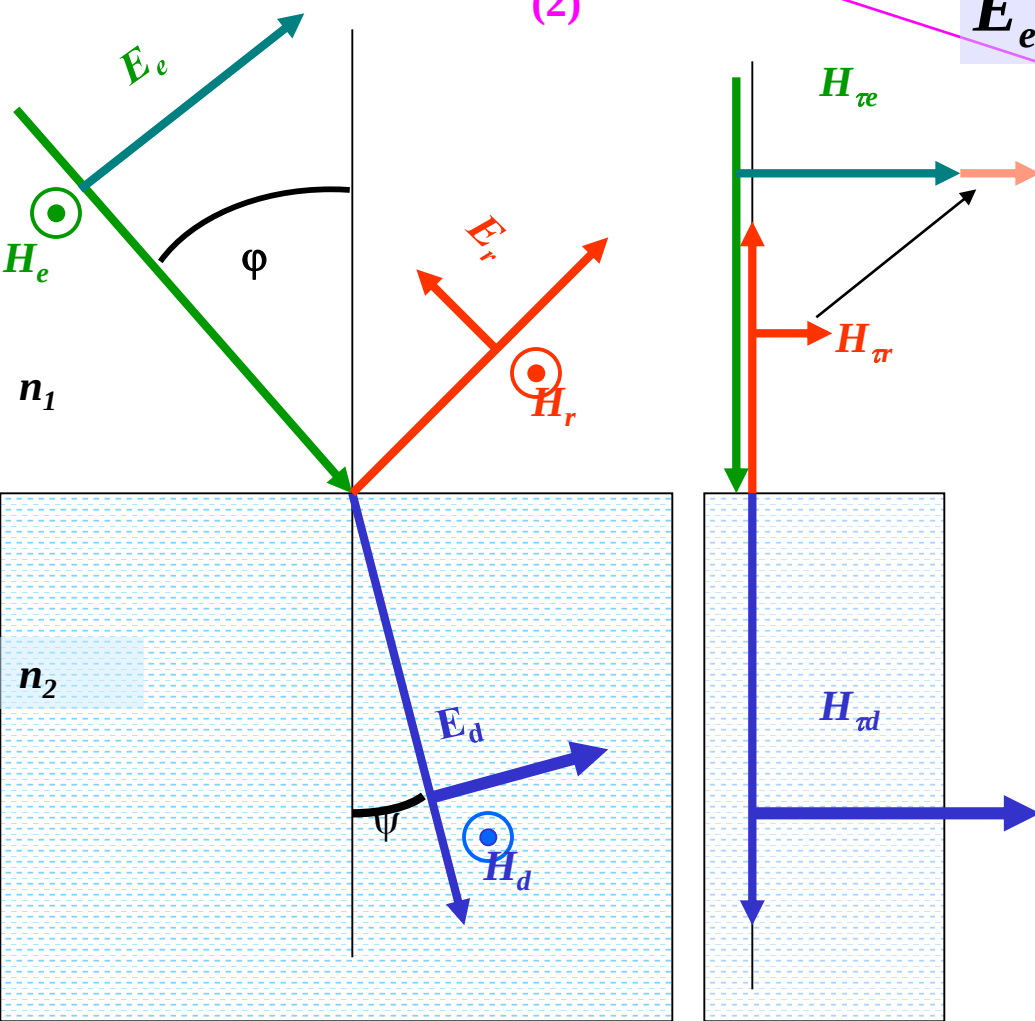
$$\frac{\varepsilon \cdot E^2}{2} = \frac{\mu \cdot H^2}{2} \quad (1)$$

для диэлектрика

$$\mu = 1 \Rightarrow \sqrt{\varepsilon} \cdot E = H = nE \quad (2)$$

Граничные условия для тангенциальных составляющих напряжённостей поля ЭМ волны поляризованной в плоскости падения излучения.

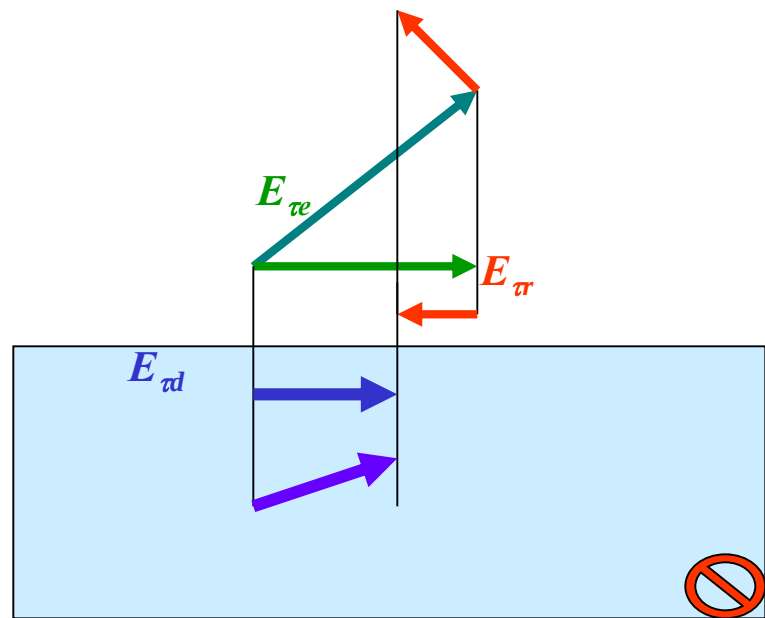
$$H_{\text{тe}} + H_{\text{тr}} = H_{\text{тd}}; \quad E_{\text{тe}} + E_{\text{тr}} = E_{\text{тd}}$$



$$E_e \cos \varphi - E_r \cos \varphi = E_d \cos \psi \quad (3)$$

$$E_e n_1 + E_r n_1 = E_d n_2 \quad (4)$$

$$\frac{E_e \cos \varphi - E_r \cos \varphi}{E_e n_1 + E_r n_1} = \frac{\cos \psi}{n_2} \quad (5)$$



$$n_2 E_e \cos \varphi - n_2 E_r \cos \varphi = E_e n_1 \cos \psi + E_r n_1 \cos \psi \quad (1) \quad \text{Формулы Френеля 2}$$

$$n_2 E_e \cos \varphi - E_e n_1 \cos \psi = n_2 E_r \cos \varphi + E_r n_1 \cos \psi \quad n_1 \cdot \sin \varphi = n_2 \cdot \sin \psi$$

$$\frac{n_2 \cos \varphi - n_1 \cos \psi}{n_2 \cos \varphi + n_1 \cos \psi} = \frac{E_r}{E_e} = \frac{E_{r||}}{E_{e||}} = r_{||} \quad (2) \quad \text{Коэффициент отражения амплитуды}$$

$$r_{||} = \frac{E_{r||}}{E_{e||}} = \frac{\operatorname{tg}(\varphi - \psi)}{\operatorname{tg}(\varphi + \psi)} \quad (3)$$

$$\frac{E_e \cos \varphi - E_d \cos \psi}{E_d n_2 - E_e n_1} = \frac{\cos \varphi}{n_1} \quad (4) \quad \text{Граничные условия с } E_r \text{ в правой части}$$

Амплитудный коэффициент пропускания ЭМ волны поляризованной в плоскости падения

$$\frac{2n_1 \cos \varphi}{n_2 \cos \varphi + n_1 \cos \psi} = \frac{2 \sin \varphi \cdot \cos \varphi}{\cos(\varphi - \psi) \sin(\varphi + \psi)} = \frac{E_d}{E_e} = \frac{E_{d||}}{E_{e||}} = d_{||} \quad (5)$$

Запись в комплексной показательной форме, r – координата вдоль луча

$$\check{E}_{r||} = \check{r}_{||} * \check{E}_{e||}$$

$$(r_{||} \cdot E_o) \cdot e^{i(\omega t - k_1 r)} = r_{||} \cdot e^{i \cdot 0} \cdot E_o \cdot e^{i(\omega t - k_1 r)} \quad (6)$$

$$\check{E}_{d||} = \check{d}_{||} \cdot \check{E}_{e||} \quad (d_{||} \cdot E_o) \cdot e^{i(\omega t - k_2 r)} = d_{||} \cdot e^{i \cdot (k_1 - k_2) r} \cdot E_o \cdot e^{i(\omega t - k_1 r)} \quad (7)$$

$$\check{d}_{||} = d_{||} \cdot e^{i(k_1 - k_2) r} \quad (8)$$

r – координата вдоль луча



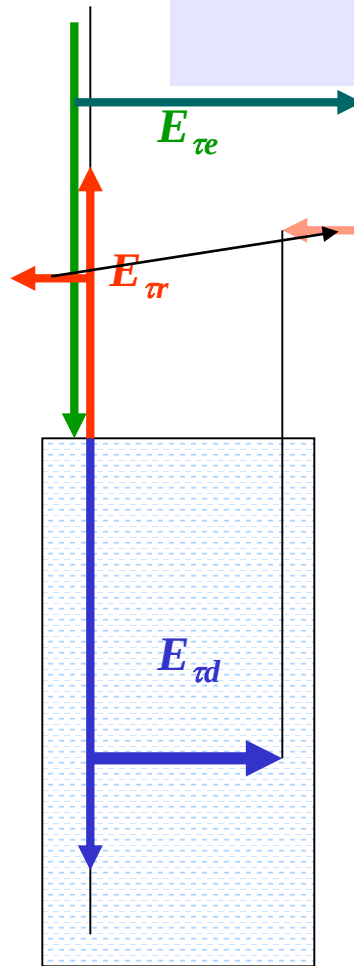
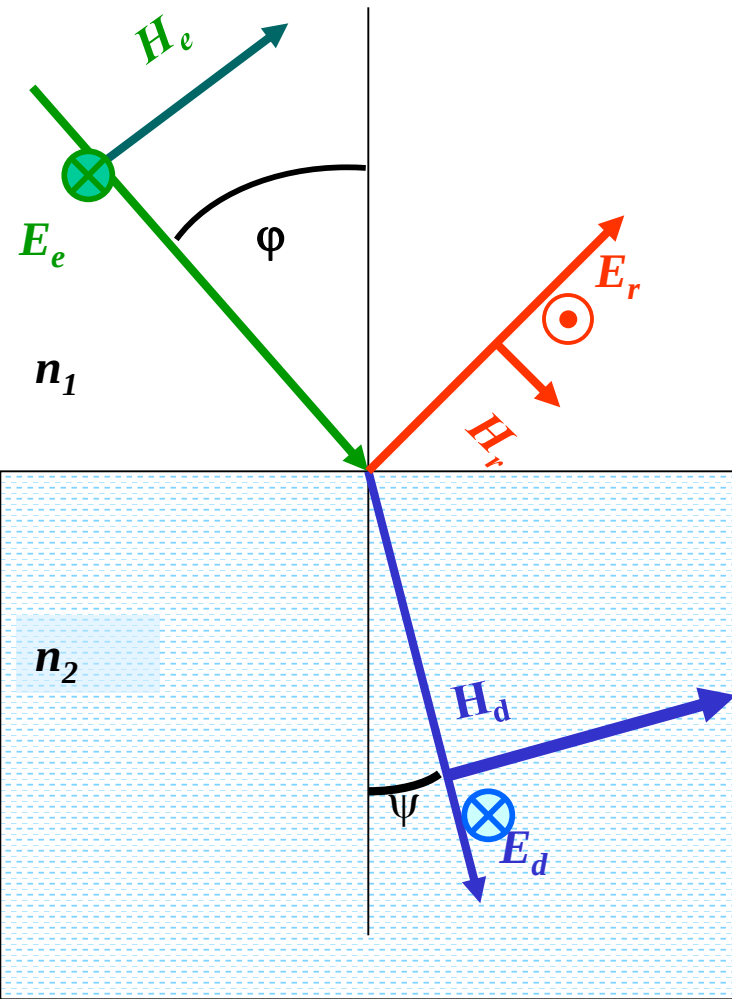
Граничные условия для тангенциальных составляющих напряжённости поля ЭМ волны поляризованной перпендикулярно плоскости падения излучения.

$$H_{\tau e} + H_{\tau r} = H_{\tau d}; \quad E_{\tau e} - E_{\tau r} = E_{\tau d}$$

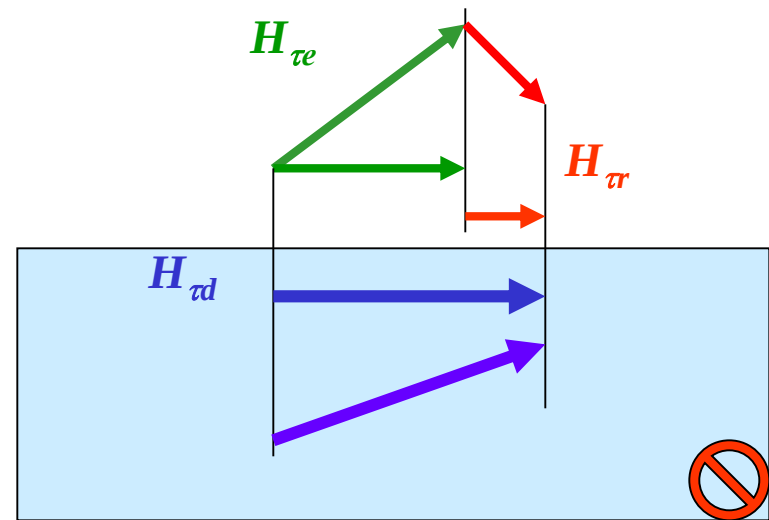
$$E_e - E_r = E_d \quad (2)$$

$$E_e \cdot n_1 \cdot \cos \varphi + E_r \cdot n_1 \cdot \cos \varphi = E_d \cdot n_2 \cdot \cos \psi \quad (1)$$

$$\frac{E_e n_1 \cos \varphi + E_r n_1 \cos \varphi}{E_e - E_r} = \frac{n_2 \cos \psi}{1} \quad (3)$$



Формулы Френеля 3



Волна поляризована перпендикулярно плоскости падения. Формулы Френеля 4

$$\frac{n_1 \cos \varphi - n_2 \cos \psi}{n_1 \cos \varphi + n_2 \cos \psi} = \frac{E_r}{E_e} = \frac{E_{r\perp}}{E_{e\perp}} = r_{\perp} \quad (1)$$

Коэффициент отражения амплитуды

$$r_{\perp} = \frac{E_{r\perp}}{E_{e\perp}} = -\frac{\sin(\varphi - \psi)}{\sin(\varphi + \psi)} \quad (2)$$

$$\check{r}_{\perp} = \frac{\sin(\varphi - \psi)}{\sin(\varphi + \psi)} \cdot e^{i\pi} \quad (3)$$

Амплитудный коэффициент пропускания ЭМ волны поляризованной перпендикулярно плоскости падения

$$\frac{2n_1 \cos \varphi}{n_1 \cos \varphi + n_2 \cos \psi} = \frac{2 \sin \varphi \cdot \cos \varphi}{\sin(\varphi + \psi)} = \frac{E_d}{E_e} = \frac{E_{d\perp}}{E_{e\perp}} = d_{\perp} \quad (4)$$

Запись в комплексной показательной форме

$$\check{E}_{r\perp} = \check{r}_{\perp} * \check{E}_{e\perp} \quad (5)$$

$$\left(\frac{\sin(\varphi - \psi)}{\sin(\varphi + \psi)} \cdot E_0 \right) \cdot e^{i(\omega t + \pi - k_1 r)} = \frac{\sin(\varphi - \psi)}{\sin(\varphi + \psi)} \cdot e^{i \cdot \pi} \cdot E_o \cdot e^{i(\omega t - k_1 r)} \quad (6)$$

$$\check{E}_{d\perp} = \check{d}_{\perp} \cdot \check{E}_{e\perp} \quad (7)$$

$$\check{d}_{\perp} = d_{\perp} \cdot e^{i(k_1 - k_2)r} \quad (8)$$

$$(d_{\perp} \cdot E_o) \cdot e^{i(\omega t - k_2 r)} = d_{\perp} \cdot e^{i \cdot (k_1 - k_2)r} \cdot E_o \cdot e^{i(\omega t - k_1 r)} \quad (9)$$



$$r_{\perp} \equiv \frac{R_{\perp}}{\mathcal{E}_{\perp}} = \frac{n_1 \cos \varphi - n_2 \cos \psi}{n_1 \cos \varphi + n_2 \cos \psi}, \quad d_{\perp} \equiv \frac{D_{\perp}}{\mathcal{E}_{\perp}} = \frac{2n_1 \cos \varphi}{n_1 \cos \varphi + n_2 \cos \psi},$$

$$r_{\parallel} \equiv \frac{R_{\parallel}}{\mathcal{E}_{\parallel}} = \frac{n_2 \cos \varphi - n_1 \cos \psi}{n_2 \cos \varphi + n_1 \cos \psi}, \quad d_{\parallel} \equiv \frac{D_{\parallel}}{\mathcal{E}_{\parallel}} = \frac{2n_1 \cos \varphi}{n_2 \cos \varphi + n_1 \cos \psi}.$$

$$\frac{R_{\perp}}{\mathcal{E}_{\perp}} = -\frac{\sin(\varphi - \psi)}{\sin(\varphi + \psi)},$$

$$\frac{D_{\perp}}{\mathcal{E}_{\perp}} = \frac{2 \cos \varphi \sin \varphi}{\sin(\varphi + \psi)},$$

$$\frac{R_{\parallel}}{\mathcal{E}_{\parallel}} = \frac{\operatorname{tg}(\varphi - \psi)}{\operatorname{tg}(\varphi + \psi)},$$

$$\frac{D_{\parallel}}{\mathcal{E}_{\parallel}} = \frac{2 \cos \varphi \sin \varphi}{\sin(\varphi + \psi) \cos(\varphi - \psi)}.$$

$$\frac{R_{\perp}}{\mathcal{E}_{\perp}} = -\frac{R_{\parallel}}{\mathcal{E}_{\parallel}} = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2}.$$

$$\frac{R_{\perp}}{\mathcal{E}_{\perp}} = \frac{R_{\parallel}}{\mathcal{E}_{\parallel}} \rightarrow -1,$$