

## ЛЕКЦИЯ 18

**Плоская электромагнитная волна в анизотропной среде. Уравнение Френеля. Оптические свойства одноосных кристаллов. Двойное лучепреломление. Свойства задерживающих пластинок. Искусственная оптическая анизотропия: влияние одноосной деформации и внешнего электрического поля. Эффект Керра. Двухосные кристаллы.**

### Плоская электромагнитная волна в анизотропной среде

Перейдем к изучению оптики материальных сред. Система уравнений Максвелла в материальной среде в отсутствие сторонних электрических зарядов и токов в самом общем случае имеет вид <sup>1</sup>

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad \operatorname{div} \mathbf{B} = 0, \quad (1)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, \quad \operatorname{div} \mathbf{D} = 0. \quad (2)$$

Связь между индукциями полей  $\mathbf{B}$  и  $\mathbf{D}$  с их напряженностями  $\mathbf{H}$  и  $\mathbf{E}$  определяется соотношениями

$$B_i = \mu_{ik} H_k, \quad D_i = \varepsilon_{ik} E_k, \quad (3)$$

где  $\mu_{ik}$  и  $\varepsilon_{ik}$  — это тензоры 2-го ранга магнитной и диэлектрической проницаемости соответственно, а по неммым индексам  $k$  подразумевается суммирование.

Ограничимся случаем, когда среду можно считать немагнитной и прозрачной. А также будем считать, что она не находится в постоянном внешнем магнитном поле. Тогда связь между напряженностями и индукциями электрического и магнитного полей определяется соотношениями

$$\mathbf{B} = \mathbf{H}, \quad \text{и} \quad D_i = \varepsilon_{ik} E_k, \quad (4)$$

где  $\varepsilon_{ik}$  — симметричный, вещественный тензор 2-го ранга — **диэлектрический тензор**. Его компоненты могут быть функциями частоты  $\omega$  (для монохроматической волны).

<sup>1</sup> Вывод уравнения Максвелла  $\operatorname{rot} \mathbf{H} = (1/c) \partial \mathbf{D} / \partial t$  смотри Лекцию 5 (формула (12)) этого семестра <http://www.phtf.spb.ru/files/Lect5m.pdf> и Лекцию 26 (формула (14)) прошлого семестра <http://www.phtf.spb.ru/files/Lect26em.pdf>.

Как и прежде давайте искать решение этой системы уравнений в виде плоской, монохроматической электромагнитной волны, компоненты электрического  $\mathbf{E}$  и магнитного поля  $\mathbf{H}$ , а также индукции  $\mathbf{D}$  в которой имеют вид

$$\mathbf{E} \sim \mathbf{H} \sim \mathbf{D} \sim e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}-i\omega t}. \quad (5)$$

Тогда система линейных дифференциальных уравнений (1, 2) сведется к системе линейных алгебраических уравнений

$$[\mathbf{k} \times \mathbf{E}] = \frac{\omega}{c} \mathbf{H}, \quad \mathbf{k} \cdot \mathbf{H} = 0, \quad (6)$$

$$[\mathbf{k} \times \mathbf{H}] = -\frac{\omega}{c} \mathbf{D}, \quad \mathbf{k} \cdot \mathbf{D} = 0. \quad (7)$$

Отсюда, прежде всего следует, что три вектора  $\mathbf{k}$ ,  $\mathbf{H}$  и  $\mathbf{D}$  — взаимно перпендикулярны. Кроме того, вектор  $\mathbf{H} \perp \mathbf{E}$  (первое уравнение). Поскольку вектор  $\mathbf{H}$  перпендикулярен всем трем векторам  $\mathbf{D}$ ,  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{k}$ , то последние лежат в одной плоскости — рис. 1. В общем случае анизотропной среды

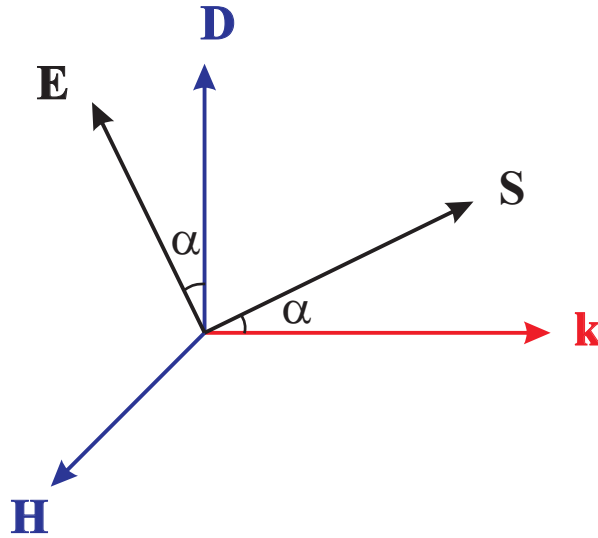


Рис. 1: Ориентация векторов  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{D}$ ,  $\mathbf{H}$ ,  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{S} = (c/4\pi)[\mathbf{E} \times \mathbf{H}]$  в плоской волне. Вектора  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{D}$ ,  $\mathbf{S}$  и  $\mathbf{k}$  лежат в одной плоскости. Вектор  $\mathbf{H}$  перпендикулярен этой плоскости.

направления векторов  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{D}$  не совпадают. Вектор Пойнтинга

$$\mathbf{S} = \frac{c}{4\pi} [\mathbf{E} \times \mathbf{H}], \quad (8)$$

указывающий направление распространения энергии, и совпадающий по направлению с вектором групповой скорости  $\partial\omega/\partial\mathbf{k}$ , в этом случае не совпадает по направлению с волновым вектором  $\mathbf{k}$ . Поскольку он перпендикулярен вектору  $\mathbf{H}$ , то он лежит в той же плоскости, что и вектора  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{D}$  и  $\mathbf{k}$ .

Выделим из абсолютной величины волнового вектора  $\mathbf{k}$  множитель  $\omega/c$

$$\mathbf{k} = \frac{\omega}{c} \mathbf{n}. \quad (9)$$

Тогда получим

$$\mathbf{H} = [\mathbf{n} \times \mathbf{E}], \quad \mathbf{D} = -[\mathbf{n} \times \mathbf{H}], \quad (10)$$

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{H} = 0, \quad \mathbf{n} \cdot \mathbf{D} = 0. \quad (11)$$

Или подставляя

$$\mathbf{D} = -[\mathbf{n} \times \mathbf{H}] = -[\mathbf{n} \times [\mathbf{n} \times \mathbf{E}]] = \mathbf{E}n^2 - \mathbf{n}(\mathbf{n} \cdot \mathbf{E}). \quad (12)$$

В частном случае прозрачной **оптически изотропной** среды, не находящейся во внешнем постоянном магнитном поле, тензор диэлектрической проницаемости сводится к единичному тензору

$$\varepsilon_{ik} = \varepsilon \delta_{ik}, \quad (13)$$

где диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon$  — положительная вещественная величина. В этом случае  $\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E}$  и направления векторов  $\mathbf{D}$  и  $\mathbf{E}$  совпадают. Это значит, что они оба перпендикулярны волновому вектору  $\mathbf{k}$ . Поэтому,  $\mathbf{n} \cdot \mathbf{E} = 0$  и мы имеем

$$\mathbf{D} = \mathbf{E}n^2 = \varepsilon \mathbf{E}. \quad (14)$$

Отсюда величина **показателя преломления**

$$n = \sqrt{\varepsilon}, \quad (15)$$

и не зависит от направления распространения волны.

## Уравнение Френеля

В общем же случае оптически анизотропной среды

$$D_i = \varepsilon_{ik} E_k \quad (16)$$

и подставляя это в уравнение (12) получаем, приравнивая компоненты

$$n^2 E_i - n_i n_k E_k = \varepsilon_{ik} E_k, \quad (17)$$

или

$$(n^2 \delta_{ik} - n_i n_k - \varepsilon_{ik}) E_k = 0. \quad (18)$$

Это есть линейная система трех однородных уравнений для трех компонент вектора электрического поля  $E_i$  ( $i = x, y, z$ ). Условие совместности этих уравнений требует обращения в нуль определителя составленного из их коэффициентов

$$\det |n^2\delta_{ik} - n_i n_k - \varepsilon_{ik}| = 0. \quad (19)$$

Вычисление этого определителя удобно производить, воспользовавшись **главными осями** тензора диэлектрической проницаемости  $\varepsilon_{ik}$ . В этой системе координат тензор  $\varepsilon_{ik}$  диагонален и равен матрице

$$\varepsilon_{ik} = \begin{pmatrix} \varepsilon^{(x)} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon^{(y)} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon^{(z)} \end{pmatrix}. \quad (20)$$

Тогда, раскрывая определитель, получаем уравнение

$$\begin{aligned} n^2 \left( \varepsilon^{(x)} n_x^2 + \varepsilon^{(y)} n_y^2 + \varepsilon^{(z)} n_z^2 \right) - \left[ n_x^2 \varepsilon^{(x)} \left( \varepsilon^{(y)} + \varepsilon^{(z)} \right) + \right. \\ \left. + n_y^2 \varepsilon^{(y)} \left( \varepsilon^{(x)} + \varepsilon^{(z)} \right) + n_z^2 \varepsilon^{(z)} \left( \varepsilon^{(x)} + \varepsilon^{(y)} \right) \right] + \varepsilon^{(x)} \varepsilon^{(y)} \varepsilon^{(z)} = 0. \end{aligned} \quad (21)$$

Отметим, что старшие члены (шестой степени по  $n_i$ ) при раскрытии взаимно сокращаются; это обстоятельство, разумеется, не случайно и связано в конечном счете с тем, что волна имеет всего два, а не три независимых направления поляризации. Это есть **уравнение Френеля** — одно из основных уравнений кристаллооптики<sup>2</sup>. Оно определяет абсолютную величину показателя преломления  $n$  по его направлению  $\mathbf{n}$ . При заданном направлении  $\mathbf{n}$  это есть квадратное уравнение относительно  $n^2$ . Поэтому, каждому направлению  $\mathbf{n}$  соответствует в общем случае два различных абсолютных значения  $n$  (или волнового вектора). Этим двум значениям  $n$  соответствует два взаимно перпендикулярных направления поляризации волны  $\mathbf{D}$ . Таким образом, распространяющиеся в анизотропной среде плоские волны оказываются **линейно поляризованными** в определенных плоскостях. Поскольку фазовые скорости их распространения  $c/n$  теперь, в общем случае, различны (разные  $n$ ), то они не могут сложившись образовать эллиптически поляризованную волну или волну круговой поляризации, как это возможно в изотропной среде или вакууме.

<sup>2</sup> Основы кристаллооптики были заложены *Френелем* (А. Fresnel) в 1820-х годах, исходя из механических аналогий, задолго до построения электромагнитной теории. Огюстен Жан Френель (фр. Augustin-Jean Fresnel; 10 мая 1788 — 14 июля 1827), французский физик, один из создателей волновой теории света.



Рис. 2: Огюстен Жан Френель (Франция) 1788-1827.

Уравнение (21) (с постоянными коэффициентами  $\varepsilon^{(i)}$ ) определяет в координатах  $n_x$ ,  $n_y$ ,  $n_z$  некоторую поверхность — **поверхность волновых векторов**. В общем случае это есть поверхность четвертого порядка. Можно показать, что нормаль к этой поверхности определяет направление вектора Пойнтинга, а следовательно групповой скорости.

### Оптические свойства одноосных кристаллов. Двойное лучепреломление <sup>3</sup>

Когда все три главных значения тензора  $\varepsilon_{ik}$  совпадают ( $\varepsilon^{(x)} = \varepsilon^{(y)} = \varepsilon^{(z)} = \varepsilon$ ), мы возвращаемся к случаю оптически изотропной среды  $\varepsilon_{ik} = \varepsilon\delta_{ik}$ . Таковым свойством обладают, например, кубические кристаллы. В них три кубических оси  $x$ ,  $y$ ,  $z$  — совершенно равноправны, поэтому в них тензор  $\varepsilon_{ik}$  должен быть диагонален, а все его главные значения совпадают. Таким образом кубические кристаллы (в плане своих оптических свойств) ведут себя так же как и оптически изотропная сплошная среда (стекло, вода, воздух).

Однако, существуют в природе кристаллы, симметрия которых ниже кубической. Например, элементарная ячейка которых вместо куба имеет форму прямоугольного параллелепипеда с квадратным основанием — рис. 3. В таком кристалле оси  $x$  и  $y$  совершенно равноправны и отличаются лишь от оси  $z$ . В этом кристалле главные значения  $\varepsilon^{(x)} = \varepsilon^{(y)} = \varepsilon_{\perp}$

<sup>3</sup> Смотри учебный фильм "Двойное лучепреломление"  
[http://www.youtube.com/watch?v=85\\_\\_tpLTLtA](http://www.youtube.com/watch?v=85__tpLTLtA).

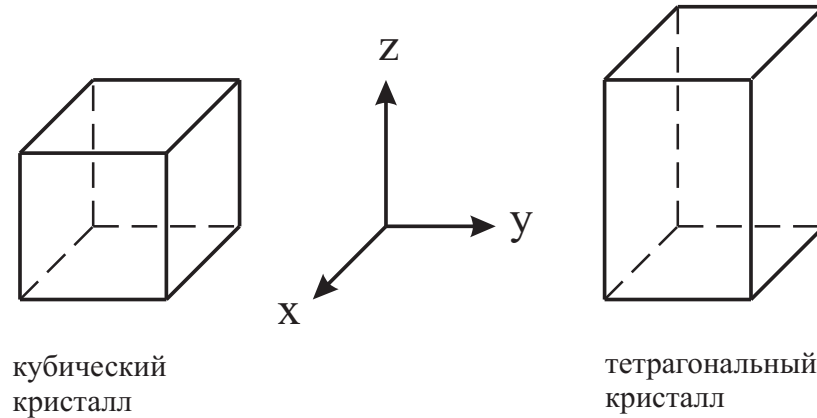


Рис. 3: Кубический и тетрагональные кристаллы.

совпадают и не равны в общем случае значению  $\varepsilon^{(z)} = \varepsilon_{\parallel}$ . Таким образом, тензор  $\varepsilon_{ik}$  в таком кристалле в главных осях имеет вид

$$\varepsilon_{ik} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{\perp} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{\parallel} \end{pmatrix}. \quad (22)$$

Такие кристаллы называются **одноосными**, а ось  $z$  — называется **оптической осью** кристалла. Уравнения Френеля при этом распадается на два уравнения

$$(n^2 - \varepsilon_{\perp}) [\varepsilon_{\parallel} n_z^2 + \varepsilon_{\perp} (n_x^2 + n_y^2) - \varepsilon_{\perp} \varepsilon_{\parallel}] = 0, \quad (23)$$

или

$$n^2 = \varepsilon_{\perp}, \quad (24)$$

$$\frac{n_z^2}{\varepsilon_{\perp}} + \frac{n_x^2 + n_y^2}{\varepsilon_{\parallel}} = 1. \quad (25)$$

Если построить поверхности, описываемые этими уравнениями, то первое уравнение определяет сферу, а второе — эллипсоид вращения — рис. 4.

Таким образом, в одноосном кристалле могут распространяться волны двух типов: **обыкновенные** и **необыкновенные**. По отношению к обыкновенным волнам, кристалл ведет себя как изотропное тело с показателем преломления  $n = \sqrt{\varepsilon_{\perp}}$ , который **не зависит** от направления распространения волны. Направление потока энергии или, как говорят, **лучевого вектора** в них совпадает с направлением вектора  $\mathbf{n}$ . Обыкновенные волны поляризованы перпендикулярно плоскости, в которой

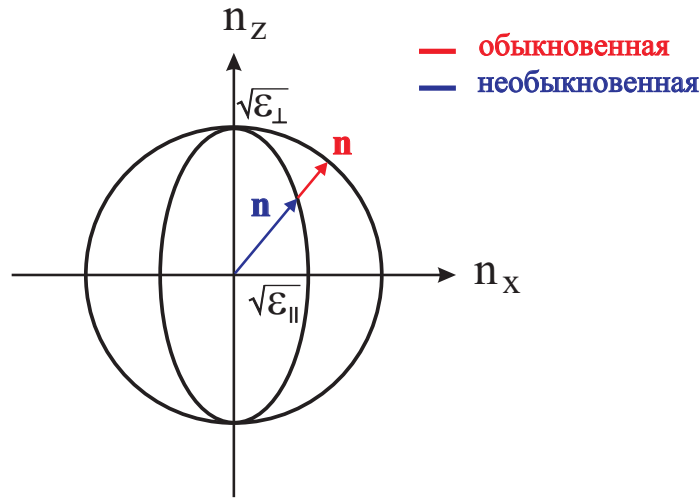


Рис. 4: Поверхность Френеля для одноосного отрицательного кристалла ( $\epsilon_{\perp} > \epsilon_{\parallel}$ ).

находятся оптическая ось  $z$  и вектор  $\mathbf{n}$  (**главное сечение**) — рис. 5. Направления векторов  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{D}$  в обыкновенной волне совпадают.

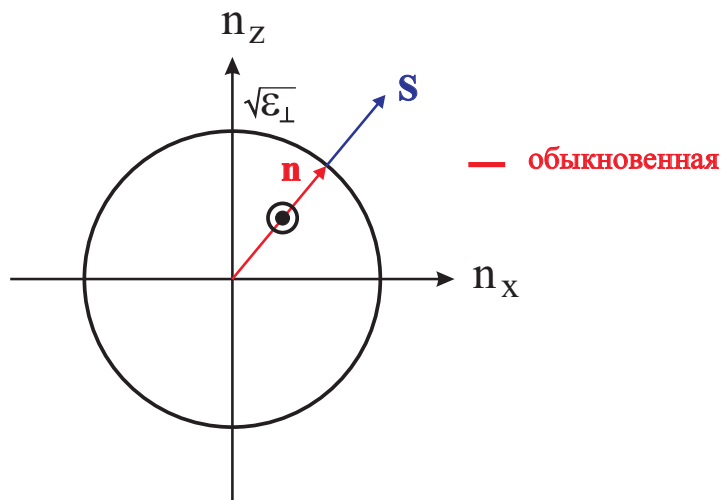


Рис. 5: Поляризация обыкновенной волны.

В волнах второго типа (необыкновенные волны) величина волнового вектора зависит от угла  $\theta$  его наклона к оптической оси — рис. 6.

$$\frac{1}{n^2} = \frac{\sin^2 \theta}{\epsilon_{\parallel}} + \frac{\cos^2 \theta}{\epsilon_{\perp}}. \quad (26)$$

Что касается поляризации необыкновенной волны, то она лежит в плоскости главного сечения (плоскость рисунка). При этом вектор  $\mathbf{D}$  перпендикулярен вектору  $\mathbf{n}$ , а вектор  $\mathbf{S}$  направлен по нормали к поверхности волновых векторов (эллипсоида). Ему перпендикулярен вектор электрического поля  $\mathbf{E}$ . Если же электромагнитная волна распространяется вдоль оптической оси, то различие между обыкновенной и необыкновен-

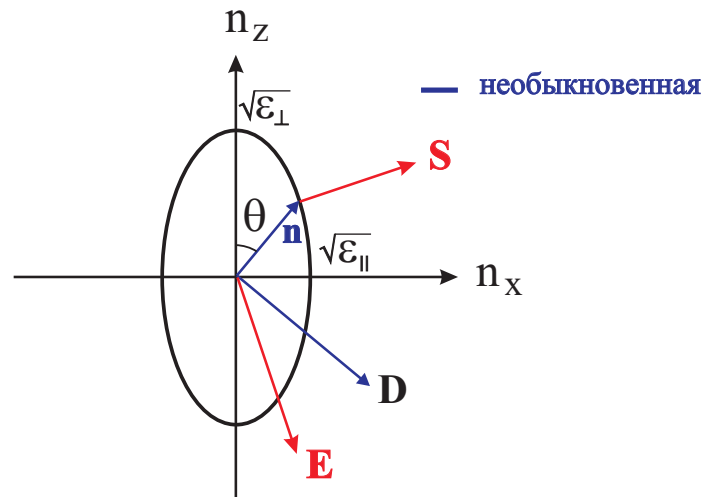


Рис. 6: Поляризация необыкновенной волны. Все изображенные здесь вектора лежат в плоскости рисунка. Магнитное поле волны перпендикулярно этой плоскости.

ной волной пропадает, они распространяются с одной и той же скоростью, поэтому их поляризации, складываясь, могут дать в общем случае эллиптически поляризованную волну.

Явление преломления плоской волны, падающей на поверхность кристалла, существенно отличается от преломления на границе двух изотропных сред. Закон преломления и отражения и здесь получается из условия сохранения касательной к плоскости раздела, составляющей  $\mathbf{k}_t$  (или  $\mathbf{n}_t$ ) волнового вектора. Действительно, в направлении вдоль по-



Рис. 7: Циркон ( $\text{ZrSiO}_4$ ) — двулучепреломляющий тетрагональный кристалл.

верхности раздела пространство однородно, поэтому должна сохраняться проекция импульса фотона на это направление. Импульс фотона ра-



вен, как известно,  $\hbar\mathbf{k}$ . Из непрерывности касательной к границе раздела составляющей волнового вектора следует, что по-прежнему волновой вектор преломленной (и отраженной) волны лежит в **плоскости падения** (плоскость, образуемая нормалью к поверхности раздела и волновым вектором  $\mathbf{n}$  падающей волны). При этом, однако, в кристалле возникают одновременно две различные преломленные волны (**двойное преломление**) соответственно двум возможным значениям нормальной компоненты  $n_n$ , даваемым уравнением Френеля при заданном  $\mathbf{n}_t$  <sup>4</sup>.

Направления распространения этих волн можно определить графически, если изобразить сечение поверхности волновых векторов плоскостью падения — рис. 8. На этом рисунке мы изобразили случай, когда из

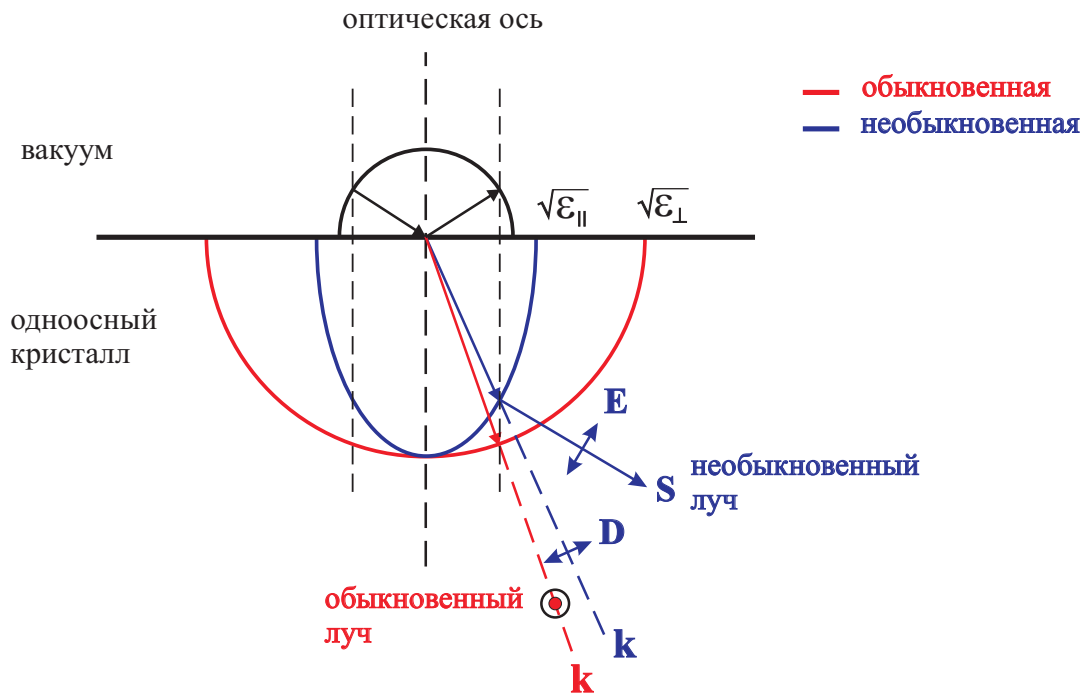


Рис. 8: Преломление волны, падающей из вакуума на поверхность отрицательного одноосного кристалла.

изотропной среды на поверхность отрицательного одноосного кристалла с оптической осью, перпендикулярной границе раздела, падает плоская электромагнитная волна, которая в результате преломления на границе раздела превращается в две волны, обыкновенную и необыкновенную, распространяющиеся в различных направлениях. Обыкновенный луч поляризован перпендикулярно плоскости падения (плоскость рисунка) и его направление совпадает с направлением волнового вектора. Необык-

<sup>4</sup> Двойное лучепреломление — эффект расщепления в анизотропных средах луча света на две составляющие. Впервые обнаружен в 1669 году датским ученым Расмусом Бартолином на кристалле исландского шпата (кальцит —  $\text{CaCO}_3$ ).

новенная волна поляризована в плоскости падения и её луч (вектор  $\mathbf{S}$ ) не совпадает с направлением её волнового вектора (а перпендикулярен эллипсу — поверхности волновых векторов).

Материал	$n_e$	$n_o$	е-ось
Кварц	1.553	1.544	Медленная
Кальцит	1.486	1.658	Быстрая
Лед	1.307	1.306	Медленная

Таблица 1: Некоторые одноосные кристаллы

### Свойства задерживающих пластинок

Оптическими свойствами одноосного кристалла обладает обычный **целлофан**, который употреблялся раньше для обертки пищевых продуктов. Целлофан состоит из длинных молекул — волокон, и его структура не изотропна, поскольку волокна преимущественно вытянуты в одном направлении, лежащем в плоскости листа — рис. 9. Это направление и

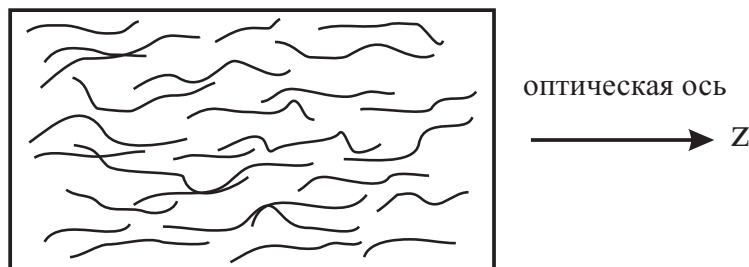


Рис. 9: Целлофан.

задает направление оптической оси.

Если теперь на такой листок целлофана падает (нормально) плоская поляризованная электромагнитная волна, то она проходит в целлофан в виде двух волн обыкновенной (*ordinary ray*), поляризованной вдоль оси  $y$  и имеющей показатель преломления  $n_o = \sqrt{\varepsilon_{\perp}}$  и необыкновенной (*extraordinary ray*) с показателем преломления  $n_e = \sqrt{\varepsilon_{\parallel}}$  и поляризованной вдоль оси  $z$  — рис. 10 (главное сечение — это плоскость  $xz$ ). Эти волны распространяются в целлофане с разной скоростью  $v_o = c/n_o$  и  $v_e = c/n_e$ , а поэтому на выходе из листка целлофана на противоположной стороне они окажутся сдвинутыми по фазе на величину

$$\Delta\varphi = (k_e - k_o)\Delta x = \frac{\omega}{c}(n_e - n_o)\Delta x. \quad (27)$$

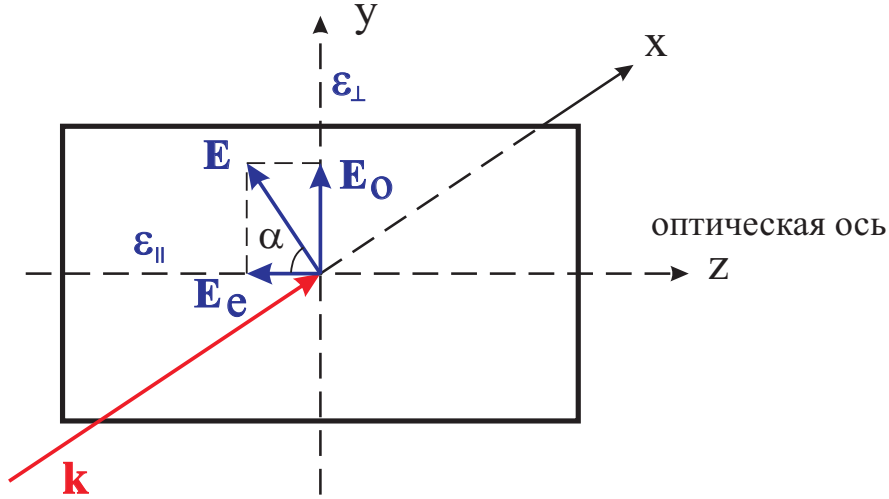


Рис. 10: Плоская волна, падающая на листок целлофана.

В результате, свет на выходе из листка целлофана оказывается эллиптически поляризован. Так, например, если  $\alpha = \pi/4$  (при  $n_e > n_o$ ) и  $\Delta\varphi = \pi/2$ , или учитывая, что  $\omega/c = 2\pi/\lambda_{\text{вак}}$  (где  $\lambda_{\text{вак}}$  — длина волны в вакууме), то

$$\Delta\varphi = \frac{\pi}{2} = \frac{2\pi}{\lambda_{\text{вак}}}(n_e - n_o)\Delta x, \tag{28}$$

или

$$\Delta x = \frac{\lambda_{\text{вак}}}{4}(n_e - n_o)^{-1}, \tag{29}$$

тогда свет на выходе из целлофановой пластинки будет поляризован по кругу с направлением вращения от вектора поляризации быстрой волны к медленной (в нашем случае от обыкновенной к необыкновенной).

Действительно, если на входе пластинки — рис. 11,

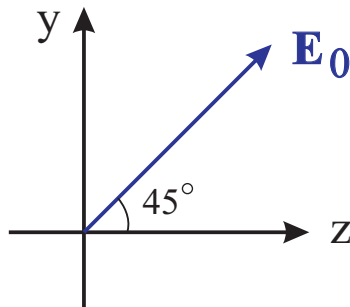


Рис. 11: Свет на входе целлофановой пластинки.

$$E_y = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \cos(\omega t + \varphi) \tag{30}$$

$$E_z = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \cos(\omega t + \varphi), \tag{31}$$

т. е. линейно поляризованная под углом  $45^\circ$  электромагнитная волна, то на выходе из пластины

$$E_y = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \cos(\omega t + \varphi - k_o \Delta x), \quad (32)$$

$$E_z = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \cos(\omega t + \varphi - k_e \Delta x). \quad (33)$$

Поскольку, как мы предположили,

$$k_e \Delta x - k_o \Delta x = \pi/2, \quad (34)$$

то

$$E_y = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \cos(\omega t + \varphi - k_e \Delta x + \pi/2) = -\frac{E_0}{\sqrt{2}} \sin(\omega t + \varphi - k_e \Delta x). \quad (35)$$

И таким образом, на выходе из пластинки мы имеем (рис. 12)

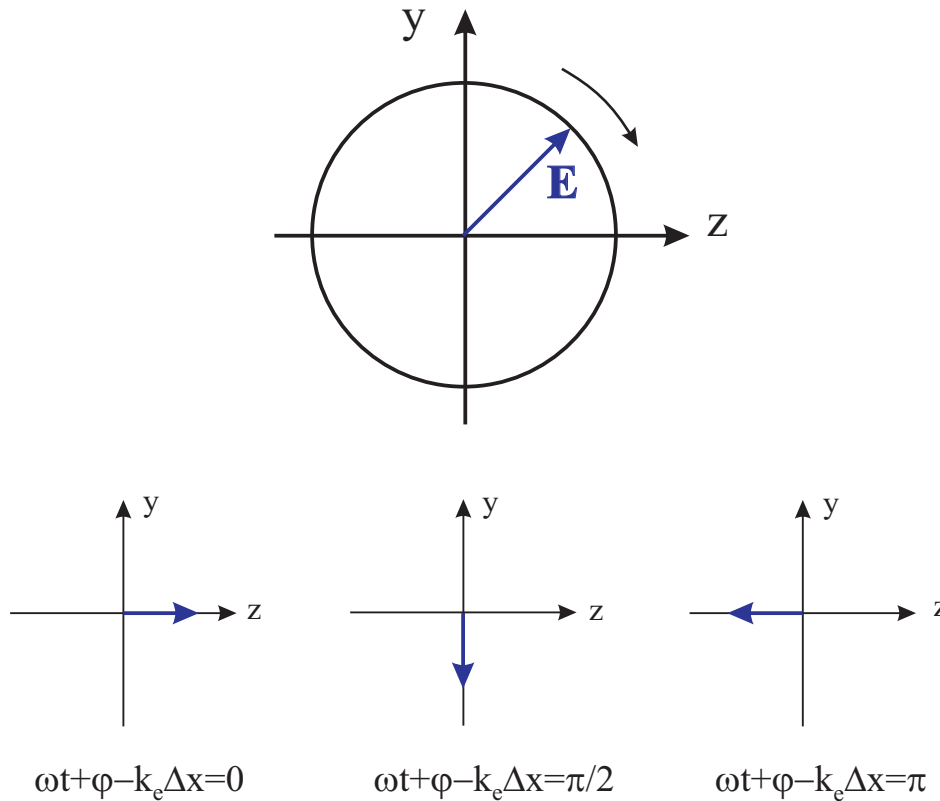


Рис. 12: Свет на выходе из целлофановой пластинки.

$$E_y = -\frac{E_0}{\sqrt{2}} \sin(\omega t + \varphi - k_e \Delta x) \quad (36)$$

$$E_z = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \cos(\omega t + \varphi - k_e \Delta x). \quad (37)$$

Такая пластинка, осуществляющая сдвиг фаз обыкновенной и необыкновенной волн на  $\pi/2$ , называется **пластинкой в четверть длины волны** или просто **пластинка  $\lambda/4$** .

Проверить вышеуказанные свойства целлофана можно следующим образом. Возьмем два поляроида и ориентируем их относительно друг друга так, чтобы свет не проходил — рис. 13. Если поместить теперь между

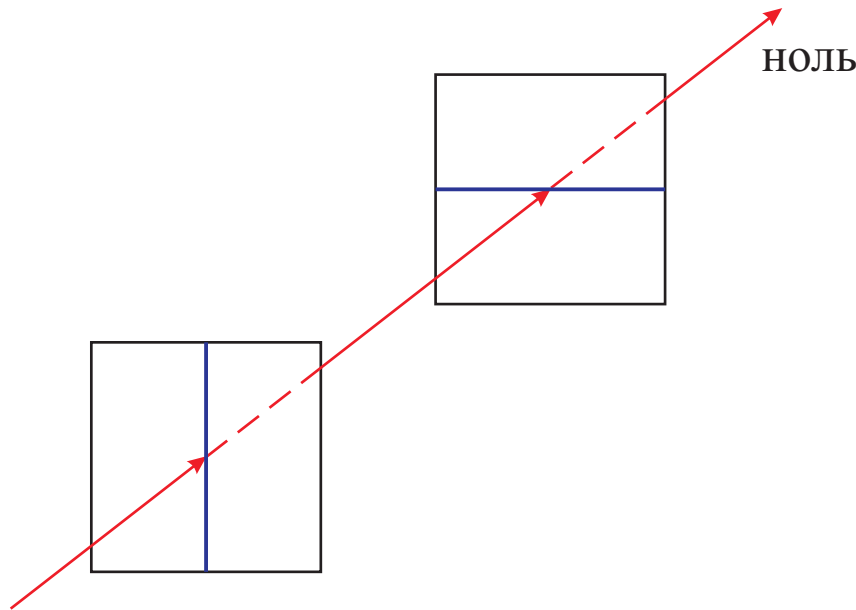


Рис. 13: Два скрещенных поляроида.

поляроидами кусок целлофана — рис. 14, то свет будет проходить! Если теперь, не меняя положения поляроидов, поворачивать кусок целлофана, то можно обнаружить два угла сдвинутых на  $90^\circ$  относительно друг друга, где действие целлофана наибольшее и два угла с таким же сдвигом в  $90^\circ$ , при которых действие целлофана не сказывается. **Что это за направления (самостоятельно)?**

Пластинка, через которую волны, поляризованные в двух взаимно перпендикулярных направлениях, распространяются с разной скоростью, называется **задерживающей пластинкой**. Ниже мы приводим свойства этих пластинок, подробно разобраться в которых следует самостоятельно:

1. Пластинка толщиной в полволны (она в два раза толще пластинки в четверть волны) оставляет линейно поляризованный свет линейно поляризованным. При этом направление поляризации на выходе получается из направления поляризации на входе отражением относительно оптической оси — рис. 15.

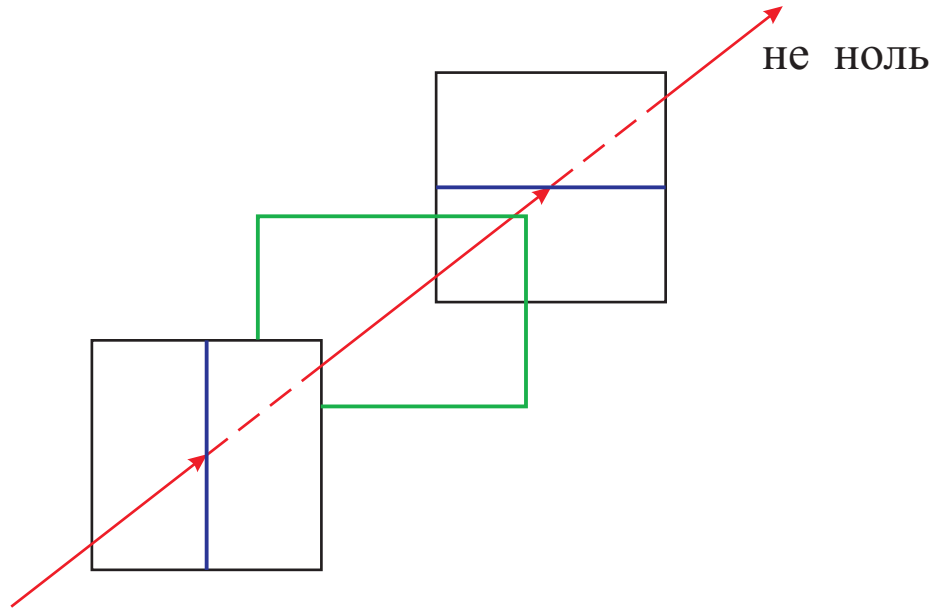


Рис. 14: Пластинка из целлофана между двумя скрещенными поляроидами.

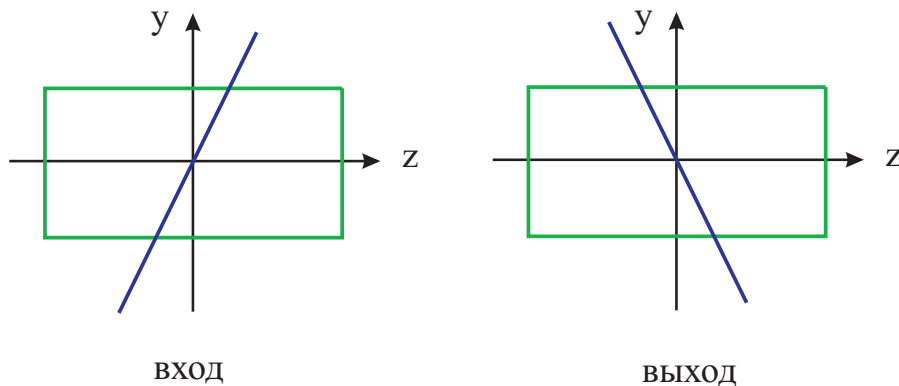


Рис. 15: Пластинка в полволны.

2. Свет, поляризованный по кругу, после прохождения через пластинку в полволны, остается поляризованным по кругу, но спиральность круговой поляризации меняется (из правой становится левой и наоборот).
3. Пластинка в  $\lambda/4$  превращает свет, поляризованный по кругу в линейно поляризованный.
4. Круговой поляризатор можно получить, сложив вместе поляроидную пластинку и пластинку в  $\lambda/4$ , оптическая ось которой составляет  $45^\circ$  с осью пропускания поляроида — рис. 16.
5. Круговой поляризатор, создающий свет с правой спиральностью, будет полностью пропускать (если пренебречь малым поглощением) свет с такой спиральностью, падающий со стороны пластинки  $\lambda/4$ . И он

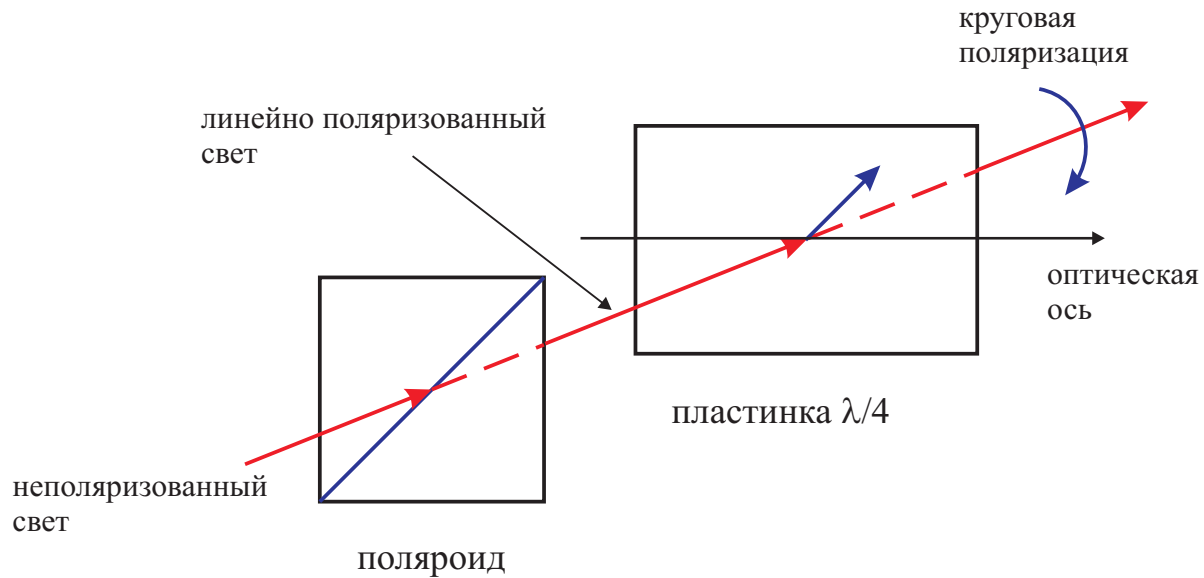


Рис. 16: Круговой поляризатор.

будет полностью поглощать свет с левой спиральностью, падающий со стороны пластинки  $\lambda/4$ .

### Искусственная анизотропия: влияние одноосной деформации и внешнего электрического поля

Оптическую анизотропию можно создать искусственно, например, приложив деформацию или внешнее электрическое поле к оптически изотропному материалу. Возьмем, например, полиэтилен и поместим его между скрещенными поляроидами. Мы увидим, что по сравнению с целлофаном эффект незначителен, т. е. через скрещенные поляроиды проходит очень мало света. Растянем теперь наш полиэтилен и поместим его между скрещенными поляроидами так, чтобы направление растяжения составляло угол  $45^\circ$  с осями поляроидов. Мы убедимся, что в этом случае система из двух скрещенных поляроидов с растянутым пластиком между ними пропускает свет.

Причина столь большого эффекта заключается в том, что до растяжения большие органические молекулы пластика были запутаны в один большой клубок — как макароны в кастрюле. Под действием силы растяжения молекулы частично вытягиваются вдоль направления силы.

Аналогичное явление возникает в жидкостях, которые состоят из длинных асимметричных молекул заряженных на концах, т. е. молекулы являются электрическими диполями — рис. 17. При столкновениях молекулы принимают любую ориентацию, так что какой-то выделенной ори-

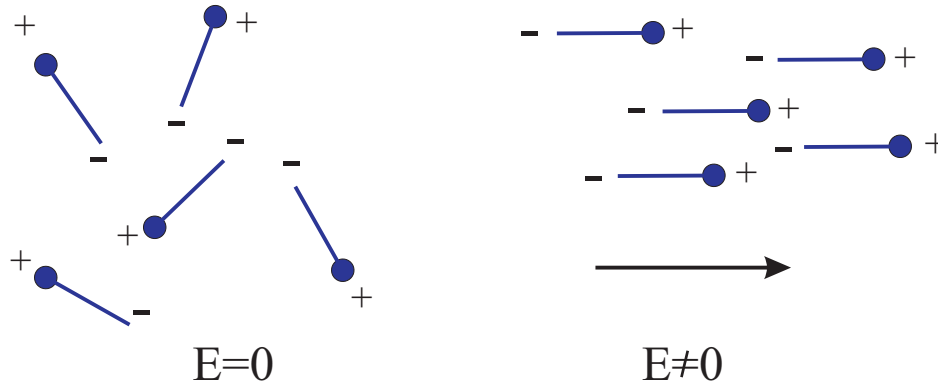


Рис. 17: Ориентация полярных молекул жидкости в электрическом поле.

ентации не существует. Однако, если приложить внешнее электрическое поле, молекулы частично выстроятся вдоль этого поля и жидкость из оптически изотропной станет двоякопреломляющей средой.

Взяв два скрещенных поляроида и прозрачную ячейку с жидкостью такого типа, можно создать оптическое электрическое устройство, которое пропускает свет только при включении электрического поля. Такой **электрический «переключатель»** для света называется **ячейкой Керра**. А сам эффект, когда в оптически изотропной среде возникает двойное лучепреломление под влиянием электрического поля, называется **эф-фектом Керра**.

## Двухосные кристаллы

Если симметрия кристалла достаточно низкая, то все три главных значения тензора диэлектрической проницаемости отличаются друг от друга. Такие кристаллы называются **двухосными**. В двухосных кристаллах имеется два направления, в которых волновой вектор имеет всего одно значение (в одноосном кристалле имеется всего одно такое направление — оптическая ось). Эти направления называются **оптическими осями** (или **бинормальями**) кристалла. В общем случае обе волны в двухосном кристалле являются необыкновенными.

## Огюстен Жан Френель

Огюстен Жан Френель (фр. Augustin-Jean Fresnel; 10 мая 1788 — 14 июля 1827), французский физик, один из создателей волновой теории света.

Огюстен Жан Френель родился в Брогли (департамент Эр) 10 мая 1788 г. В 1806 году окончил Политехническую школу. В 1809 году также окончил Школу мостов и дорог в Париже. В период 100 дней (временное возвращение Наполеона из ссылки)



работал инженером, после чего лишился работы как участник военных действий. Впоследствии перешёл в Политехническую школу.

Основные работы Френеля посвящены физической оптике. Физику изучал самостоятельно после ознакомления с работами Э. Малюса. Также самостоятельно начал проводить эксперименты по оптике. В 1815 году переоткрыл принцип интерференции, проделав по сравнению с Томасом Юнгом несколько новых опытов (в частности опыт с «бизеркалами Френеля»). В 1816 году дополнил принцип Гюйгенса, введя представление о когерентной интерференции элементарных волн, излучаемых вторичными источниками (принцип Гюйгенса — Френеля). Исходя из этого принципа, в 1818 году разработал теорию дифракции света, на основе которой предложил метод расчёта дифракционной картины, основанный на разбиении фронта волны на зоны (так называемые зоны Френеля). С помощью этого метода рассмотрел задачу о дифракции света на краю полуэкрана и круглого отверстия. В 1821 году независимо от Т. Юнга доказал поперечность световых волн. В 1823 году установил законы изменения поляризации света при его отражении и преломлении (формулы Френеля). Изобрёл несколько новых интерференционных приборов (зеркала Френеля, бипризма Френеля, линза Френеля).

В 1823 году Френель был избран членом Парижской АН. В 1825 году стал членом Лондонского королевского общества. Его имя внесено в список величайших учёных Франции, помещённый на первом этаже Эйфелевой башни.

Огюстен Жан Френель скончался в возрасте 39 лет от туберкулёза.

## Задачи

1. Вычислите определитель (19).