

3.5. Распространение света в кристаллах

3.5.1. Двойное лучепреломление.

Кристаллы – оптически анизотропные объекты, т.е. их оптические свойства неодинаковы в различных направлениях. Яркий пример проявления анизотропных свойств – *эффект двойного лучепреломления* при распространении света в кристаллах.

В 1669 г. Эразм Бартолин наблюдал свойство двойного лучепреломления при прохождении света через кристаллы *исландского шпата* CaCO_3 . В чем суть этого явления? При прохождении света через эти кристаллы наблюдается 2 луча, которые пространственно разделены и линейно поляризованы во взаимно перпендикулярных плоскостях (рис. 5.1). Величина пространственного разделения зависела от взаимного расположения кристалла и направления распространения света, причем в одном направлении распространения света двойного лучепреломления не наблюдалось.

Для дальнейшего анализа экспериментальных фактов дадим основные определения и введем понятие

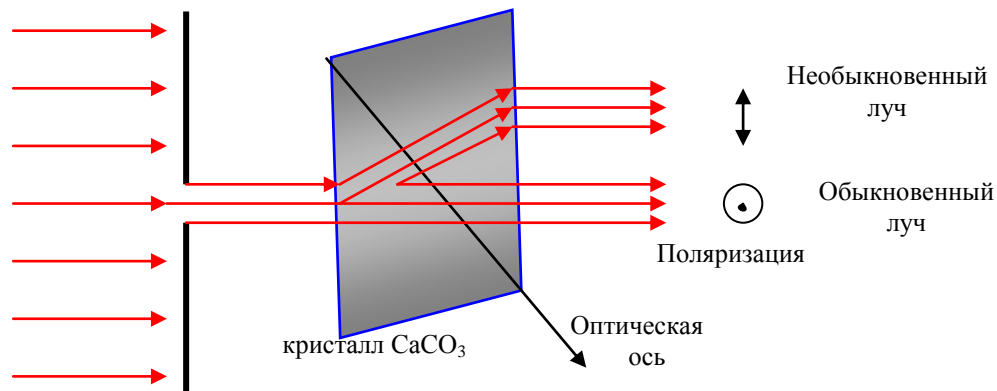


Рис. 5.1.

оптической оси. *Оптическая ось* – это такое направление или ось в кристалле, вдоль которого свет, распространяясь, не испытывает двойного лучепреломления. *Главная оптическая плоскость* проходит через оптическую ось кристалла и волновую нормаль падающего света (далее по тексту единичный вектор \vec{N}). На рисунке 5.1 главная оптическая плоскость – это плоскость самого рисунка. *Обыкновенный луч* характеризуется вектором \vec{E}_o и поляризован перпендикулярно главной оптической оси. *Необыкновенный луч* также поляризован и характеризуется вектором \vec{E}_e , лежащим в главной плоскости. При падении на кристалл естественного света интенсивность обыкновенного и необыкновенного луча одинакова.

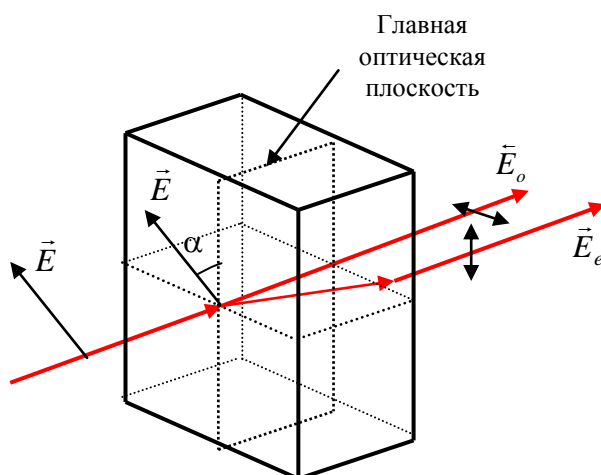


Рис. 5.2.

Если один из лучей после первого кристалла (линейно поляризованный свет) бросить на 2-ой кристалл, то снова получаем 2 луча: обыкновенный и необыкновенный (рис. 5.2). Их интенсивность зависит от угла α между плоскостью колебаний в падающем луче и главной оптической плоскостью 2-го кристалла. Если разложить амплитуду падающей волны A_0 по направлениям вдоль и поперек главной оси

$$\begin{cases} E_o = A_0 \sin \alpha \\ E_e = A_0 \cos \alpha \end{cases} \quad (3.5.1)$$

то получаем интенсивность обыкновенного и необыкновенного лучей:

$$I_o = I_0 \sin^2 \alpha, \quad I_e = I_0 \cos^2 \alpha, \quad (3.5.2)$$

Тогда отношение интенсивностей для обыкновенного и необыкновенного лучей:

$$\frac{I_o}{I_e} = \tan^2 \alpha. \quad (3.5.3)$$

Соотношения (3.5.2) - (3.5.3) носят название *закона Малюса*.

Причина необычного поведения света – различные показатели преломления кристалла для распространения обыкновенного (света одной поляризации) и необыкновенного (света другой поляризации) лучей. Показатель преломления кристалла зависит от направления поляризации света. Так, для исландского шпата имеем: для обыкновенного луча $n_0 = 1.658$, а для необыкновенного луча показатель преломления не постоянен и меняется в диапазоне $-1.486 < n_e < 1.658$.

Вообще все кристаллы делятся на *отрицательные* кристаллы (исландский шпат), у которых $n_e \leq n_0$, и *положительные* кристаллы, у которых $n_e \geq n_0$ (кварц).

Примечание 1. Эразм Бартолин, датский физик, 1625–1698;
Этьен Луи Малюс, французский физик, 1775–1812

3.5.2. Оптические свойства кристаллов.

В анизотропных средах связь между векторами электрической индукции и напряженностью электрического поля усложняется (см Электромагнетизм, Глава 2)

$$D_i = \varepsilon_{ij} E_j, \quad i, j = 1, 2, 3 \quad (3.5.4)$$

где ε_{ij} – тензор диэлектрической проницаемости:

$$\varepsilon_{ij} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{11} & \varepsilon_{12} & \varepsilon_{13} \\ \varepsilon_{21} & \varepsilon_{22} & \varepsilon_{23} \\ \varepsilon_{31} & \varepsilon_{32} & \varepsilon_{33} \end{pmatrix} \quad (3.5.5)$$

Из закона сохранения энергии следует, что $\varepsilon_{ij} = \varepsilon_{ji}$, т.е. тензор диэлектрической проницаемости симметричный, и из 9-ти компонент тензора – 6 независимых. Симметричность тензора позволяет привести выражения для плотности электрической энергии к такой форме, в которую будут входить лишь квадраты компонент поля (подробнее см Матвеев «Оптика» §39):

$$w = \frac{1}{8\pi} (\varepsilon_x E_x^2 + \varepsilon_y E_y^2 + \varepsilon_z E_z^2) = \frac{1}{8\pi} \left(\frac{D_x^2}{\varepsilon_x} + \frac{D_y^2}{\varepsilon_y} + \frac{D_z^2}{\varepsilon_z} \right) \quad (3.5.6)$$

Таким образом, существует такая система координат, связанная с кристаллом, в которой материальные уравнения и выражения для плотности электрической энергии приобретают простую форму:

$$D_x = \varepsilon_x E_x, \quad D_y = \varepsilon_y E_y, \quad D_z = \varepsilon_z E_z \quad (3.5.7)$$

В этой системе координат тензор диэлектрической проницаемости диагонален, при этом величины $\varepsilon_x, \varepsilon_y, \varepsilon_z$ называются *главными диэлектрическими проницаемостями*.

Из (3.5.7) следует важный вывод, что вектора \vec{D} и \vec{E} не коллинеарны. Исключение составляет случай, когда вектор напряженности \vec{E} совпадает с одной из главных осей или когда $\varepsilon_x = \varepsilon_y = \varepsilon_z$ (изотропная среда).

В изотропных средах диэлектрическая проницаемость ε является функцией частоты (явление дисперсии), особенно резко она меняется вблизи полос поглощения. Так же в оптически анизотропных средах компоненты ε_{ij} тоже меняются от частоты ω . Следовательно, с частотой падающего света меняются направления вектора \vec{D} , а также значения главных диэлектрических проницаемостей и направления осей $\varepsilon_x, \varepsilon_y, \varepsilon_z$. Это явление называется *дисперсией осей*.

По своим оптическим свойствам кристаллы делятся на 3 *основные группы*.

I-ая группа. Кубические кристаллы – кубическая система, когда все три выбранных взаимно-перпендикулярных направления эквивалентны: $\varepsilon_x = \varepsilon_y = \varepsilon_z = \varepsilon$. При этом вектора индукции и напряженности электрического поля параллельны:

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E}$$

Кристаллы оптически изотропные и по оптическим свойствам эквивалентны аморфному телу.

II-ая группа. Кристаллы, в которых можно выбрать 2 или более кристаллографически эквивалентных направлений, лежащих в одной плоскости. Это кристаллы (см рис. 5.3) *тригональной* (а), *тетрагональной* (б) и *гексагональной* (в) систем. Эти плоскости перпендикулярны к оси симметрии третьего, четвертого и шестого порядков, при этом выполняется $\varepsilon_x = \varepsilon_y \neq \varepsilon_z$. Группы I и II – одноосные кристаллы.

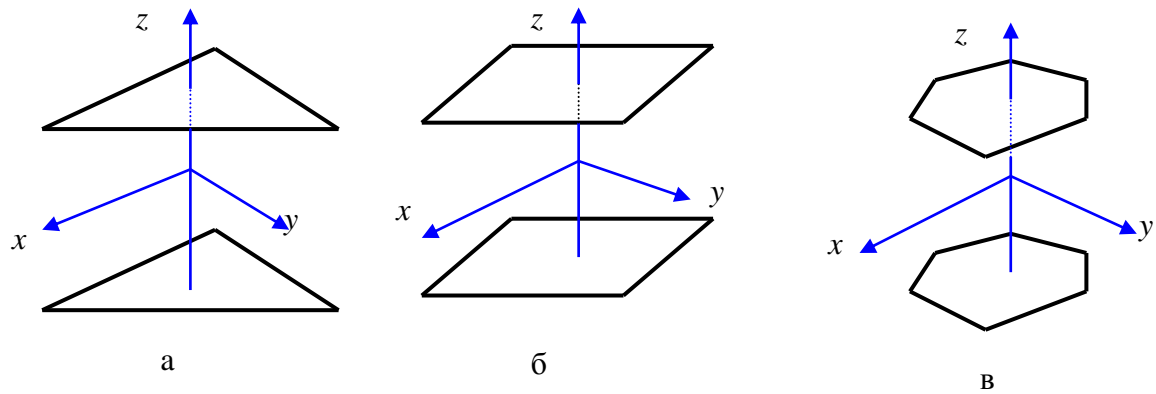


Рис. 5.3.

III группа. Кристаллы, в которых невозможно выбрать 2 кристаллографически эквивалентных направления. Это кристаллы *ромбической*, *моноклинной* и *триклинной* систем: $\epsilon_x \neq \epsilon_y \neq \epsilon_z$. Это оптически двуосные кристаллы.

3.5.3. Объяснение явления двойного лучепреломления.

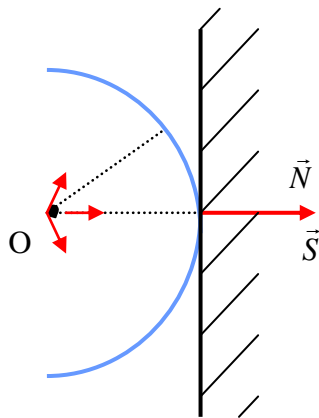


Рис. 5.4.

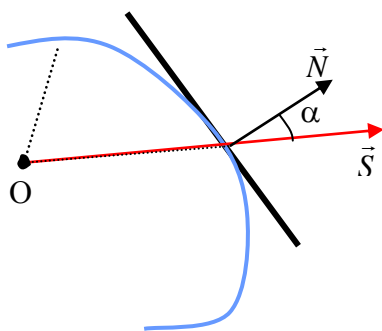


Рис.5.5.

Пусть точка O является источником сферических электромагнитных волн.

А) В изотропной среде волновая поверхность представляет собой сферу (см рис. 5.4), поскольку $\epsilon_x = \epsilon_y = \epsilon_z$. Так как в каждой точке фронт волны задается плоскостью, касательной к волновой поверхности. Причем нормаль к этой поверхности определяет направление распространения волны, т.е. фазовую скорость. Для изотропной среды нормаль \vec{N} к волновой поверхности совпадает с направлением луча, т.е. с направлением распространения энергии \vec{S} (вектор Пойнтинга) электромагнитной волны.

Б) В анизотропной среде скорость распространения зависит от направления и в этом случае волновая поверхность не является сферой (см рис. 5.5). Следовательно, нормаль к волновой поверхности \vec{N} , т.е. единичный вектор, определяющий направление распространения постоянной фазы, и вектор Пойнтинга $\vec{S} = c/4\pi [\vec{E}, \vec{H}]$, определяющий направление распространения энергии (направление групповой скорости или, иначе, луч света), не совпадают по направлению. Если угол между ними равен α , то скорость распространения энергии по нормали равна $v_N = v_S \cos \alpha$.

Покажем из уравнений Максвелла, что в анизотропных средах распространяются две волны. Рассмотрим плоскую монохроматическую электромагнитную волну:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \exp[i(\omega t - \vec{k}\vec{r})]; \quad \vec{D} = \vec{D}_0 \exp[i(\omega t - \vec{k}\vec{r})]; \quad (3.5.8)$$

$$\vec{B} = \vec{B}_0 \exp[i(\omega t - \vec{k}\vec{r})]; \quad \vec{H} = \vec{H}_0 \exp[i(\omega t - \vec{k}\vec{r})] \quad (3.5.9)$$

Запишем систему уравнений Максвелла для немагнитного диэлектрика (плотность тока равна нулю):

$$\begin{aligned} \text{rot} \vec{H} &= \frac{\partial \vec{D}}{c \partial t}, & \text{rot} \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{c \partial t}, \\ \text{div} \vec{D} &= 0, & \text{div} \vec{B} &= 0 \end{aligned} \quad (3.5.10)$$

Отметим, что задачу решаем в системе главных диэлектрических осей, при этом $\text{div} \vec{E} \neq 0$, т.к. вектор \vec{E} не коллинеарен вектору \vec{D} (см рис. 5.6). Подставим плоскую волну (3.5.8) и (3.5.9) в уравнения (3.5.10), при этом произведение волнового вектора на радиус-вектор равно:

$$\vec{k}\vec{r} = \omega \frac{n}{c} \vec{r}\vec{N},$$

где c/n – фазовая скорость в направлении нормали. Заметим, что производные по времени и пространственным координатам от плоской волны могут быть заменены на следующие множители:

$$\frac{\partial}{\partial t} \Rightarrow i\omega; \quad \frac{\partial}{\partial x} \Rightarrow -i\omega \frac{n}{c} N_x; \quad (3.5.11)$$

$$\frac{\partial}{\partial y} \Rightarrow -i\omega \frac{n}{c} N_y; \quad \frac{\partial}{\partial z} \Rightarrow -i\omega \frac{n}{c} N_z$$

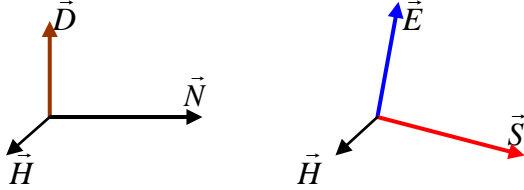


Рис. 5.6.

Тогда, полагая $\vec{B} = \vec{H}$ для немагнитного диэлектрика, из первых двух уравнений (3.5.9) получаем, соответственно:

$$\vec{D} = -n[\vec{N}, \vec{H}], \quad \vec{H} = n[\vec{N}, \vec{E}] \quad (3.5.12)$$

Отсюда видно, что нормаль к волновой поверхности перпендикулярна векторам напряженности магнитного поля и электрической индукции: $\vec{N} \perp \vec{H}, \vec{D}$. Вектор Пойнтинга $\vec{S} = c/4\pi [\vec{E}, \vec{H}]$, задающий направление луча, перпендикулярен к векторам напряженности магнитного поля \vec{H} и напряженности электрического поля \vec{E} . Однако вектор Пойнтинга не совпадает по направлению с вектором нормали \vec{N} (см рис.5.6 и 5.7), т.к. известно, что в анизотропной среде \vec{E} и \vec{D} не коллинеарны.

Итак, при распространении электромагнитной волны в анизотропной среде фазовая скорость \vec{v}_N ,

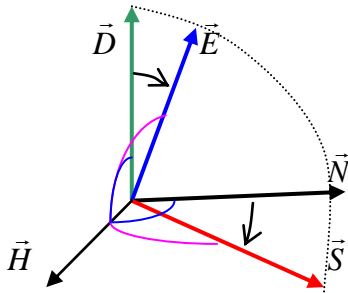


Рис.5.7.

которая направлена по вектору \vec{N} , и групповая скорость \vec{v}_S , направленная по вектору \vec{S} , не совпадают по направлению между собой. Следовательно, $\vec{E} \perp \vec{H}$, но вектор \vec{E} не перпендикулярен вектору \vec{N} . Строго говоря, в анизотропной среде электромагнитная волна не является поперечной, т.к. есть ненулевая проекция вектора \vec{E} на направление распространения фазы \vec{N} и ненулевая проекция \vec{D} на \vec{S} . Вектор \vec{E} коллинеарен \vec{D} , если волна распространяется вдоль одного из главных направлений в кристалле.

Итак, комбинируя уравнения (3.5.12) (подставляя второе в первое), получаем:

$$\vec{D} = n[\vec{H}, \vec{N}] = n^2[[\vec{N}, \vec{E}], \vec{N}] = n^2(\vec{E} - \vec{N}(\vec{E}, \vec{N})) \quad (3.5.13)$$

Умножим последнее равенство скалярно на \vec{D} и, учитывая, что $\vec{D}\vec{N} = 0$, имеем:

$$D^2 = n^2(\vec{E}, \vec{D}) \quad (3.5.14)$$

Далее, вспоминая $n = c/v$, получаем для скорости:

$$v^2 = c^2 \frac{(\vec{E}, \vec{D})}{D^2} \quad (3.5.15)$$

При этом выясняется важная особенность: *скорость электромагнитных волн v зависит от направления их распространения и поляризации*. Рассматривая совместно уравнения Максвелла, свойства волн в кристаллах и связь между векторами \vec{D} и \vec{E} , можно получить формулы Френеля для анизотропной среды. В общем случае это достаточно сложно, и мы здесь их не будем рассматривать.

3.5.4. Оптически одноосные кристаллы.

Наибольшее практическое значение имеют оптически одноосные кристаллы, которые симметричны относительно оси вращения. Разложим вектора \vec{D} и \vec{E} на составляющие вдоль оптической оси \vec{D}_{\parallel} и \vec{E}_{\parallel} и перпендикулярные к оптической оси \vec{D}_{\perp} и \vec{E}_{\perp} . Тогда можно записать

$$\vec{D}_{\parallel} = \varepsilon_{\parallel} \vec{E}_{\parallel} \quad (3.5.16)$$

$$\vec{D}_{\perp} = \varepsilon_{\perp} \vec{E}_{\perp} \quad (3.5.17)$$

где ε_{\parallel} и ε_{\perp} – *продольная* и *поперечная* диэлектрические проницаемости.

Рассмотрим частные случаи.

А) Пусть вектор \vec{D} перпендикулярен к главной плоскости кристалла (плоскость через \vec{N} и оптическую ось), т.е. $\vec{D} = \vec{D}_{\perp}$ и имеем только уравнение (3.5.17). В этом случае кристалл ведет себя как изотропная среда с диэлектрической проницаемостью ε_{\perp} , при этом $\vec{D} = \varepsilon_{\perp} \vec{E}$. Тогда из (3.5.15) получаем скорость:

$$v^2 = c^2 \frac{\vec{D}\vec{E}}{D^2} = \frac{c^2}{\varepsilon_{\perp}}$$

$$v = v_{\perp} \equiv v_0 = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_{\perp}}} \quad (3.5.18)$$

Это – *скорость распространения обыкновенного луча*. Таким образом, если электрический вектор перпендикулярен к главной плоскости кристалла, то скорость волны не зависит от направления ее распространения, и это есть обыкновенная волна.

Б) Пусть вектор \vec{D} лежит в главной плоскости. Тогда вектор \vec{E} тоже лежит в главной плоскости и характеризует (по определению) необыкновенную волну. Вектор \vec{E} можно разложить на две составляющие – вдоль вектора \vec{D} и вдоль вектора нормали:

$$\vec{E} = \vec{E}_N + \vec{E}_D \quad (3.5.19)$$

Умножая (3.5.19) скалярно на \vec{D} и учитывая, что $\vec{D}\vec{N} = 0$, получаем следующее очевидное равенство:

$$\vec{D}\vec{E} = \vec{D}\vec{E}_N + \vec{D}\vec{E}_D = DE_D \quad \text{и} \quad E_D = \frac{\vec{D}\vec{E}}{D} \quad (3.5.20)$$

Пользуясь разложением (3.5.16) и (3.5.17), имеем:

$$E_D = \frac{\vec{E}\vec{D}}{D} = \frac{E_{\parallel}D_{\parallel} + E_{\perp}D_{\perp}}{D} = \frac{1}{D} \left(\frac{D_{\parallel}^2}{\varepsilon_{\parallel}} + \frac{D_{\perp}^2}{\varepsilon_{\perp}} \right) \quad (3.5.21)$$

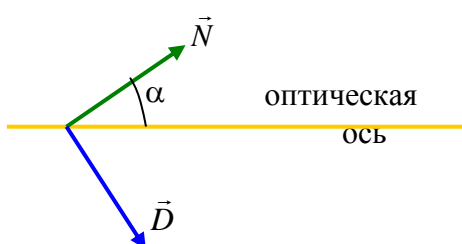


Рис. 5.8.

Вводя угол α между оптической осью и волновой нормалью (см рис.5.8), получаем:

$$E_D = D \left(\frac{\sin^2 \alpha}{\varepsilon_{\parallel}} + \frac{\cos^2 \alpha}{\varepsilon_{\perp}} \right) = D \left(\frac{N_{\perp}^2}{\varepsilon_{\parallel}} + \frac{N_{\parallel}^2}{\varepsilon_{\perp}} \right) \quad (3.5.22)$$

Введем диэлектрическую проницаемость

$$\frac{1}{\varepsilon} = \frac{N_{\perp}^2}{\varepsilon_{\parallel}} + \frac{N_{\parallel}^2}{\varepsilon_{\perp}} \quad (3.5.23)$$

Тогда можно (3.5.22) переписать:

$$D = \varepsilon E_D \quad (3.5.24)$$

Из (3.5.12) получаем (взяв равенства по модулю):

$$\varepsilon E_D = \frac{c}{v} H, \quad H = \frac{c}{v} E_D$$

Откуда фазовая скорость (скорость по нормали):

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon}} = c \sqrt{\frac{N_{\perp}^2}{\epsilon_{\parallel}} + \frac{N_{\parallel}^2}{\epsilon_{\perp}}} = v_e = v_{\parallel} \quad (3.5.25)$$

Эта скорость изменяется с изменением направления нормали \vec{N} к фронту волны. По этой причине возникает необыкновенная волна. Зависимость ее скорости v_{\parallel} от направления распространения обусловлена тем, что с изменением направления волновой нормали \vec{N} меняется угол между вектором \vec{E} и оптической осью кристалла.

- 1) Когда $N_{\perp} = 0$, то необыкновенная волна распространяется вдоль оптической оси, то из (3.5.25) следует, что скорость равна

$$v_e = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_{\perp}}} = v_{\perp} \equiv v_0 \quad (3.5.26)$$

Т.е. здесь нет различия между обыкновенной и необыкновенной волной за исключением поляризации.

- 2) Если $N_{\parallel} = 0$, то скорость равна:

$$v_e = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_{\parallel}}} \quad (3.5.27)$$

Это скорость необыкновенной волны, максимально отличающаяся от скорости обыкновенного луча.

Итак, в общем случае, волна, попадающая в кристалл из изотропной среды, разделяется внутри кристалла на две линейно поляризованные волны: обыкновенную, вектор электрической индукции \vec{D} которой перпендикулярен главной плоскости, и необыкновенную с вектором индукции, лежащим в главной плоскости. Для различных направлений – различные скорости. Законы преломления справедливы, но не для лучей, а для волновых нормалей.

3.5.5. О построении лучей.

Итак, в обыкновенном луче колебания \vec{E} происходят в направлении, перпендикулярном к главной плоскости кристалла.

Построим на рис. 5.9 диаграмму скоростей для одноосных кристаллов. Пусть плоскость листа – главная плоскость кристалла. Окружность, или точнее сфера, характеризуется ϵ_{\perp} или скоростью обыкновенного луча, которая постоянна для одноосных кристаллов во всех направлениях распространения. Поляризация этого луча, обозначенная на рисунке 5.9 точками, перпендикулярна плоскости листа.

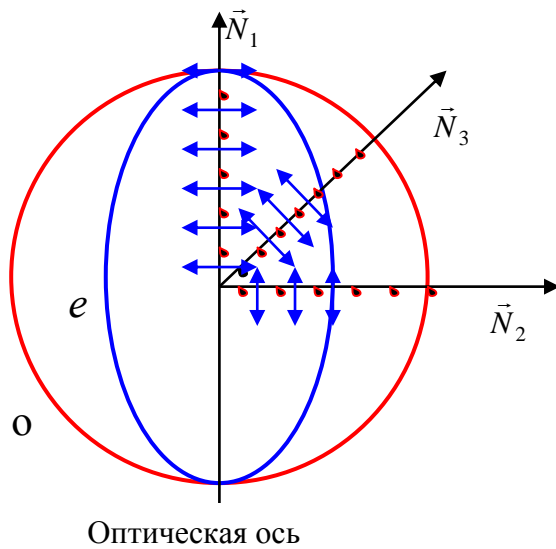


Рис.5.9.

Эллипс скоростей, точнее для одноосных кристаллов в пространстве *эллипсоид вращения*, характеризует скорость распространения необыкновенного луча. Его скорость определяется соотношением (3.5.25) и меняется в зависимости от направления распространения \vec{N} ($N_{\perp} = \sin \alpha$ и $N_{\parallel} = \cos \alpha$) относительно оптической оси. На рисунке 5.9 поляризация необыкновенного луча обозначена обоюдно стрелкой, т.к. она параллельна главной плоскости.

Рассмотрим 3 луча по направлениям $\vec{N}_1, \vec{N}_2, \vec{N}_3$, в качестве примера.

- А). Направление \vec{N}_1 : угол $\alpha = 0$, тогда лучи движутся, не расщепляясь, с одинаковой скоростью

$$v_0 = v_e = c/\sqrt{\epsilon_{\perp}}.$$

- Б) Направление \vec{N}_2 : угол $\alpha = \pi/2$, тогда лучи движутся в одном направлении, но с разной скоростью

$$v_o = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_{\perp}}} \quad \text{и} \quad v_e = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_{\parallel}}}$$

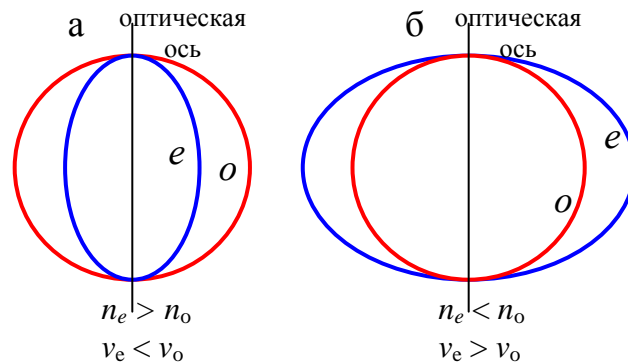


Рис.5.10.

В) Направление \vec{N}_3 : угол α произвольный, тогда лучи движутся, расщепляясь, с разной скоростью.

В общем случае, как уже упоминалось в начале параграфа, существуют кристаллы положительные ($n_e > n_o$) и отрицательные ($n_e < n_o$), соответствующие диаграммы скоростей которых изображены на рисунке 5.10 а и б.

Полученные диаграммы скоростей позволяют построить волновые фронты разделяющихся лучей. Покажем построение волновых фронтов на нескольких примерах. Для определенности рассмотрим положительный кристалл и нормальное падение света на его поверхность. Рассмотрим три направления распространения фронта волны \vec{N} относительно оптической оси кристалла, соответствующие случаям А) \vec{N}_1 , Б) \vec{N}_2 , В) \vec{N}_3 , изображенным на рис.5.11-12.

Случай А): при таком нормальном падении, когда оптическая ось кристалла расположена перпендикулярно поверхности и совпадает по направлению с \vec{N} , обыкновенный и необыкновенный лучи идут с одинаковой скоростью в одном направлении, т.е. лучи не разделяются (рис. 5.11 А).

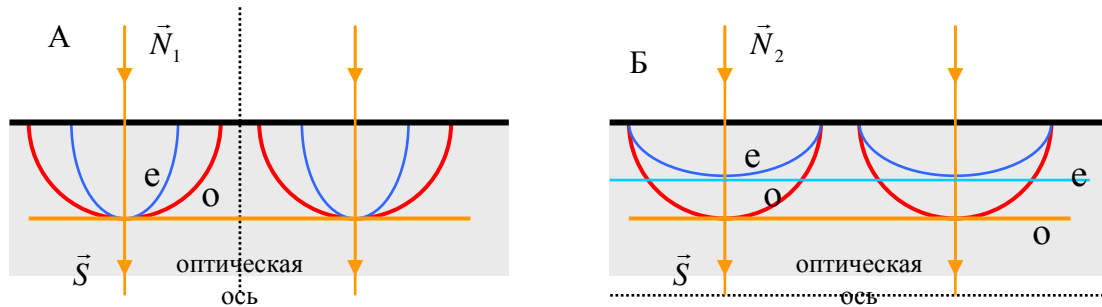


Рис. 5.11.

Случай Б): при таком нормальном падении, когда оптическая ось кристалла расположена параллельно поверхности и перпендикулярна направлению \vec{N} , обыкновенный и необыкновенный лучи идут опять не разделяясь, в одном направлении, но идут с различной скоростью. Для положительного кристалла необыкновенный луч идет медленнее (рис.5.11.Б).

Итак, в случаях А и Б лучи не разделяются, т.к. \vec{N} совпадает с направлением \vec{S} .

Случай В): при таком нормальном падении, когда оптическая ось кристалла расположена под некоторым

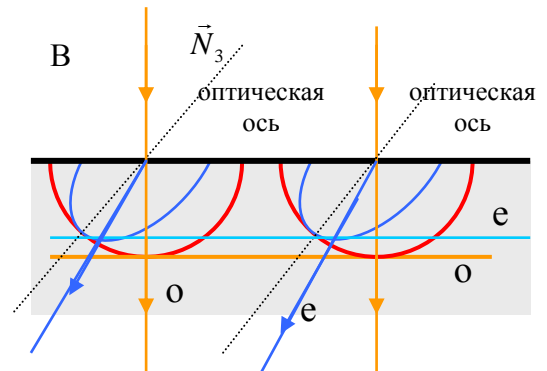


Рис. 5.12.

углом к поверхности и не совпадает по направлению с \vec{N} , обыкновенный и необыкновенный лучи идут с различной фазовой скоростью, и происходит пространственное разделение лучей. На рисунке 5.12 необыкновенный луч идет под углом к нормали, в то время как обыкновенный проходит не преломляясь.

Еще один пример построения фронта волны и лучей приведен на рис. 5.13, где рассмотрено падение световой волны под некоторым углом к нормали и при произвольном направлении оптической оси кристалла. Опять-таки для положительного кристалла на границе сред строим диаграмму скоростей в точке 2, с радиусом равным расстоянию, которое лучи успевают пройти внутри за время, когда световая волна достигнет точки 1. Затем строим касательные из точки 1 к окружности (для обыкновенного луча) и эллипсу (для необыкновенного луча) диаграммы. Перпендикуляры к касательным дают направление распространения фронта этих волн, а направление лучей определяются линиями, проходящими через точки касания и точку 2 (рис. 5.13).

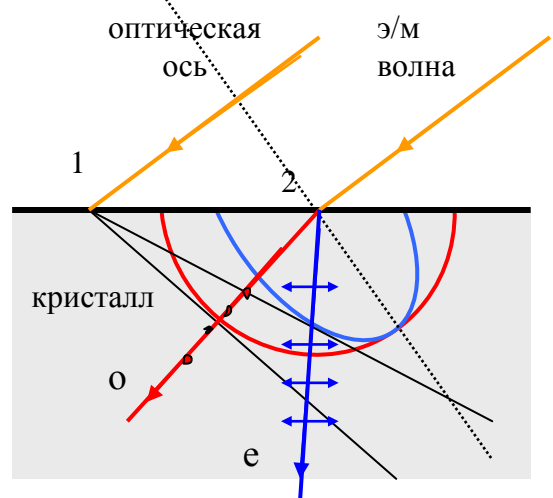


Рис. 5.13.

3.5.6. Поляризаторы и оптические пластинки.

1). *Призма Николя.* Призма изготавливается из 2-х кусков исландского шпата, вырезанных и отшлифованных под определенными углами к угловым ребрам и оптической оси. Оба эти кусочка склеивают канадским бальзамом. Показатель преломления канадского бальзама ($n = 1.55$) занимает промежуточное

значение между обыкновенным ($n_o = 1.658$) и необыкновенным ($n_e = 1.486$) показателями преломления исландского шпата. Все углы и показатели рассчитаны так, что обыкновенный луч испытывает полное внутренне отражение на границе шпата с канадским бальзамом и на выходе поглощается зачерненной поверхностью, а необыкновенный луч проходит через слой с бальзамом. В результате на выходе имеем линейно поляризованный свет в плоскости падения, параллельной главной плоскости падения.

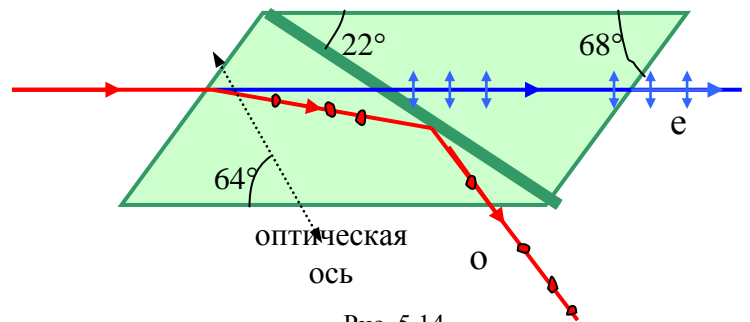


Рис. 5.14.

2). *Призма Фуко.* Эта призма сделана по подобию призмы Николя, в которой канадский бальзам заменен слоем воздуха. Для осуществления полного внутреннего отражения изменены значения углов, под которыми вырезаются кристаллы. Призма Фуко может также использоваться для ультрафиолетового излучения. Существует большое разнообразие призм, основанных на тех же принципах и предназначенных для получения поляризованного света.

3). *Поляроиды* (турмалин), дихроичные пластинки. К ним относятся кристаллы и приборы, у которых поглощение зависит от направления колебаний электрического вектора \vec{E} .

Для анализа поляризованного света и изменения его поляризации часто используются оптические пластинки. Например, как отличить естественный свет от света, поляризованного по кругу? С помощью поляризаторов это не удастся. Чтобы отличить естественный свет от света, поляризованного по кругу, используют *четвертьволновую оптическую пластинку* $\lambda/4$.

Кристаллическая пластинка вырезана из одноосного кристалла параллельно оптической оси. Тогда необыкновенный (e) и обыкновенный (o) лучи не разделяются пространственно, а имеют различные скорости. Тогда пластинка в $\lambda/4$ дает между лучами e и o разность фаз, равную $\pi/2$. Разность хода лучей:

$$d(n_e - n_o) = \pm \lambda/4 \quad \text{и} \quad \Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} d(n_e - n_o) = \pm \frac{\pi}{2} + m\pi \quad (3.5.28)$$

Если на входе падает плоско поляризованная волна, то на выходе волны из пластинки получаем циркулярно-поляризованную волну. И, наоборот, из циркулярно-поляризованной волны при пропускании через пластинку $\lambda/4$ получаем на выходе плоско поляризованную волну. При пропускании естественного света через эту пластинку ничего не происходит с естественным светом – он остается неполяризованным. При

пропускании циркулярно-поляризованного света через пластинку $\lambda/4$ получаем плоско поляризованный свет, а затем его можно пропустить через поляризатор. Поляризатор покажет линейно поляризованный свет: максимум интенсивности при одном угле поворота и нулевое значение интенсивности пройденного света при повороте на угол $\pi/2$. Для естественного света при различных углах поворота поляризатора интенсивность пройденного света остается постоянной.

Для поворота плоскости линейной поляризации на угол некоторый угол можно использовать пластинку $\lambda/2$, которая дает следующую оптическую разность хода и фаз:

$$d(n_e - n_o) = \pm \lambda/2 \quad \text{и} \quad \Delta\varphi = \pm \pi/2 \quad (3.5.29)$$

Если линейная поляризация перед пластинкой $\lambda/2$ имела угол α по отношению к оптической оси кристалла, то на выходе получим поворот плоскости поляризации на угол 2α (см рис.5.15).

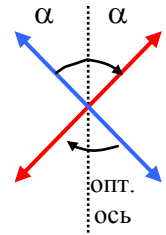


Рис. 5.15.

Примечание 2. Уильям Николь, шотландский физик, 1768–1851;
Жан Бернар Леон Фуко, французский физик, 1819–1868

Литература к параграфу:

Сивухин Оптика §§75-77

Матвеев Оптика §§39-43