

Анизотропия глазом

Митин Игорь Владимирович,
доцент кафедры общей физики
физического факультета МГУ

Разговор об анизотропии, как правило, начинают с рассмотрения парадоксального, на первый взгляд, эксперимента. На кристалл (плоскопараллельную прозрачную пластинку) падает нормально к поверхности пучок света (рис. 1). А выходит ... почему-то два! Один из них является продолжением падающего, т.е. проходит так, как мы и ожидаем. А второй выходит параллельно первому, но несколько смещен в сторону.

Такое явление называют, и это вполне логично, **двойным лучепреломлением**.

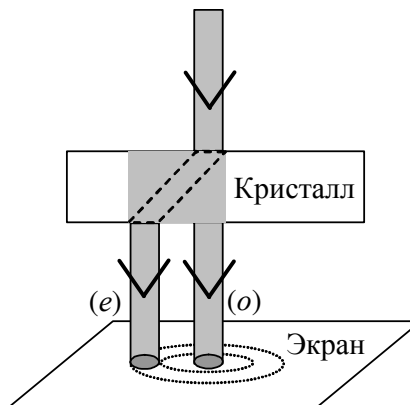


Рис. 1. Прохождение пучка света через анизотропный кристалл.

Первый пучок (чаще используют термин «луч») называют **обыкновенным**, для обозначения используют индекс (o). Второй пучок (луч) – **необыкновенный**, индекс (e).

Если вращать кристалл вокруг оси, совпадающей с падающим лучом, то на экране след от o -луча останется на месте, а след от e -луча будет перемещаться по окружности. Если между кристаллом и экраном поместить поляризатор, то выяснится, что каждый из пучков поляризован линейно, причем плоскости их поляризаций ортогональны.

Такие необычные эффекты объясняются **оптической анизотропией** вещества, т.е. зависимостью его оптических свойств от направления поляризации в распространяющемся пучке света. Под действием вектора \mathbf{E} электромагнитной волны вещество поляризуется, но, в отличие от изотропного, вектор поляризованности \mathbf{P} может оказаться не сонаправленным с вектором \mathbf{E} . Как следствие, не сонаправлены и векторы \mathbf{E} и \mathbf{D} , они связаны тензором диэлектрической проницаемости $\hat{\epsilon}$:

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \hat{\epsilon} \mathbf{E}. \quad (1)$$

«Правильным» выбором системы координат тензор можно сделать диагональным, и записать (1) в виде:

$$\begin{pmatrix} D_x \\ D_y \\ D_z \end{pmatrix} = \epsilon_0 \begin{pmatrix} \epsilon_x & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_y & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_z \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} \quad (1A)$$

Оси X , Y , Z такой системы координат называют главными направлениями кристалла; ϵ_x , ϵ_y , ϵ_z - главными диэлектрическими проницаемостями; $n_x = \sqrt{\epsilon_x}$, $n_y = \sqrt{\epsilon_y}$, $n_z = \sqrt{\epsilon_z}$ - главными показателями преломления; $v_x = \frac{c}{n_x}$, $v_y = \frac{c}{n_y}$, $v_z = \frac{c}{n_z}$ - главными скоростями. Подчеркнем, что главные скорости – это скорости распространения волн, **поляризованных** вдоль главных направлений кристалла.

Материальное уравнение в виде (1A) плюс система уравнений Максвелла позволяют описать все особенности распространения электромагнитных волн в анизотропных средах. О некоторых мы поговорим чуть позже, а пока вернемся к рис.1.

Итак, на экране мы видим два пятна. А теперь уберем экран и просто посмотрим глазами навстречу лучам (осторожно, подумайте о защите глаз в случае большой мощности!). И что же увидим?

Если размер глаза меньше расстояния между пучками, то мы, слегка перемещая глаз, будем видеть то один пучок, то другой, то вообще ничего. Но никаких двух пучков вместе видно не будет!

Как же так? Ведь каким образом в середине 17 века открыл двулучепреломление голландский ученый Бартолин? Он заметил, что если на рисунок или текст положить определенным образом кристалл исландского шпата, то наблюдаются два изображения (рис. 2). При вращении кристалла вокруг вертикальной оси одно из изображений начнет вращаться так же, как описано ранее для рис. 1. Если между кристаллом и глазом поместить поляриод, то обнаружится, что излучения, идущие от наблюдаемых изображений, линейно поляризованы взаимно перпендикулярно. Но при этом нет никакого экрана, наблюдения ведутся глазом!



Рис. 2. Два изображения при наблюдении через кристалл исландского шпата.

Итак, на рис. 1 и 2. показаны случаи проявления анизотропии, но в первом случае она наблюдается на экране, а во втором – непосредственно глазом. В чем же разница? Для понимания потребуется провести довольно большой экскурс в анизотропию.

Обратимся сначала к рассмотрению закона преломления света на плоской границе двух изотропных прозрачных сред. Как известно, его математическая запись имеет вид:

$$n_1 \cdot \sin \alpha_1 = n_2 \cdot \sin \alpha_2, \quad (2)$$

где n_1 и n_2 – показатели преломления первой и второй сред; α_1 и α_2 – углы падения и преломления соответственно.

Доказательство закона преломления следует непосредственно из уравнений Максвелла (конкретно, из граничных условий). Но для

наглядности обычно прибегают к так называемому построению Гюйгенса. Поэтому начнем с него.

Представим себе, что в т. О на границе раздела двух изотропных сред с показателями преломления $n_1 = 1$ и $n_2 = 1,5$ зажгли точечный источник света (рис. 3). За малое время Δt свет в каждой из сред пройдет расстояния $\Delta s_1 = v_1 \cdot \Delta t = \frac{c \cdot \Delta t}{n_1}$ и $\Delta s_2 = v_2 \cdot \Delta t = \frac{c \cdot \Delta t}{n_2}$, где c – скорость света в вакууме. Поверхности, до которых дойдет свет, представляют собой две полусферы, которые показаны на рис. 3 в виде полуокружностей. Т.к. на рисунке $\frac{n_2}{n_1} = 1,5$, то и для радиусов полусфер $\frac{R_1}{R_2} = 1,5$.

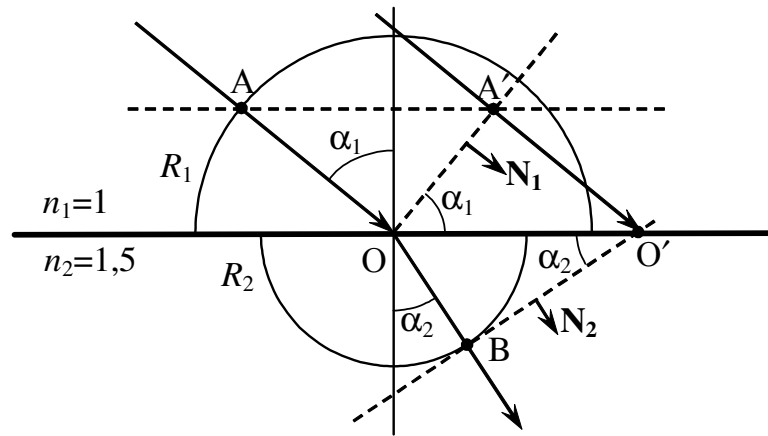


Рис. 3. Построение Гюйгенса на границе двух изотропных сред

Пусть из первой среды на границу раздела падает плоская волна под углом α_1 . Один из лучей АО падает в т. О, необходимо построить, как он пойдет во второй среде, после преломления. Для этого проведем две линии: OA' , перпендикулярную к АО, и AA' , параллельную границе раздела. Они пересекутся в т. A' , через которую проведем луч $A'O'$, параллельный исходному АО.

Из построения следует, что OA' – это плоский фронт падающей волны, а отрезки АО и $A'O'$ равны друг другу. Следовательно, второй луч придет в т. O' на Δt позже, чем первый луч в т. О. За это же время первый луч после преломления должен дойти во второй среде до одной из точек на полуокружности.

Проведем касательную из т. O' к полуокружности во второй среде, линия $O'B$ будет фронтом плоской преломленной волны. А преломленный в т. О луч ОВ пройдет через точку касания В. Угол преломления α_2 можно найти, если заметить, что в двух прямоугольных треугольниках $OA'O'$ и OBO' общая гипотенуза OO' :

$$OO' = \frac{A'O'}{\sin \alpha_1} = \frac{c \cdot \Delta t}{n_1 \cdot \sin \alpha_1} = \frac{OB}{\sin \alpha_2} = \frac{c \cdot \Delta t}{n_2 \cdot \sin \alpha_2},$$

откуда и следует закон преломления (2).

Такое построение, позволяющее найти преломленный луч, и называют построением Гюйгенса.

Замечание 1. Обычно в литературе приводят несколько другую схему построения Гюйгенса: без верхней полуокружности и без линии AA' (рис. 4). Но с дополнительными окружностями в нижней части. И чуть с другими словами, которые можно найти в литературе. По мнению автора, предлагаемая им схема построения (рис. 3), возможно, чуть сложнее для восприятия, но более понятная для непосредственного построения. Выбор за читателями. Но в дальнейшем при рассмотрении преломления в анизотропном кристалле автор будет придерживаться своей схемы.

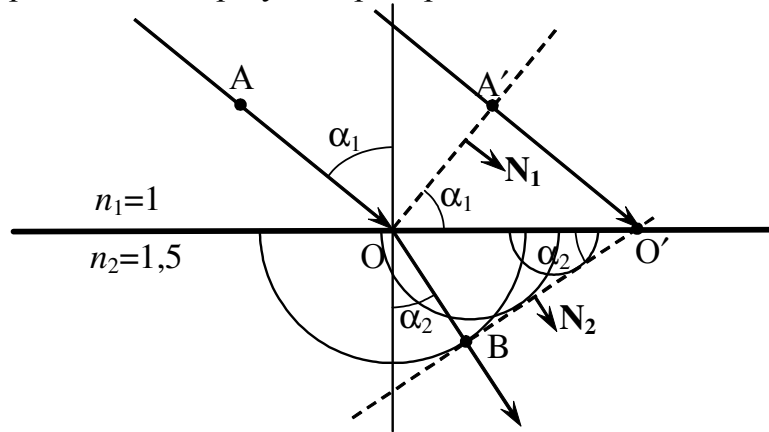


Рис. 4. Стандартное построение Гюйгенса на границе двух изотропных сред

Теперь применим построение Гюйгенса для границы изотропной и анизотропной сред. Но сначала чуть расширим наши представления об особенностях распространения света в анизотропных средах. Просто перечислим эти особенности, более подробное рассмотрение следует смотреть в литературе. Напомним еще раз, что все свойства следуют из системы уравнений Максвелла и материального уравнения (1А).

Так как в общем случае в анизотропных средах направления векторов \mathbf{E} и \mathbf{D} не совпадают, то для плоской волны можно указать две тройки взаимно перпендикулярных векторов: это \mathbf{D} , \mathbf{B} (или \mathbf{H}) и \mathbf{k} ; и это \mathbf{E} , \mathbf{B} (или \mathbf{H}) и \mathbf{S} .

Здесь \mathbf{k} - волновой вектор, указывающий направление распространения фронта волны, или поверхности постоянной фазы. Поверхность задается векторами \mathbf{D} и \mathbf{B} (или \mathbf{H}). Единичный вектор $\mathbf{N} = \frac{\mathbf{k}}{|\mathbf{k}|}$ будем называть вектором нормали к волновому вектору.

Вектор $\mathbf{S} = [\mathbf{E} \times \mathbf{H}]$ - это вектор Умова-Пойнтинга, указывающий направление распространения энергии в волне.

Как следствие, следует различать две скорости: фазовую $v_{\text{фаз}}$, как скорость распространения фронта волны (она направлена по \mathbf{k}) и лучевую $u_{\text{луч}}$, как скорость распространения энергии (она направлена по \mathbf{S}). Если между векторами \mathbf{E} и \mathbf{D} угол α , то такой же угол и между векторами \mathbf{k} и \mathbf{S} . Фазовая и лучевая скорости связаны соотношением $v_{\text{фаз}} = u_{\text{луч}} \cdot \cos \alpha$, т.е.

$v_{\text{фаз}} \leq u_{\text{луч}}$. Отметим, что глазами (и приборами) мы видим именно направление распространения луча, т.е. энергии.

Но это еще не все. Можно показать, что в любом направлении \mathbf{k} распространяются *две* волны с разными фазовыми скоростями v' и v'' , причем они поляризованы во взаимно перпендикулярных направлениях, т.е. $\mathbf{D}' \perp \mathbf{D}''$. Аналогично в любом направлении \mathbf{S} распространяются *две* волны с разными лучевыми скоростями u' и u'' , причем они поляризованы во взаимно перпендикулярных направлениях, т.е. $\mathbf{E}' \perp \mathbf{E}''$.

Анизотропные кристаллы подразделяют на одноосные и двуосные. Оптическая ось кристалла – это такое направление, при распространении вдоль которого исходный пучок не меняет состояния поляризации. При этом и фазовая, и лучевая скорости имеют одно и то же значение независимо от поляризации. В двуосном кристалле все три значения главных диэлектрических проницаемостей различны $\epsilon_x \neq \epsilon_y \neq \epsilon_z$, существуют две оптических оси. В одноосном кристалле два из трех значений одинаковы, например, $\epsilon_x \neq \epsilon_y = \epsilon_z$, в таком кристалле одна оптическая ось, совпадающая в данном случае с осью ОХ. В дальнейшем речь пойдет только об одноосных кристаллах.

Мысленно поместим в одноосный кристалл точечный источник света, включим его и найдем поверхность, до которой за малое время Δt дойдут *лучи*. Такую поверхность называют *лучевой*. Отметим, что существует и фазовая поверхность, или поверхность нормалей (в литературе можно найти и другие названия), до которой за Δt дойдет поверхность постоянной фазы, ее мы рассматривать не будем.

Лучевая поверхность является двухполостной, т.е. на самом деле состоит из *двух* поверхностей. Это не удивительно, ведь уже указывалось, что вдоль каждого направления распространяются два луча с различными лучевыми скоростями.

Из уравнений Максвелла следует, что в одноосном кристалле одна из волн распространяется во всех направлениях с одной и той же скоростью, равной $v_0 = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_y}} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_z}} = \frac{c}{n_y} = \frac{c}{n_z}$. Эту волну называют *обыкновенной*, ее

скорость обозначают v_0 , для нее нет разницы между направлениями векторов \mathbf{E} и \mathbf{D} , нет разницы и между фазовой и лучевой скоростями. Иными словами, для нее среда является как бы изотропной с показателем преломления, обозначаемым n_0 и равным $n_0 = n_y = n_z$. Поэтому лучевая поверхность для нее будет иметь форму сферы (рис. 5А). Но, и это существенно, у обыкновенной волны вполне определенная поляризация. Она поляризована *перпендикулярно плоскости главного сечения*, которая образована лучом и оптической осью кристалла. На рис. 5А оптическая ось Ох и луч \mathbf{S}_0 задают плоскость главного сечения Оху, точки на луче \mathbf{S}_0 , показывают направление вектора \mathbf{E} в обыкновенной волне, распространяющейся в направлении \mathbf{S}_0 . Нормаль к фронту обыкновенной волны совпадает с лучом \mathbf{S}_0 , также совпадают и направления векторов \mathbf{E} и \mathbf{D} .

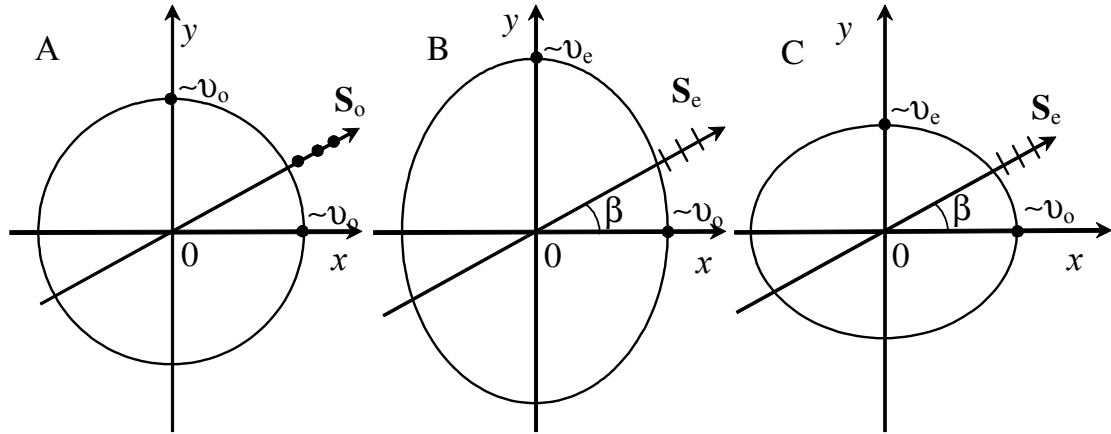


Рис. 5. Лучевые поверхности одноосного кристалла (ось Ox – оптическая ось, плоскость Oxy – плоскость главного сечения)

А. Обыкновенная волна;

В. Необыкновенная волна – кристалл отрицательный ($v_o < v_e$)

С. Необыкновенная волна – кристалл положительный ($v_o > v_e$)

Вторая волна, называемая **необыкновенной**, имеет более сложную структуру. Ее скорость зависит от направления распространения, т.е. от угла β между лучом и оптической осью (рис. 5В и 5С). При $\beta=0$, т. е. при распространении вдоль оптической оси, скорость такая же, как и для обыкновенной волны. При $\beta=90^\circ$, т. е. перпендикулярно оптической оси, скорость волны равна $v_e = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_x}} = \frac{c}{n_x}$. В этих двух случаях векторы **E** и **D**

необыкновенной волне сонаправлены, фазовая и лучевая скорости совпадают и по величине, и по направлению. Для остальных направлений лучевая скорость необыкновенной волны зависит от β и лежит в диапазоне от v_o до v_e . Эта волна поляризована **в плоскости главного сечения** (черточки на луче **S_e**, рис. 5В и 5С)

Лучевая поверхность для необыкновенной волны представляет собой эллипсоид, у которого две полуоси (перпендикулярные к оптической оси) одинаковы и пропорциональны v_e , а третья полуось (вдоль оптической оси) пропорциональна v_o .

Так как на рисунках мы всегда приводим сечение эллипсоида (на рис. 5В и 5С это сечение плоскостью Oxy), т.е. рисуем эллипс, то очень важно правильно достроить его в голове до эллипсоида. И здесь есть очень простое и понятное правило. Существует ось симметрии – это оптическая ось кристалла. Поэтому лучевая поверхность необыкновенной волны – это поверхность вращения вокруг оптической оси. Мысленно вращаем нарисованный на листе бумаги эллипс – и получаем эллипсоид!

Таким образом, лучевая поверхность для одноосного кристалла является совокупностью сферы и эллипсоида (рис. 6). Если $v_o < v_e$, то сфера находится внутри эллипсоида, такой кристалл называют **отрицательным**. Если $v_o > v_e$, то эллипсоид находится внутри сферы, такой кристалл называют **положительным**.

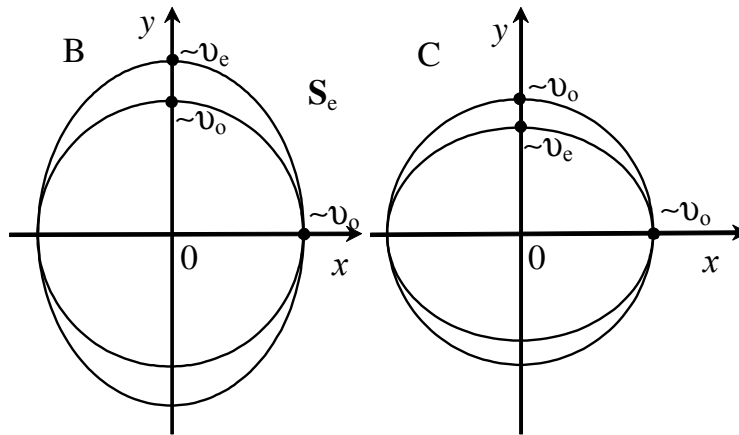


Рис. 6. Лучевые поверхности одноосного кристалла (ось Ox – оптическая ось)
 В. Кристалл отрицательный ($v_o < v_e$); С. Кристалл положительный ($v_o > v_e$)

Отметим важную особенность. Т.к. скорости обыкновенной и необыкновенной волн равны только при распространении вдоль оптической оси, то сфера и эллипсоид будут касаться друг друга всего в двух точках, лежащих на оптической оси. Если $v_o < v_e$ (кристалл отрицательный), то эллипсоид будет содержать в себе сферу (форму эллипсоида условно назовем «летающей тарелкой», а лучевую поверхность – «сферой в летающей тарелке», рис. 6В) Если $v_o > v_e$, (кристалл положительный), то эллипсоид будет находиться внутри сферы (форму эллипсоида условно назовем «яйцом», а лучевую поверхность – «яйцом в сфере», рис. 6С).

(Вопрос «на засыпку». А может быть, на рис 6В изображена «сфера в яйце», а на рис 6С - изображена «летающая тарелка в сфере»? Докажите, что такого не может быть!)

После столь долгого разъяснения возвращаемся к построению Гюйгенса для границы изотропной и анизотропной сред.

Зададим для определенности конкретные значения показателей преломления. Волна идет из изотропной среды (воздуха) с $n_1 = 1$ в анизотропную среду с $n_o = 2$ и $n_e = 1,5$. Сразу же выразим и отношение радиусов $R_1 : R_o : R_e = \frac{1}{n_1} : \frac{1}{n_o} : \frac{1}{n_e} = 1 : 0,5 : 0,667$. Так как $n_o > n_e$, то $v_o < v_e$, т.е. кристалл отрицательный. Лучевая поверхность – «сфера в летающей тарелке».

Теперь надо выбрать направление оптической оси. Как правило, в учебниках приводят построения для случаев совпадения оптической оси с одним из главных направлений. Не будем отступать от традиций: пусть оптическая ось совпадает с осью Ox (рис. 7).

Построение Гюйгенса для обыкновенной волны полностью аналогично построению на рис.4. Для необыкновенной волны эллипсоид будет чуть вытянут вдоль оси Oy .

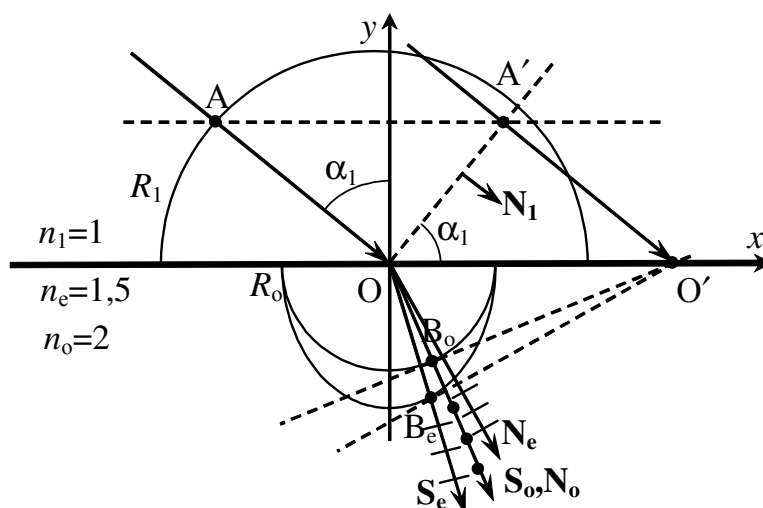


Рис. 7. Построение Гюйгенса на границе изотропной и анизотропной сред, оптическая ось направлена вдоль оси Ox .

По методике, описанной ранее, находим точку O' на оси Ox . От нее проводим касательные к сфере (линия $O'B_0$, она же фронт обыкновенной волны, точка касания B_0) и эллипсоиду (линия $O'B_c$, она же фронт необыкновенной волны, точка касания B_c). Лучи после преломления пойдут от начала координат к точкам касания - луч OB_0 для обыкновенной волны (он же является и нормалью к фронту, на рисунке сонаправленные векторы S_0 и N_0) и луч OB_c для необыкновенной волны (на рисунке вектор S_c). Луч S_c образует с вертикальной осью меньший угол, чем луч S_0 . А нормаль N_c к фронту необыкновенной волны, напротив, идет под бо́льшим углом. И это правильно, потому что именно для нормалей к фронту справедлив привычный нам закон преломления:

$$n_1 \cdot \sin \alpha_1 = n_o \cdot \sin \alpha_o = n_e \cdot \sin \alpha_e, \quad (3)$$

где углы α_o и α_e образованы векторами N_o и N_e с нормалью к поверхности раздела.

Осталось показать поляризацию лучей. Т.к. плоскость главного сечения, образованная лучом и оптической осью – это плоскость Oxy , а обыкновенная волна поляризована перпендикулярно этой плоскости, то точки на совпадающих луче S_o и нормали N_o показывают направление векторов E и D в обыкновенной волне, распространяющейся в направлении S_o . Необыкновенная волна поляризована в плоскости главного сечения, черточки на луче S_c показывают направление вектора E , а на нормали N_e - направление вектора D . Угол между векторами S_c и N_e такой же, как между векторами E и D .

Аналогичные построения несложно выполнить и для других случаев совпадения оптической оси с одним из главных направлений. Чуть сложнее выполнить построение при произвольном положении оптической оси. Мы ограничимся случаем построения Гюйгенса для объяснения результатов эксперимента на рис.1.

Выберем для определенности те же самые показатели преломления: $n_1 = 1$; $n_o = 2$; $n_e = 1,5$. Кристалл отрицательный, лучевая поверхность - «сфера в летающей тарелке».

Исходная волна падает нормально, т.е. угол падения $\alpha_1=0$. Оптическая ось образует угол β с нормалью к границе раздела (рис. 8).

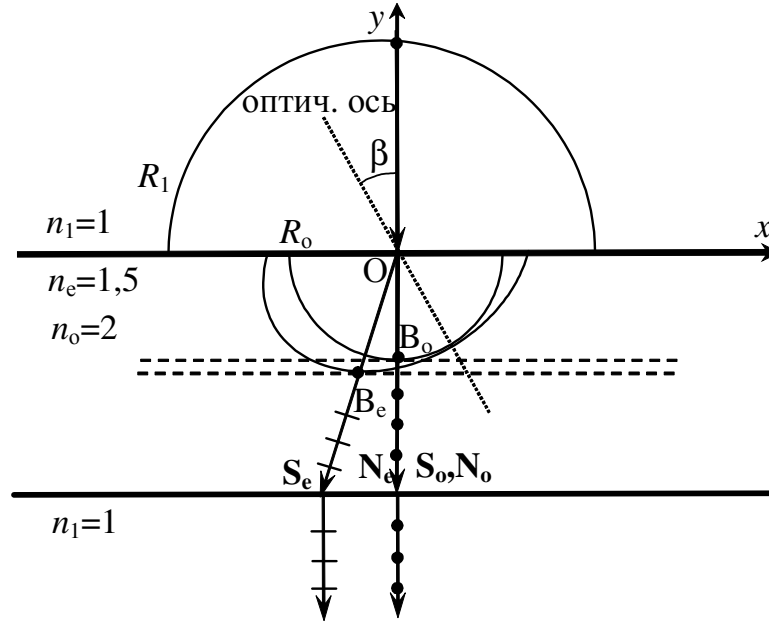


Рис. 8. Построение Гюйгенса на границе изотропной и анизотропной сред при нормальном падении, оптическая ось образует угол β с нормалью к границе раздела.

При нормальном падении все лучи упадут на границу раздела одновременно, без запаздывания, поэтому нахождение точки O' не имеет смысла. В соответствии с (3) нормали к фронтам обыкновенной N_o и необыкновенной N_e волн совпадут с нормалью к границе раздела (углы α_o и α_e равны нулю), волновые фронты обеих волн параллельны границе раздела. Точки касания волновых фронтов с лучевыми поверхностями зададут направление распространения лучей: точка B_o для обыкновенного луча и точка B_e для необыкновенного луча. Точками и черточками показаны направления поляризации. Оба луча по достижении второй границы раздела преломятся и выйдут нормально к границе параллельными друг другу.

Как видим, построение Гюйгенса (рис. 8) объясняет результаты эксперимента, приведенного на рис. 1. На выходе из кристалла мы видим два параллельных луча с ортогональными состояниями поляризации.

Итак, мы подробно разобрали ситуацию, когда на плоскую границу раздела двух сред падает направленный пучок света (угол падения фиксирован). Построение Гюйгенса позволяет найти характеристики преломленных пучков: направление, поляризацию (но не интенсивность!)

А теперь вспомним, что есть рис.2, на котором показано «раздвоение» текста при наблюдении глазом через анизотропный кристалл. Как же в этом случае выполнять построение Гюйгенса? И как объяснять раздвоение?

Сначала определимся с моделью. Прежде всего, пусть выбранный нами кристалл имеет те же самые характеристики, что и на рис. 8. Но!!!

Теперь нет падающего пучка. А есть точечный источник света на некотором расстоянии от границы раздела, излучающий сферическую волну (точка И на рис. 9). Наблюдение ведется глазом (точка Г на рис. 9), расположенным за кристаллом (плоскопараллельной пластиной). Для упрощения модели будем считать, что линия ИГ, соединяющая источник и глаз, перпендикулярна поверхностям пластины. И забудем, что глаз – это на самом деле линза с переменным фокусным расстоянием. Просто будем считать, что глаз видит то, что в него попало.

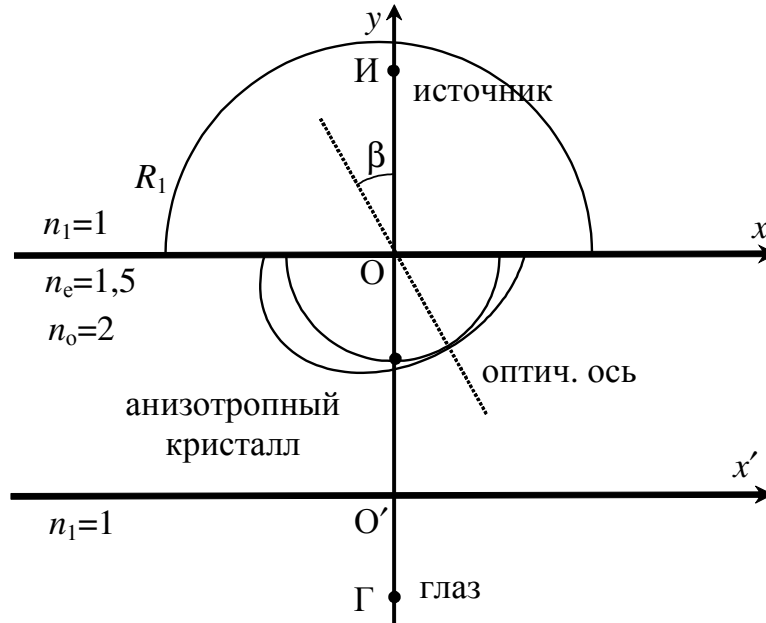


Рис. 9. Модель эксперимента к наблюдению «раздвоения» текста на рис. 2.

Итак, от источника на первую границу падают лучи в самых разных направлениях. Каждый из них вследствие анизотропии расщепляется на два, которые затем преломятся на второй границе. Наша задача: найти два маршрута, которыми свет от источника И дойдет до глаза Г.

Первый маршрут вполне очевиден вследствие выбора модели. Свет пройдет прямолинейно от источника до глаза, при этом часть маршрута в анизотропной среде есть обыкновенная волна. Осталось разобраться с необыкновенной волной.

Прежде всего, заметим, что вследствие того, что кристалл есть плоскопараллельная пластина, то луч от источника И, падающий на первую границу, и этот же луч, вышедший после преломления на второй границе, должны быть **параллельны** друг другу. Так как источник и глаз лежат на вертикали, то возможны две модели маршрута (рис. 10):

- либо $I - O_1 - O'_2 - \Gamma$, причем IO_1 параллельна $O'_2\Gamma$;
- либо $I - O_2 - O'_1 - \Gamma$, причем IO_2 параллельна $O'_1\Gamma$.

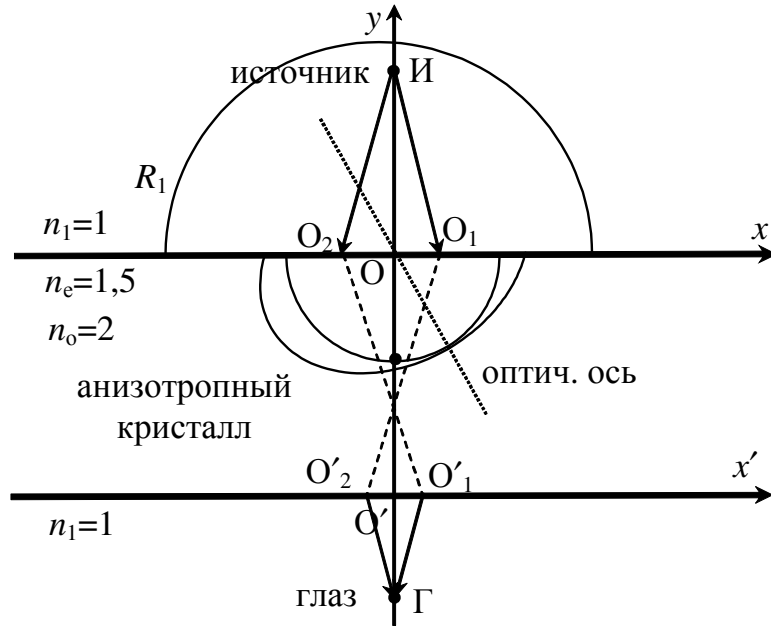


Рис. 10. Две модели движения света от источника И к глазу Г.

Видим, что в обеих моделях оба преломления на границах, вообще говоря, «не в ту сторону», т.е. с нарушением закона преломления. Но, как уже говорилось, этот закон справедлив для нормалей к фронту, а у нас нарисованы лучи! Им все можно!

Выберем правильную модель. На рис. 8 видно, что вертикально падающий луч отклоняется после преломления влево (луч S_e). Нетрудно представить (или даже построить – см. рис. 11) что будет при небольшой неперпендикулярности падающего луча.

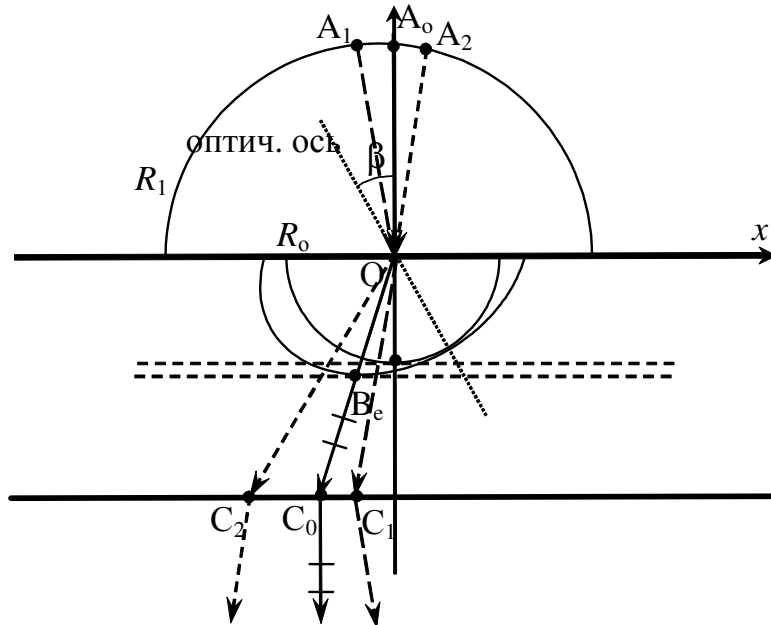


Рис. 11. Построение Гюйгенса на границе изотропной и анизотропной сред при нормальном и близком к нормальному падении, оптическая ось образует угол β с нормалью к границе раздела. Показан только необыкновенный луч.

Из рис. 8 мы знаем, что луч A_0O , упавший на первую границу нормально (рис. 11), после преломления чуть сместится влево и пойдет по OC_0 (речь только о необыкновенном луче!), и затем выйдет вновь нормально ко второй границе. Если мысленно источник сместить чуть вправо в т. A_2 , то после преломления он сместится еще левее, пойдет по пути OC_2 и выйдет параллельным A_2O . А если источник окажется чуть левее в т. A_1 , то луч внутри кристалла так и останется смещенным влево, но на меньший угол, и придет в т. C_1 . но выйдет вновь параллельным A_1O . А это и есть преломление «не в ту сторону»!

Сопоставляя рис. 10 и рис. 11, видим, что правильной является модель прохождения $I - O_1 - O'_2 - G$.

Точное построение Гюйгенса для нахождения истинного маршрута затруднительно, но это и не требуется, достаточно качественного понимания.

И что же будет видеть глаз? Лучи в него падают с двух направлений: непосредственно по вертикали от источника I и по направлению от точки O'_2 на второй границе. А это и означает, что наблюдаются два изображения, угол между которыми есть O'_2GO' . Причем каждое из них имеет свою поляризацию, но это можно заметить, если перед глазом поставить анализатор.

Проанализируем, что будет меняться с изменением расстояния до источника I . Если его удалить на бесконечность (или на расстояние, существенно превышающее толщину кристалла), то угол падения будет становиться все меньше и меньше. А он как раз и равен углу O'_2GO' . Т.е. раздвоение станет практически незаметным. Если источник максимально приблизить к границе (положить кристалл на текст), то угол падения может быть совершенно любым, и все будет определяться расстоянием от глаза до второй границы. А оно сравнимо с расстоянием наилучшего зрения (около 25 см), это небольшое расстояние. И при достаточной толщине кристалла раздвоение будет хорошо видно. Именно это и представлено на рис.2.

Понятно, что если мы будем вращать кристалл вокруг вертикальной оси, то одно из изображений тоже начнет синхронно вращаться, т.к. при этом вращается плоскость главного сечения. Опять же изменяется и поляризация изображений.

В заключении еще раз подчеркнем разницу в трактовке экспериментов, показанных на рис. 1 и рис. 2. На рис. 1 от источника идет один единственный луч нормально к границе раздела. В кристалле он расщепляется на два, и после кристалла мы наблюдаем два параллельных луча, которые дают два пятна на экране. На рис. 2 источниками света являются буквы, свет от которых идет по всем направлениям. Наблюдение ведется глазом, положение которого зафиксировано. И излучение от любого фрагмента буквы попадает в глаз двумя разными путями и, как следствие, с двух разных направлений. И глаз поэтому видит два изображения.

Вот так формируется и наблюдается двойное лучепреломление в анизотропных кристаллах.