

УДК 535.5

ИССЛЕДОВАНИЕ ДВОЙНОГО ЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЯ В САНТИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ РАДИОВОЛН

© Н.Я. Молотков, А.А. Егоров

Molotkov N.Y., Egorov A.A. Research on double refraction in a centimetre range of radio-waves. Double refraction in a centimetre range of radio-waves is experimentally investigated in the model of bi-refracting crystal executed as layer dielectric structure which is analogous to Iceland spar crystal. The article contains theoretical data on layer dielectric structures and looks at four basic cases of electromagnetic waves distribution under varied orientation of the main axis.

Экспериментально исследовать в оптическом диапазоне двойное лучепреломление в одноосном кристалле, например, исландского шпата при различной ориентации его главной оптической оси достаточно сложно, так как это требует специальной огранки и шлифовки кристаллического образца. Поэтому в условиях школьной лаборатории подобные исследования не проводятся [1–2]. С меньшими затратами экспериментальное исследование двойного лучепреломления при различных условиях распространения излучения в одноосном кристалле можно провести в сантиметровом диапазоне электромагнитных волн ($\lambda = 3,2$ см). В качестве модели одноосного кристалла для радиоволн целесообразно использовать слоистые диэлектрические структуры, которые представляют собой набор большого числа тонких параллельных листов любого диэлектрика, разделенных воздушными промежутками [3–4]. Обычно для изготовления слоистой диэлектрической структуры используются листы органического стекла толщиной $d_1 = 4$ мм, разделенных воздушными промежутками той же толщины $d_1 = d_2 = 4$ мм.

Анизотропия диэлектрических свойств слоистой структуры возникает из-за различия граничных условий для векторов \vec{E} и \vec{D} электрического поля при переходе поверхностей между листами диэлектрика и воздушными зазорами. Для слоистой диэлектрической структуры характерно «двойное лучепреломление формы», которое наблюдается в различных оптических слоистых объектах [5]. За главную ось Z слоистой структуры принимается направление, перпендикулярное к листам органического стекла, оси X и Y лежат в плоскости, параллельной листам органического стекла. Эквивалентная диэлектрическая проницаемость слоистой структуры в направлении главной оси Z равна:

$$\epsilon_Z = \frac{2\epsilon_1\epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2}, \quad (1)$$

где ϵ_1 – относительная диэлектрическая проницаемость органического стекла, ϵ_2 – проницаемость воздуха. При $\epsilon_1 = 2,56$ и $\epsilon_2 = 1$ имеем: $\epsilon_Z = 1,44$. Эк-

вивалентная диэлектрическая проницаемость слоистой структуры в направлении, перпендикулярном главной оси Z , равна:

$$\epsilon_X = \epsilon_Y = \frac{\epsilon_1 + \epsilon_2}{2}. \quad (2)$$

При $\epsilon_1 = 2,56$ и $\epsilon_2 = 1$ имеем: $\epsilon_X = \epsilon_Y = 1,78$. Эллипсоид эквивалентной проницаемости для слоистой структуры показан на рис. 1. Учитывая, что $\epsilon_X = \epsilon_Y > \epsilon_Z$, слоистая структура служит аналогом одноосного двоякопреломляющего кристалла исландского шпата.

Для обыкновенной волны, электрический вектор \vec{E} которой перпендикулярен главной оси Z слоистой структуры, эквивалентный показатель преломления равен:

$$n_o = \sqrt{\mu\epsilon_X}, \quad (3)$$

где $\mu = 1$ – относительная магнитная проницаемость.

При $\epsilon_X = 1,78$ получим $n_o = 1,33$.

Обыкновенная волна, распространяющаяся в любом направлении слоистой диэлектрической структуры, имеет одну и ту же скорость:

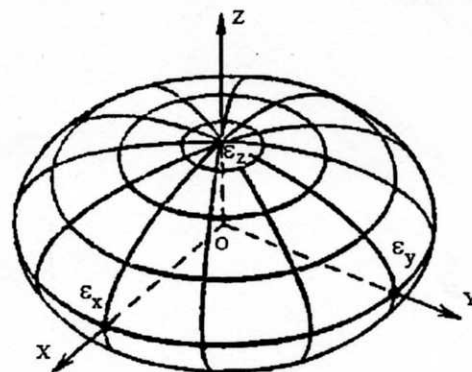


Рис. 1.

$$V_0 = \frac{c}{n_0}, \quad (4)$$

где c – скорость электромагнитных волн в вакууме. Следовательно, обыкновенная волна в слоистой структуре имеет волновую поверхность в виде сферы.

Для необыкновенной волны, электрический вектор \vec{E} которой параллелен главной оси Z структуры (при этом волна распространяется в направлении, перпендикулярном оси Z), эквивалентный показатель преломления равен:

$$n_e = \sqrt{\mu \epsilon_Z}. \quad (5)$$

При $\epsilon_Z = 1,44$ получим: $n_e = 1,20$. У необыкновенной волны, вектор \vec{E} которой перпендикулярен главной оси Z (при этом волна распространяется вдоль главной оси Z), эквивалентный показатель преломления равен $n_e = \sqrt{\mu \epsilon_Z} = 1,33$. Так необыкновенная волна становится обыкновенной. Если необыкновенная волна распространяется под произвольным углом к главной оси Z , то её эквивалентный показатель преломления заключен в пределах $n_e < n'_e < n_0$. Фазовая скорость необыкновенной волны может изменяться от

$$V_e = \frac{c}{n_e} \text{ до } V_e = V_0 = \frac{c}{n_0}.$$

Следовательно, волновая поверхность необыкновенной волны в слоистой диэлектрической структуре представляет собой эллипсоид вращения. На рис. 2 в трех проекциях показаны

волновые поверхности для обыкновенной и необыкновенной волн.

Волновые поверхности в слоистой диэлектрической структуре аналогичны волновым поверхностям для отрицательных двоякопреломляющих одноосных кристаллов, которым, например, является кристалл исландского шпата. Это позволяет широко использовать слоистые диэлектрические структуры для моделирования кристаллооптических явлений в сантиметровом диапазоне электромагнитных волн.

Рассмотрим основные случаи падения плоской электромагнитной волны на поверхность модели двоякопреломляющего кристалла, выполненного в виде слоистой диэлектрической структуры.

1. Главная ось кристалла параллельна преломляющей грани и перпендикулярна к плоскости падения волн. Модель двоякопреломляющего кристалла для сантиметровых электромагнитных волн выполнена в форме полудилиндра радиусом 15 см (рис. 3), что позволяет наблюдать двойное лучепреломление только на одной диаметальной преломляющей грани. Модель кристалла состоит из большого числа листов органического стекла толщиной $d_1 = 4$ мм, расположенных параллельно друг другу. Листы диэлектрика модели кристалла лежат в плоскости падения волн, которые в данном случае совпадают с плоскостью рис. 3. Листы органического стекла соединены между собой металлическими тонкими шпильками с прокладками так, что между ними имеются воздушные зазоры толщиной $d_2 = d_1 = 4$ мм. Главная «оптическая» ось модели (направление, перпендикулярное к листам органического стекла) расположена параллельно диаметальной преломляющей грани и перпендикулярно к плоскости падения волн.

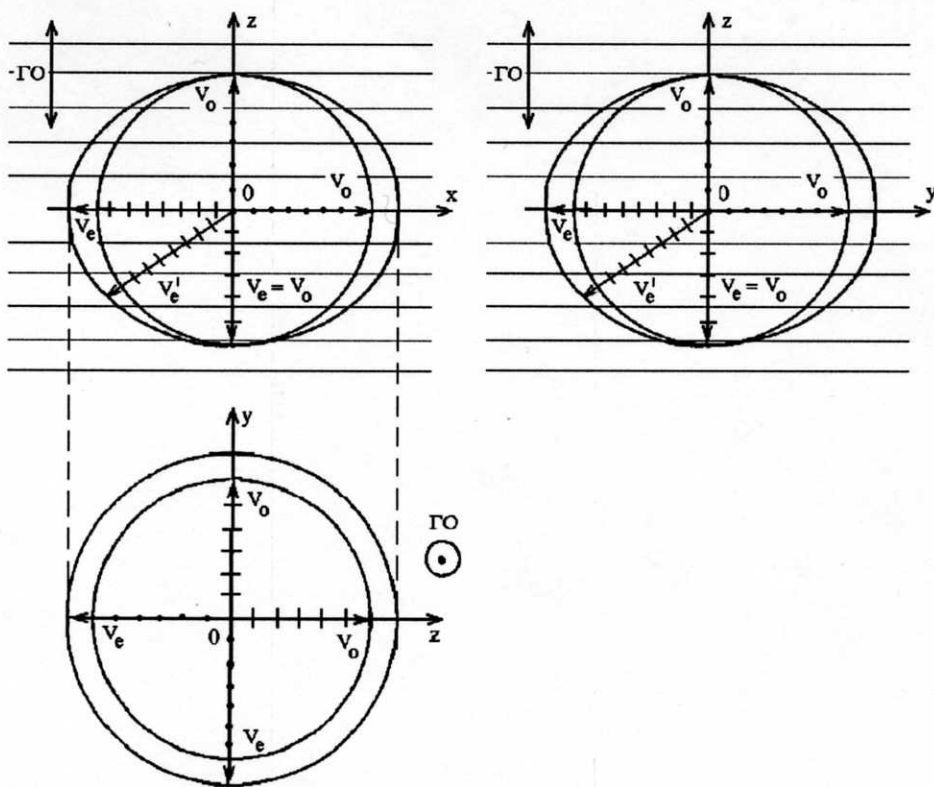


Рис. 2.

Рассмотрим наклонное падение плоской электромагнитной волны на преломляющую диаметральную грань модели кристалла. Допустим, что электрический вектор \vec{E} линейно поляризованной волны, падающей на «кристалл», составляет с плоскостью падения угол 45° . Пусть угол падения линейно поляризованной волны на преломляющую грань модели кристалла равен α , а полный фронт в начальный момент времени изображается линией АВ (рис. 4). За время τ , в течение которого правый край фронта В распространяется в первой среде (воздух) до точки С, в модели кристалла, согласно принципа Гюйгенса, возникнут около точки А две волны: обыкновенная и необыкновенная, волновые поверхности которых имеют в плоскости чертежа форму окружности различного радиуса, так как электрический вектор \vec{E}_o обыкновенной волны всегда перпендикулярен главной оси ГО кристалла, а электрический вектор \vec{E}_e необыкновенной волны оказывается параллельным к главной оси модели кристалла. Линии СМ и СN, проведенные из точки С и являющиеся касательными к окружностям, определяют положение волновых фронтов для преломленных обыкновенной и необыкновенной волны. Из треугольников АВС и АСМ имеем:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta_o} = \frac{BC}{AM} = \frac{C}{V_o} = n_o. \quad (6)$$

Откуда, например, при $\alpha = 45^\circ$ и $n_o = 1,33$ находим угол преломления для необыкновенной волны $\beta_o \cong \cong 32^\circ$. Из треугольников АВС и САН имеем:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta_e} = \frac{BC}{AN} = \frac{C}{V_e} = n_e. \quad (7)$$

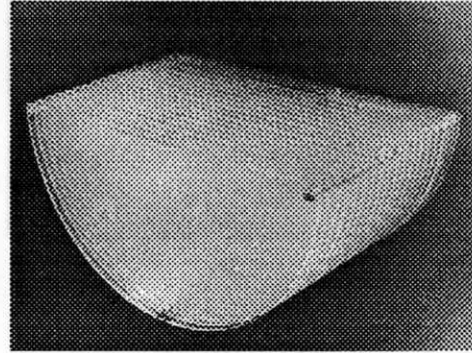


Рис. 3.

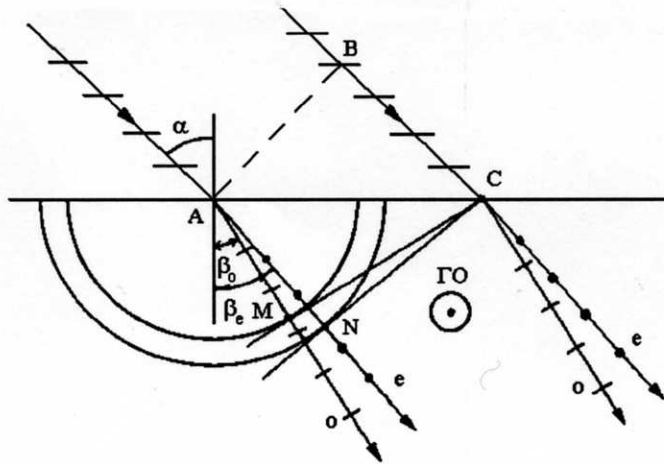


Рис. 4.

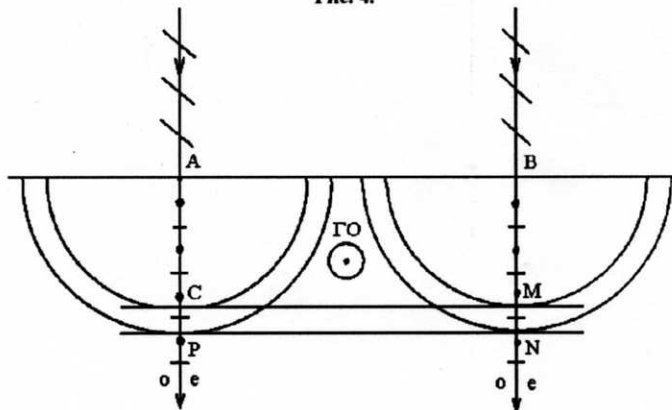


Рис. 5.

Угол преломления необыкновенной волны при $\alpha = 45^\circ$ и $n_e = 1,20$ равен $\beta_e \approx 36^\circ$. Полученные теоретическим путем выводы согласуются с опытными данными по наблюдению двойного лучепреломления в модели кристалла (рис. 3).

На рис. 5 показано построение на основе принципа Гюйгенса волновых поверхностей обыкновенной и необыкновенной волны при нормальном падении плоской волны на модель двоякопреломляющего кристалла (рис. 3). Электрический вектор \vec{E} линейно поляризованной волны, падающей на диаметральною грань модели кристалла, составляет с плоскостью падения угол $\alpha = 45^\circ$. Из построения волновых поверхностей следует, что обыкновенная и необыкновенная волны не испытывают отклонения от первоначального направления, хотя и распространяются в «кристалле» с различными фазовыми скоростями V_o и V_e . Это приводит к тому, что на выходе модели кристалла обыкновенная и необыкновенная волны будут иметь определенную разность фаз δ или оптическую разность хода Δ , зависящую от толщины двоякопреломляющего «кристалла». Вследствие этого линейно поляризованная волна, падающая нормально на поверхность «кристалла», может превратиться в волну с эллиптической или круговой поляризацией.

2. Главная ось кристалла перпендикулярна преломляющей грани и расположена в плоскости падения. Модель кристалла (рис. 6) выполнена в форме полуцилиндра радиусом 15 см, что позволяет экспериментально исследовать двойное лучепреломление только на одной диаметральной преломляющей грани. Листы органического стекла в модели кристалла расположены параллельно преломляющей грани так, что главная ось модели кристалла (направление перпендикулярное листам стекла) лежит в плоскости падения.

На рис. 7 показано построение на основе принципа Гюйгенса волновых фронтов для обыкновенной и необыкновенной волны в модели кристалла (рис. 6) при наклонном падении плоского фронта АВ линейно поляризованной волны, электрический вектор \vec{E} которой составляет с плоскостью падения угол 45° . За вре-

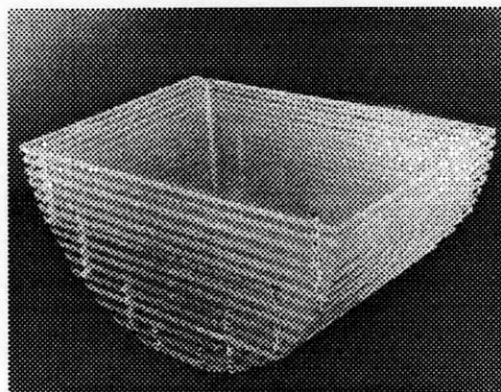


Рис. 6.

мя t , в течение которого правый край фронта В распространяется в воздухе до точки С, в модели кристалла возникают около точки А две волны: обыкновенная, волновая поверхность которой в плоскости падения изображается окружностью, и необыкновенная волна, волновая поверхность которой имеет форму эллипса, малая полуось которого параллельна оси ГО модели кристалла. Линии СМ и СN, являющиеся касательными к окружности и эллипсу, дают положение волновых фронтов для преломленных волн, соответственно, обыкновенной и необыкновенной. При этом угол падения β_o для обыкновенной волны может быть рассчитан по формуле (6), так как для неё показатель преломления n_o имеет постоянное значение. Для необыкновенной волны, электрический вектор \vec{E}_e которой составляет с главной осью ГО модели произвольный угол, показатель преломления n'_e имеет значение, заключенное в пределах от $n_e = 1,20$ до $n_o = 1,33$. Так как показатель преломления n'_e для необыкновенной волны оказывается меньше показателя преломления для обыкновенной волны n_o , то угол преломления β_e для необыкновенной волны будет больше угла преломления β_o для обыкновенной волны, что подтверждается опытами в сантиметровом диапазоне электромагнитных волн.

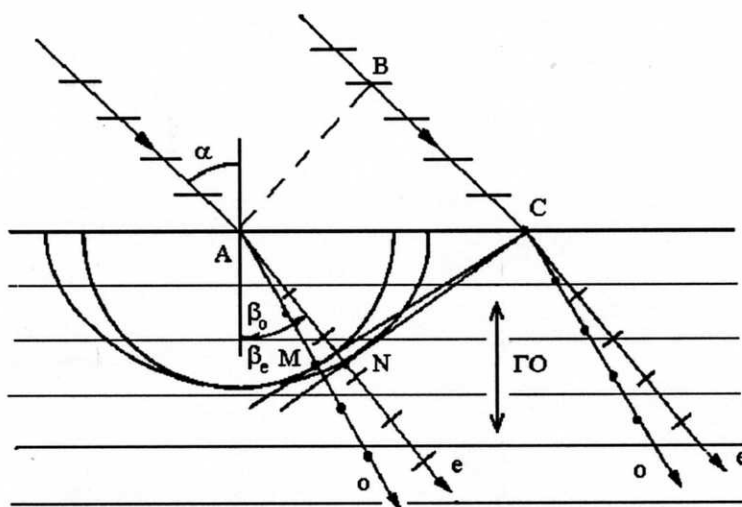


Рис. 7.

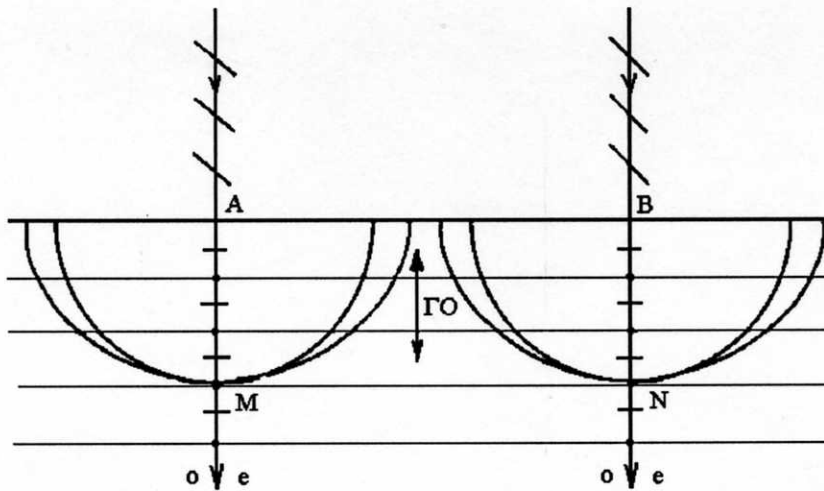


Рис. 8.

На рис. 8 показано построение волновых фронтов для обыкновенной и необыкновенной волн при нормальном падении плоской волны на модель дwoякопреломляющего кристалла (рис. 6). Электрический вектор \vec{E} линейно поляризованной волны, падающей на грань кристалла, составляет с плоскостью падения угол 45° . Из построения волновых поверхностей видно, что обыкновенная и необыкновенная волны распространяются с одинаковыми фазовыми скоростями, так как направление их распространения совпадает с главной осью модели кристалла.

3. Главная ось кристалла параллельна преломляющей грани и расположена в плоскости падения. Модель кристалла для исследования двойного лучепреломления в сантиметровом диапазоне электромагнитных волн при указанных условиях ориентации главной оси кристалла показана на рис. 9. На рис. 10 показано построение волновых фронтов для обыкновенной и необыкновенной волн в рассматриваемой модели кристалла при наклонном падении на неё линейно поляризованной волны, электрический вектор

\vec{E} которой составляет с плоскостью падения угол 45° . Из построения следует, что угол преломления β_o обыкновенной волны меньше угла преломления β_e необыкновенной волны, что подтверждается соответствующим экспериментом.

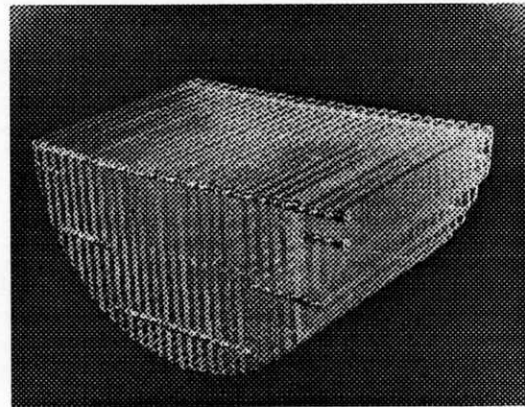


Рис. 9.

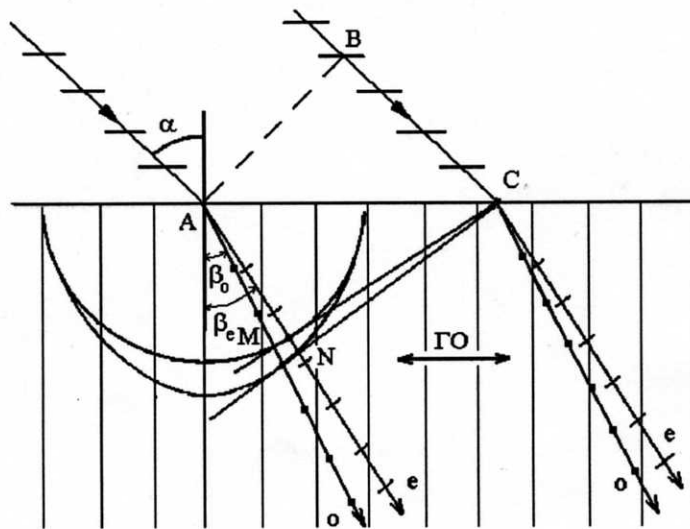


Рис. 10.

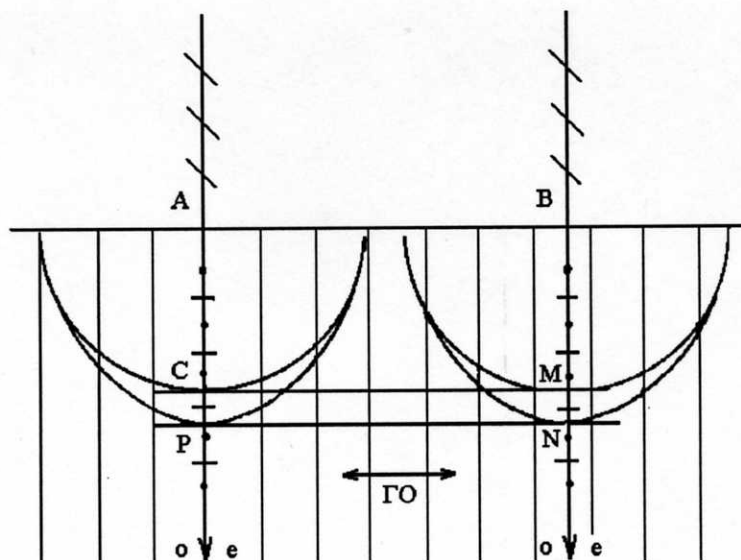


Рис. 11.

На рис. 11 показано построение волновых фронтов для обыкновенной и необыкновенной волны при нормальном падении линейно поляризованных волн на преломляющую грань модели кристалла (рис. 9). Из построения следует, что обыкновенная и необыкновенная волны распространяются в модели кристалла в прежнем направлении, но имеют различные фазовые скорости.

4. Главная ось кристалла лежит в плоскости падения под углом 45° к преломляющей грани. Модель кристалла для экспериментального исследования двойного лучепреломления в сантиметровом диапазоне электромагнитных волн при указанных условиях ориентации её главной оси показана на рис. 12. Листы органического стекла модели кристалла составляют с диаметральной гранью угол 45° . Следовательно, главная ось модели кристалла (направление, перпендикулярное листам стекла) лежит в плоскости падения волн и составляет с преломляющей гранью угол 45° .

На рис. 13 показано построение волновых фронтов для обыкновенной и необыкновенной волны в модели кристалла при наклонном падении плоского фронта АВ линейно поляризованной волны, электрический вектор \vec{E} которой составляет с плоскостью падения угол 45° . За время τ , в течение которого правый край фронта В распространяется в воздухе до точки С, в модели кристалла около точки А возникают две волны: обыкновенная, волновая поверхность которой в плоскости падения имеет форму окружности, и необыкновенная волна, волновая поверхность которой изображается эллипсом, малая полуось которого параллельна главной оси ГО модели кристалла. Линии СМ и СN, являющиеся касательными к волновым поверхностям, определяют положение преломленных волновых фронтов для обыкновенной и необыкновенной волны. Из построения видно, что угол преломления β_e необыкновенной волны оказывается несколько больше угла преломления β_o обыкновенной волны, что подтверждается соответствующим экспериментом.

На рис. 14 показано построение волновых фронтов для обыкновенной и необыкновенной волны при нормальном падении линейно поляризованной волны на преломляющую грань модели кристалла (рис. 12). Согласно принципу Гюйгенса, около точек А и В возникнут сферические волновые поверхности одинакового радиуса, в результате чего волновой фронт СМ обыкновенной волны в модели кристалла будет параллелен падающему фронту АВ, и обыкновенные волны пересекут грань модели кристалла, не преломляясь. Волновые поверхности вторичных необыкновенных волн, исходящих из точек А и В, будут иметь в плоскости рис. 14 вид эллипсов, малые полуоси которых параллельны главной оси ГО «кристалла». Волновой фронт NP необыкновенной волны, распространяющейся в модели кристалла, будет также параллелен падающему фронту АВ плоской волны, но точки N и P его касания с эллипсами сдвинуты относительно точек С и М. Это приводит к отклонению необыкновенных волн от первоначального направления распространения. Для того чтобы уверенно показать факт отклонения необыкновенных волн при нормальном падении сантиметровых электромагнитных волн на грань кристалла, модель

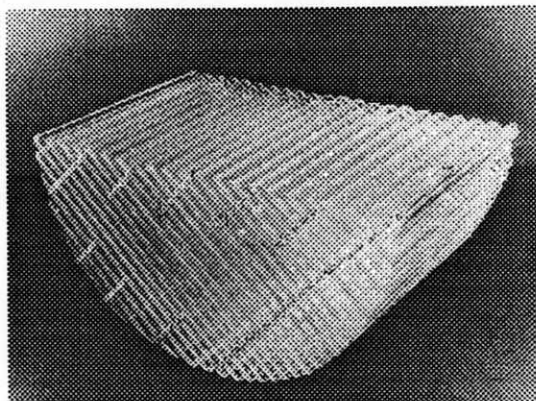


Рис. 12.

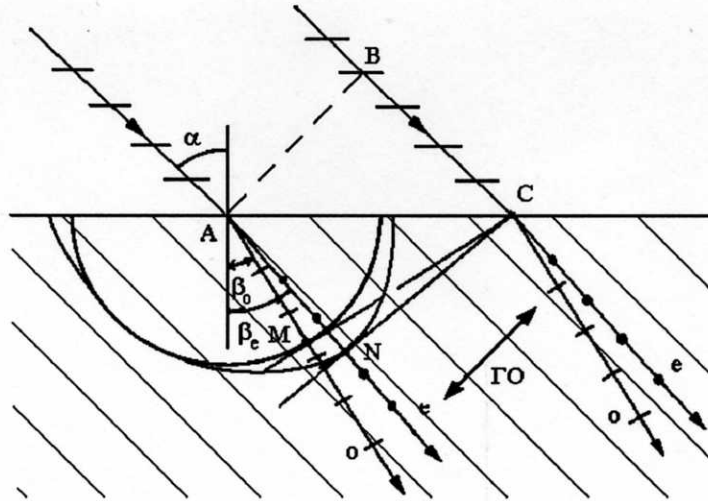


Рис. 13.

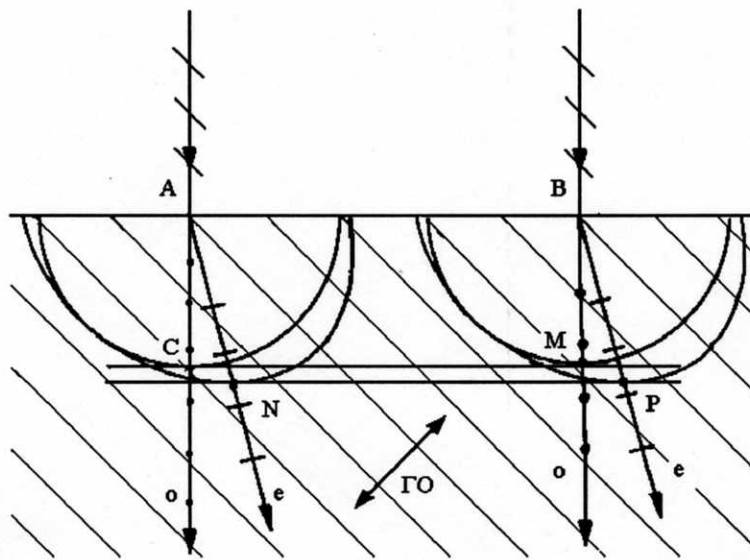


Рис. 14.

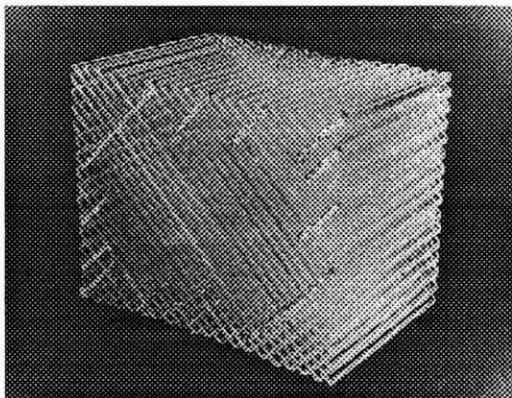


Рис. 15.

кристалла целесообразно изготовить в форме параллелепипеда достаточно больших размеров 20×20×30 см (рис. 15). При этом листы органического стекла долж-

ны составлять с гранью, на которую нормально падают волны, угол 45°.

ЛИТЕРАТУРА

1. Физический практикум // Под ред. В.И. Ивероновой. М.: ГИФМЛ, 1962. 956 с.
2. Лабораторный практикум по физике // Под ред. А.С. Ахматова. М.: Высш. шк., 1980. 360 с.
3. Молотков Н.Я., Постульгин А.В. Экспериментальное исследование анизотропии электрических и оптических свойств слоистой диэлектрической структуры в диапазоне сантиметровых радиоволн // Вестн. Тамбов. ун-та. Сер. Естеств. и техн. науки. Тамбов, 1997. Т. 2. Вып. 2. С. 163-168.
4. Молотков Н.Я., Дивак В.Е., Постульгин А.В. Лабораторная работа по исследованию свойств фазовых дwoякопеломляющих пластинок // Физическое образование в вузах. М.: Издательский дом МФО, 1998. Т. 4. № 2. С. 53-59.
5. Борн М., Вольф О. Основы оптики. М.: Наука, 1970. С. 772-774.

Поступила в редакцию 24 декабря 2002 г.