

УДК 537.87; 621.371

ИССЛЕДОВАНИЕ АНИЗОТРОПИИ ОТРАЖЕНИЯ САНТИМЕТРОВЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ОТ СЛОИСТОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ

© Н.Я. Молотков, А.В. Постульгин

Molotkov N.Y., Postulgin A.V. The article discusses a theory of reflection of the linear polarized waves from the layer dielectric structure which is considered to be a model of the uniaxial birefringent crystal. The theoretic idicatrix for reflection coefficient is found, that is the dependence of coefficient of reflection from the angle between the electric vector, falling on the face of a crystal and its principal optical axis. It is proved theoretically, that generally the line of the polarisation of the reflected wave makes a turn at some angle from the line of the wave polarisation falling on the face of the crystal. The device for experimental research of laws of centimetre electromagnetic waves reflection from anisotropic layer dielectric structure is described. The experimental results coincide with the theoretic ones.

Слоистая диэлектрическая структура, как искусственная анизотропная среда для сантиметровых электромагнитных волн ($\lambda = 3,2$ см), представляет собой систему большого числа плоских изотропных тонких листов любого диэлектрика, разделенных воздушными промежутками. Наиболее целесообразно слоистую диэлектрическую структуру для радиоволн можно изготовить из тонких листов органического стекла, расположенных параллельно друг другу так, что между листами имеются воздушные зазоры. При этом толщина листов органического стекла и величина воздушных зазоров между ними должны быть значительно меньше длины волны используемого электромагнитного излучения. Слоистая диэлектрическая структура в диапазоне сверхвысоких частот обладает достаточной анизотропией электрических и «оптических» свойств и для нее характерно так называемое «двойное лучепреломление формы» [1–2]. В работе дается теоретическое и экспериментальное исследование явления отражения сантиметровых радиоволн от анизотропной слоистой структуры, которая рассматривается как модель одноосного двоякопреломляющего кристалла. Проводится аналогия с оптическим диапазоном волн, где подобные явления обычно не рассматриваются [3–6].

ТЕОРИЯ

Анизотропия относительной диэлектрической проницаемости и показателя преломления слоистой структуры возникает из-за различных граничных условий для векторов напряженности $\vec{E}$ и электрического смещения $\vec{D}$ при переходе поверхностей раздела между листами диэлектрика и воздушными зазорами: $E_{\tau 1} = E_{\tau 2}$; $D_{n1} = D_{n2}$. За главную «оптическую» ось Z слоистой структуры принимается направление, перпендикулярное к листам органического стекла. Оси X и Y декартовой системы координат располагаются параллельно листам органического стекла. Теория [2] показывает, что главные значения эффективной относительной диэлектрической проницаемости слоистой структуры для радиоволн могут быть найдены по формулам:

$$\epsilon_x = \epsilon_y = \frac{\epsilon_1 + \epsilon_2}{2}; \quad (1)$$

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

где ϵ_1 и ϵ_2 , соответственно, относительные диэлектрические проницаемости органического стекла и воздушных зазоров. При этом предполагается, что толщина d_1 листов органического стекла равна величине воздушных зазоров d_2 между ними. ($d_1 = d_2$). Учитывая, что относительная магнитная проницаемость слоистой диэлектрической структуры равна единице ($\mu = 1$), на основании формул (1) и (2) можно вычислить главные значения показателя преломления:

$$n_o = n_x = n_y = \sqrt{\epsilon_x} = \sqrt{\frac{\epsilon_1 + \epsilon_2}{2}}; \quad (3)$$

$$n_{eo} = n_z = \sqrt{\epsilon_z} = \sqrt{\frac{2\epsilon_1\epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2}}. \quad (4)$$

Считая, что относительная диэлектрическая проницаемость органического стекла в диапазоне радиоволн равна $\epsilon_1 = 2,560$, а проницаемость воздуха $\epsilon_2 = 1,000$, получим: $n_o = 1,330$; $n_{eo} = 1,200$. На основании этих данных можно теоретически построить эллипсоид показателя преломления для слоистой диэлектрической структуры:

$$\frac{x^2}{n_x^2} + \frac{y^2}{n_y^2} + \frac{z^2}{n_z^2} = 1. \quad (5)$$

Для одной из главных плоскостей, содержащей главную ось Z , эллипс показателя преломления описывается уравнением:

$$\frac{x^2}{n_o^2} + \frac{y^2}{n_{eo}^2} = 1, \quad (6)$$

которое графически показано на рис. 1. Показатель преломления n_e анизотропной среды в произвольном направлении под углом γ к главной оси Z численно равен отрезку OA , то есть $OA = n_e$. Координаты точки A определяются соотношением:

$$x = n_e \cdot \sin \gamma; \quad z = n_e \cdot \cos \gamma. \quad (7)$$

Подставляя эти значения в формулу (6), найдем значения показателя преломления в слоистой структуре для произвольного направления, определяемого углом γ :

$$n_e = \frac{1}{\sqrt{\frac{\sin^2 \gamma}{n_o^2} + \frac{\cos^2 \gamma}{n_{eo}^2}}}. \quad (8)$$

В таблице 1 приведены показатели преломления слоистой диэлектрической структуры для различных направлений, вычисленные по формуле (8).

Рассмотрим отражение линейно поляризованной волны от грани анизотропной слоистой диэлектрической структуры. При этом главная ось структуры лежит в плоскости, отражающей грани, которая перпендикулярна к падающему излучению. Пусть электрический вектор $\vec{E}$ линейно поляризованной волны, падающей перпендикулярно на грань анизотропной среды, составляет произвольный угол γ с главной осью

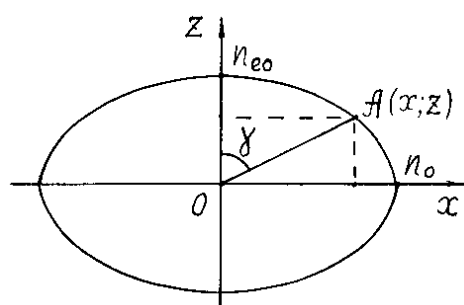


Рис. 1. Эллипсоид показателя преломления слоистой диэлектрической структуры в плоскости, содержащей главную ось Z

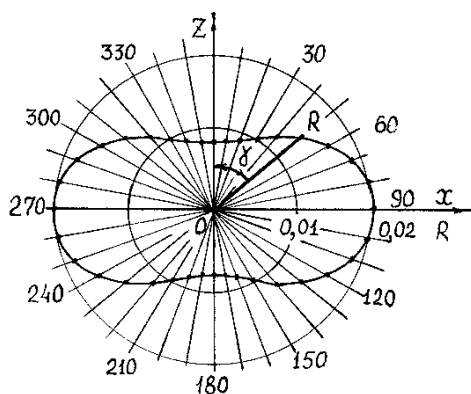


Рис. 2. Теоретическая индикатриса коэффициента отражения линейно поляризованной волны от слоистой структуры

γ	n_e	$R(\gamma)$	$J(\gamma)$ нА
0°	1,200	0,0083	125
10°	1,203	0,0085	130
20°	1,213	0,0093	145
30°	1,229	0,0105	157
40°	1,249	0,0122	162
50°	1,271	0,0143	165
60°	1,294	0,0164	167
70°	1,313	0,0183	172
80°	1,325	0,0196	174
90°	1,330	0,0200	175

слоистой структуры. Коэффициент отражения для линейно поляризованной волны может быть рассчитан по формуле Френеля:

$$R = \left(\frac{n_e - 1}{n_e + 1} \right)^2, \quad (9)$$

где n_e – показатель преломления анизотропной среды, определяемый по направлению углом γ к главной оси. В таблице 1 приведены теоретические значения коэффициента отражения R , рассчитанные по формуле (9), для линейно поляризованной волны, электрический вектор $\vec{E}$ которой составляет произвольный угол γ с главной осью анизотропной слоистой структуры. На рис. 2 приведена в полярных координатах теоретическая индикатриса коэффициента отражения для линейно поляризованной волны, падающей на грань анизотропной среды. Таким образом, теория показывает, что должна существовать анизотропия отражения электромагнитных волн от слоистой диэлектрической структуры, которая выполняет роль одноосного кристалла для сантиметровых электромагнитных волн. Коэффициент отражения от слоистой структуры имеет максимальное значение ($R_o = 0,0200$) для линейно поляризованной волны, электрический вектор $\vec{E}$ которой перпендикулярен к главной оси Z структуры, коэффициент отражения имеет минимальное значение ($R_e = 0,0083$) для волны, вектор $\vec{E}$ которой параллелен главной оси структуры.

Рассмотрим теоретический подход к возможности экспериментального исследования анизотропии отражения от одноосного двоякопреломляющего кристалла. Пусть отражающая грань одноосного кристалла содержит главные оси X и Z ; при этом главная оптическая ось кристалла лежит в отражающей грани и совпадает с осью OZ (рис. 3). Рассмотрим падение по нормали к рассматриваемой грани линейно поляризованной волны, электрический вектор $\vec{E}$ которой составляет произвольный угол α с главной оптической осью OZ анизотропного кристалла. Линия OP на рисунке 3 соответствует главной линии поляризатора. Линейно поляризованная волна $\vec{E}$ на поверхности кристалла распадается на две когерентные волны (обыкновенную $\vec{E}$ и необыкновенную $\vec{E}_e$) с ортогональными линиями поляризации ($\vec{E}_o \perp \vec{E}_e$). Амплитуды ортогональных

компонент, падающих на кристалл, определяются соотношением:

$$E_o = E \sin \alpha; \quad E_e = E \cos \alpha, \quad (10)$$

где E – амплитуда линейно поляризованной волны, падающей на грань кристалла. Вследствие анизотропии отражения, для каждой из ортогональных составляющих существует свой коэффициент отражения: R_o и R_e , которые могут быть вычислены по формулам Френеля:

$$R_o = \left(\frac{n_o - 1}{n_o + 1} \right)^2; \quad R_e = \left(\frac{n_{eo} - 1}{n_{eo} + 1} \right)^2, \quad (11)$$

где n_o и n_{eo} – главные значения показателей преломления анизотропного кристалла для направлений, определяемых осями координат, соответственно, X и Z . По определению коэффициентов отражения и при учете формул (10) могут быть найдены амплитуды отраженных волн для каждой из ортогональных составляющих:

$$\begin{aligned} E_{o1} &= \sqrt{R_o} E_o = \sqrt{R_o} E \sin \alpha; \\ E_{e1} &= \sqrt{R_e} E_e = \sqrt{R_e} E \cos \alpha. \end{aligned} \quad (12)$$

Для исследования анизотропии отражения линейно поляризованной волны от одноосного кристалла и определения характера поляризации отраженной волны установим на ее пути анализатор, главная линия OA которой составляет с главной оптической осью кристалла произвольный угол γ . Анализатор выделяет волны $\vec{E}_1$ и $\vec{E}_2$ с параллельными линиями поляризации ($\vec{E}_1 \parallel \vec{E}_2$). Амплитуды волн, проходящих через анализатор, могут быть определены из пространственной диаграммы рисунка 3:

$$E_1 = E_{o1} \sin \gamma; \quad E_2 = E_{e1} \cos \gamma. \quad (13)$$

При учете выражений (12) найдем:

$$E_1 = \sqrt{R_o} E \sin \alpha \cdot \sin \gamma; \quad E_2 = \sqrt{R_e} E \cos \alpha \cdot \cos \gamma. \quad (14)$$

Учитывая, что волны $\vec{E}_1$ и $\vec{E}_2$ когерентны, а разность фаз между ними равна нулю ($\delta = 0$), можно определить амплитуду результирующей волны, проходящей через анализатор:

$$\begin{aligned} E_p^2 &= (E_1 + E_2)^2 \\ E_p^2 &= E^2 \{ \sqrt{R_o} \sin \alpha \cdot \sin \gamma + \sqrt{R_e} \cos \alpha \cdot \cos \gamma \}^2. \end{aligned} \quad (15)$$

Считая, что интенсивность световой волны пропорциональна квадрату ее амплитуды, окончательно найдем:

$$J = J(\alpha, \gamma) = J_o \{ \sqrt{R_o} \sin \alpha \cdot \sin \gamma + \sqrt{R_e} \cos \alpha \cdot \cos \gamma \}^2. \quad (16)$$

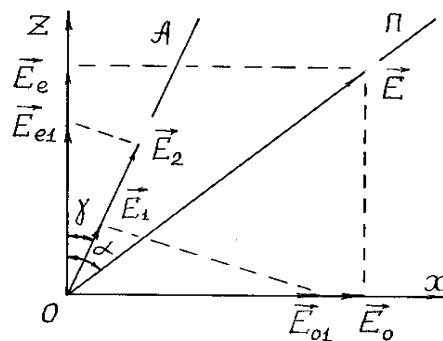


Рис. 3. Пространственная диаграмма в общем случае для падающей волны $\vec{E}$ на грань одноосного кристалла и отраженных волн $\vec{E}_1$ и $\vec{E}_2$, проходящих через анализатор

где $J^2 \sim E^2$ – интенсивность линейно поляризованной волны, падающей на анизотропный кристалл, $J \sim E_p^2$ – интенсивность отраженной волны, проходящей через анализатор.

Обсудим полученный теоретический результат.

1. Пусть свет падает на отраженную грань одноосного кристалла по направлению, близкому к нормали, а главные линии поляризатора $OП$ и анализатора OA , установленные на пути падающего и отраженного света, параллельны между собой, то есть углы α и γ одинаковы ($\alpha = \gamma$). Формула (16) принимает вид:

$$J = J(\gamma) = J_o \{ \sqrt{R_o} \sin^2 \gamma + \sqrt{R_e} \cos^2 \gamma \}^2. \quad (17)$$

Данная формула определяет оптическую индикатрису отраженной волны, то есть зависимость интенсивности $J = J(\gamma)$ отраженной волны от угла γ , который составляет вектор $\vec{E}$ линейно поляризованной волны, падающей на кристалл, с его главной оптической осью. На основании полученной формулы (17) можно найти теоретическую оптическую индикатрису для коэффициента отражения:

$$R = R(\gamma) = \frac{J(\gamma)}{J_o} \{ \sqrt{R_o} \sin^2 \gamma + \sqrt{R_e} \cos^2 \gamma \}^2. \quad (18)$$

Считая для слоистой диэлектрической структуры главные значения коэффициентов отражения равными: $R_o = 0,0200$ и $R_e = 0,0083$, по формуле (18) имеется возможность непосредственно рассчитать коэффициенты отражения R для любых направлений, определяемых углом γ . Расчеты показывают, что вычисленные коэффициенты отражения совпадают со значениями, которые приведены в таблице 1. Это говорит о том, что теоретическая индикатриса коэффициентов отражения, изображенная на рис. 2, описывается математически формулой (18).

2. Пусть электрический вектор $\vec{E}$ линейно поляризованной волны, падающей на грань одноосного кристалла, составляет с его главной оптической осью угол $\alpha = 45^\circ$. На основании общей формулы (16) найдем:

$$J = J(\gamma) = J_o \left\{ \sqrt{\frac{R_o}{2}} \sin \gamma + \sqrt{\frac{R_e}{2}} \cos \gamma \right\}^2. \quad (19)$$

Полученная формула определяет зависимость интенсивности отраженной волны, проходящей через анализатор, от его углового положения: $J = J(\gamma)$ при $\alpha = 45^\circ = \text{const}$. Данная математическая зависимость, выраженная графически в полярных координатах, определяет так называемую полярную диаграмму волны, которая отражается от кристалла. В таблице 2 для анизотропной слоистой структуры приведены значения интенсивности волны $J = J(\gamma)$, проходящей через анализатор, от его углового положения, вычисленные по формуле (19) при $J_o = 1$. По данным табл. 2 построена полярная диаграмма отраженной волны от слоистой диэлектрической структуры, которая изображена на рис. 4. Отраженная волна является линейно поляризованной, но ее линия поляризации вследствие анизотропии отражения повернута на угол β по отношению к линии поляризации волны $\vec{E}$, падающей на грань одноосного кристалла. Для определения угла β найдем максимум функции (19). Для этого возьмем производную от данной функции и приравняем ее нулю:

$$\frac{dJ}{d\gamma} = 2J_o \left[\sqrt{\frac{R_o}{2}} \sin \gamma + \sqrt{\frac{R_e}{2}} \cos \gamma \right] \cdot \left[\sqrt{\frac{R_o}{2}} \cos \gamma - \sqrt{\frac{R_e}{2}} \sin \gamma \right] = 0 \quad (20)$$

Во-первых, данное выражение выполняется при условии:

$$\sqrt{\frac{R_o}{2}} \cos \gamma_{m1} - \sqrt{\frac{R_e}{2}} \sin \gamma_{m1} = 0. \quad (21)$$

Откуда найдем:

$$\frac{\sin \gamma_{m1}}{\cos \gamma_{m1}} = \sqrt{\frac{R_o}{R_e}}, \quad (22)$$

или

$$\gamma_{m1} = \arctg \sqrt{\frac{R_o}{R_e}}. \quad (23)$$

Для слоистой диэлектрической структуры при $R_o = 0,0200$, $R_e = 0,0083$ найдем положение анализатора, при котором наблюдается максимальная интенсивность: $\gamma_{m1} = 57,2^\circ$.

Во-вторых, выражение (20) выполняется при условии:

$$\left[\sqrt{\frac{R_o}{2}} \sin \gamma_{m2} + \sqrt{\frac{R_e}{2}} \cos \gamma_{m2} \right] = 0 \quad (24)$$

Откуда найдем:

$$-\frac{\sin \gamma_{m2}}{\cos \gamma_{m2}} = + \sqrt{\frac{R_o}{R_e}},$$

γ	$J(\gamma)$	γ	$J(\gamma)$
0°	0,0041	100°	0,0075
10°	0,0064	110°	0,0052
20°	0,0089	120°	0,0030
30°	0,0112	130°	0,0012
40°	0,0128	140°	0,0002
50°	0,0137	150°	0,0000
60°	0,0140	160°	0,0007
70°	0,0133	170°	0,0021
80°	0,0120	180°	0,0041
90°	0,0100	190°	0,0064

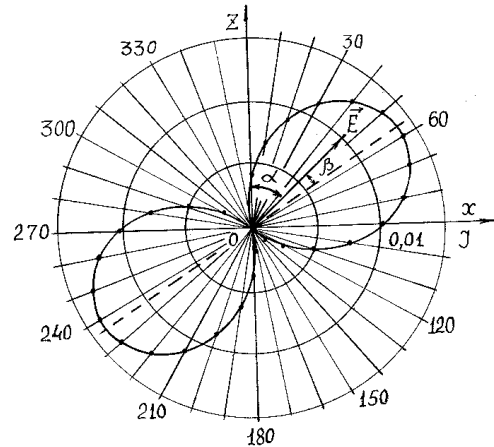


Рис. 4. Теоретическая полярная диаграмма отраженной волны от кристалла для случая, когда электрический вектор $\vec{E}$ волны, падающей на кристалл, составляет с его главной осью OZ угол $\alpha = 45^\circ$

или

$$-\text{tg}(\gamma_{m2}) = \text{tg}(180^\circ - \gamma_m) = \sqrt{\frac{R_e}{R_o}}.$$

Откуда получим:

$$\gamma_{m2} = 180^\circ - \arctg \sqrt{\frac{R_e}{R_o}}. \quad (25)$$

Для слоистой диэлектрической структуры при $R_e = 0,0083$ и $R_o = 0,0200$ найдем: $\gamma_{m2} = 180^\circ - 32,8^\circ = 147,2^\circ$. Можно показать, что, согласно формуле (19), интенсивность волны, проходящей через анализатор при данном его положении, равна нулю $J = J(\gamma) = 0$. Так как при повороте анализатора на угол 90° , то есть при переходе от угла $\gamma_{m1} = 57,2^\circ$ к углу $\gamma_{m2} = 147,2^\circ$, интенсивность проходящей через него волны изменяется от максимального до нулевого значения, то отраженная волна от слоистой диэлектрической структуры является линейно поляризованной. Учитывая, что электрический вектор $\vec{E}$ волны, падающей на грань кристалла, составляет с его главной осью угол $\alpha = 45^\circ$, то линия поляризации отраженной волны испытывает поворот на угол: $\beta = \gamma_{m1} - \alpha = 12,2^\circ$.

3. Пусть электрический вектор $\vec{E}$ линейно поляризованной волны, падающей на грань анизотропной

слоистой структуры, составляет с ее главной осью угол $\alpha = 30^\circ$. По формуле (16) найдем:

$$J = J_o \left\{ \frac{1}{2} \sqrt{R_o} \sin \gamma + \frac{\sqrt{3}}{2} \sqrt{R_e} \cos \gamma \right\}^2. \quad (26)$$

Исследуя эту функцию на максимум, найдем

$$\gamma_m = \arctg \sqrt{\frac{R_o}{3R_e}} = \arctg 0,8962 = 41,8^\circ.$$

Угол поворота линии поляризации отраженной волны по отношению к линии поляризации падающей волны на анизотропную слоистую структуру равен: $\beta = \gamma_m - \alpha = 41,8^\circ - 30^\circ = 11,8^\circ$.

4. Пусть электрический вектор $\vec{E}$ волны, падающей на грань слоистой структуры, составляет с ее главной осью угол $\alpha = 60^\circ$. На основании формулы (16) получим:

$$J = J_o \left\{ \frac{\sqrt{3}}{2} \sqrt{R_o} \sin \gamma + \frac{1}{2} \sqrt{R_e} \cos \gamma \right\}^2. \quad (27)$$

Исследуя эту функцию на максимум, найдем:

$$\gamma_m = \arctg \sqrt{\frac{3R_o}{R_e}} = \arctg 2,688 = 69,5^\circ.$$

Угол поворота линии поляризации отраженной волны равен:

$$\beta = \gamma_m - \alpha = 9,5^\circ.$$

Приведенные расчеты показывают, что наибольший поворот линии поляризации отраженной волны испытывает в случае, когда линия поляризации волны, падающей на модель кристалла, составляет с его главной осью угол $\alpha = 45^\circ$. Легко показать, что при $\alpha = 0^\circ$ или $\alpha = 90^\circ$ поворот линии поляризации отраженной волны не происходит.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

В эксперименте невозможно обеспечить такие условия, чтобы при нормальном падении излучения на грань анизотропной слоистой диэлектрической структуры отражение наблюдалось лишь только от одной границы раздела. В связи с этим слоистая диэлектрическая структура, как модель одноосного кристалла, изготовлена в форме прямоугольной призмы с преломляющим углом при вершине, равным $\alpha = 65^\circ$ (рис. 5). Призма состоит из параллельных листов органического стекла толщиной $d = 4$ мм, которые по углам скрепляются тонкими металлическими шпильками. Чтобы обеспечить между листами воздушные зазоры величины $d_2 = d_1 = 4$ мм, на шпильки между листами оргстекла надевают цилиндрические прокладки соответствующей толщины. Анизотропной поверхностью, от которой наблюдается отражение при нормальном па-

дении на нее сантиметровых электромагнитных волн, является квадратная катетная грань призмы размером 210×210 мм. За главную «оптическую» ось анизотропной призмы выбирается направление, перпендикулярное листам оргстекла. Излучение, которое распространяется в призме, испытывает полное внутреннее отражение от диагональной грани призмы и не влияет на величину интенсивности сигнала, отраженного от катетной грани. На рис. 6 показан ход обыкновенных и необыкновенных лучей в призме при нормальном падении излучения на грань призмы. Угол при вершине призмы выбран равным $\alpha = 65^\circ$, и излучение испытывает от нее полное внутреннее отражение. Под таким же углом α лучи падают на вторую грань, так как угол падения α больше предельных углов α_o и α_e полного отражения для обыкновенной и необыкновенной волн.

Действительно, предельный угол полного отражения для обыкновенной волны, согласно формуле

$$\sin \alpha_o = \frac{1}{n_o}, \text{ при } n_o = 1,33, \text{ равен } \alpha_o = 48,5^\circ. \text{ Для не-}$$

$$\text{обыкновенной волны, согласно формуле } \sin \alpha_e = \frac{1}{n_e},$$

при $n_e = 1,20$, предельный угол полного отражения равен $\alpha_e = 56,5^\circ$. Следовательно, выполняются неравенства: $\alpha > \alpha_o$; $\alpha > \alpha_e$.

Общая схема установки для экспериментального исследования анизотропии отражения от слоистой диэлектрической структуры показана на рис. 7. Источником сантиметровых электромагнитных волн ($\lambda = 3,2$ см) служит клистронный генератор (К-19), нагруженный прямоугольным волноводом с рупорной антенной 1. Сверхвысокочастотное излучение модулируется низкочастотным сигналом мультивибратора. Излучение генератора линейно поляризовано, причем электрический вектор $\vec{E}$ расположен перпендикулярно к широкой стенке волновода. Излучение, отраженное от катетной грани анизотропной призмы 3, регистрируется приемной рупорной антенной 2, соединенной при помощи волновода с детекторной секцией.

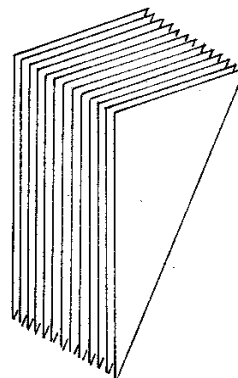


Рис. 5. Анизотропная слоистая диэлектрическая структура, выполненная в виде прямоугольной призмы из тонких листов органического стекла и предназначенная для исследования закономерностей отражения

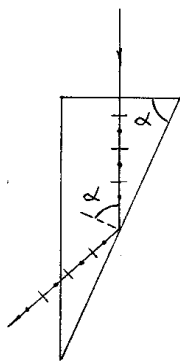


Рис. 6. Ход обыкновенного и необыкновенного лучей в анизотропной призме, как модели одноосного кристалла

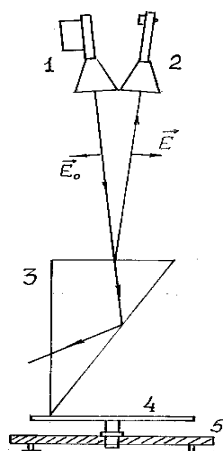


Рис. 7. Общая схема установки для экспериментального исследования анизотропии отражения сантиметровых электромагнитных волн

Для измерения интенсивности отраженного сигнала детектор соединяется с микроамперметром Ф-195. Приемная антенна обладает избирательными свойствами по отношению к поляризации принимаемой волны: она принимает волну с максимальной интенсивностью, если ее электрический вектор $\vec{E}$ перпендикулярен к широкой стенке волновода приемной антенны. Следовательно, источник и приемник радиоволн следует рассматривать как поляризатор и анализатор соответствующего оптического прибора, а линии, перпендикулярные к широким стенкам волноводов источника и приемника радиоволн, следует рассматривать как соответствующие главные линии «поляризатора» и «анализатора» [7]. Источник и приемник радиоволн закреплены в подшипниках так, что они могут вращаться вокруг своих продольных осей. При этом углы поворота отсчитываются по соответствующим шкалам с точностью до 1° .

Для того чтобы угол падения излучения на грань анизотропной призмы был близок к 0° , источник и приемник радиоволн располагаются от призмы на расстоянии не менее одного метра. Анизотропная призма 3 устанавливается на вращающуюся платформу 4, что позволяет осуществлять поворот ее на 360° вокруг вертикальной оси. Благодаря вращению призмы имеется возможность облучать ее линейно поляризованной

волной, электрический вектор $\vec{E}$ которой составляет произвольный угол γ с главной осью Z слоистой структуры, и измерять интенсивность соответствующего отраженного сигнала.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Устанавливают линии поляризации источника и приемника радиоволн так, чтобы они были параллельны между собой. Для проведения эксперимента необходимо с помощью соответствующих винтов установить вращающуюся платформу горизонтально. Необходимо добиться такого состояния, чтобы отражающая грань призмы при ее вращении всегда оставалась перпендикулярной к нормали, расположенной в плоскости падения лучей на призму. Отражающая грань призмы считается установленной правильно, если при повороте ее на 180° из любого первоначального положения величина интенсивности отраженного сигнала в пределах ошибки измерения равна первоначальному значению.

Для снятия индикатрисы отражения предварительно источник и приемник радиоволн устанавливают так, чтобы их главные линии, как поляризатора и анализатора, были параллельны между собой. Вращая призму вокруг вертикальной оси, изменяют интенсивность отраженного сигнала через каждые 10° . При этом угол поворота γ отсчитывается от положения, при котором вектор $\vec{E}$ волны, падающей на призму, составляет с ее главной осью угол $\gamma = 0$. Данные измерения интенсивности отраженного сигнала приведены в таблице 1. На рис. 8 приведена в полярных координатах индикатриса отражения от модели одноосного кристалла, которая согласуется с теорией: в эксперименте анизотропия отражения линейно поляризованной волны выражена несколько меньше, что обусловлено рядом факторов: угол падения волн на призму отличен от 0° , отражающая грань призмы имеет конечные размеры, что не исключает появление дифракционных эффектов.

Для исследования характера отраженной волны устанавливают платформу с призмой неподвижно. Облучают грань призмы так, чтобы электрический вектор $\vec{E}$ волны, падающей на призму, составил с ее главной осью угол $\alpha = 45^\circ$. Вращая приемную рупорную антенну

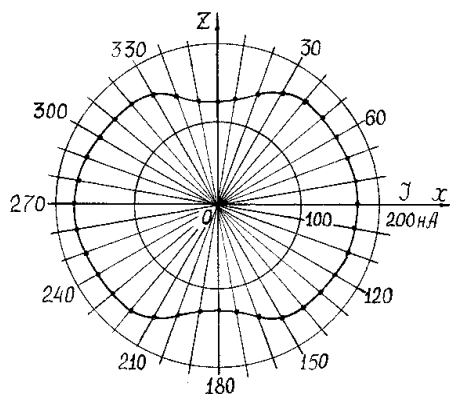


Рис. 8. Экспериментальная индикатриса отражения линейно поляризованной волны от анизотропной слоистой диэлектрической структуры

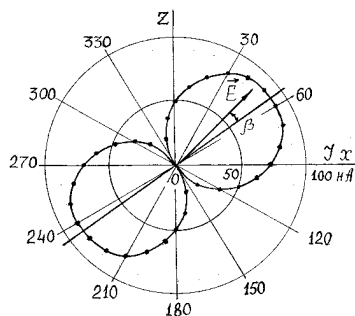


Рис. 9. Экспериментальная полярная диаграмма отраженной волны от слоистой диэлектрической структуры для случая, когда электрический вектор $\vec{E}$ волны, падающей на модель кристалла, составляет с ее главной осью OZ угол $\alpha = 45^\circ$

как анализатор вокруг своей продольной оси, измеряют интенсивность принимаемого сигнала через каждые 10° . При этом угол γ поворота приемной антенны отсчитывается от положения, при котором главная линия анализатора совпадает с главной осью кристалла ($\gamma = 0$).

На рис. 9 приведена экспериментальная полярная диаграмма волны, отраженной от грани анизотропной слоистой диэлектрической структуры, которая описывается формулой (19). Эксперимент подтверждает, что отраженная волна является линейно поляризованной, при этом ее линия поляризации в соответствии с теорией испытывает поворот на угол $\beta = 10^\circ$ по отношению к линии поляризации волны, падающей на грань анизотропной слоистой диэлектрической структуры.

ВЫВОДЫ

1. Для слоистой диэлектрической структуры, выполненной из тонких листов органического стекла, разделенных воздушными промежутками, теоретически рассчитан эллипсоид показателя преломления, что позволило рассматривать слоистую структуру как одноосный кристалл для сантиметровых волн. Вычислены значения показателя преломления для различных направлений, определяемых углом γ по отношению к оптической оси слоистой структуры.

2. По формулам Френеля рассчитаны значения коэффициента отражения для линейно поляризованной волны, электрический вектор $\vec{E}$ которой составляет произвольные углы γ с главной осью слоистой диэлектрической структуры. В полярной системе координат построена теоретическая индикатриса для коэффициента отражения поляризованной волны, падающей перпендикулярно к отражающей грани модели одноосного кристалла. Показано, если линия поляризации волны, падающей на грань, составляет с главной осью

модели кристалла угол $\gamma = 0^\circ$, то коэффициент отражения имеет минимальное значение $R_e = 0,0083$, при $\gamma = 90^\circ$ коэффициент отражения имеет максимальное значение $R_o = 0,0200$.

3. Найдена теоретическая зависимость интенсивности $J = J(\gamma; \alpha)$ отраженной волны, проходящей через анализатор при любом его угловом положении γ , от угла α , который составляет линия поляризации волны, падающей на анизотропный кристалл, с его главной оптической осью. Найденная зависимость (формула 16), с одной стороны, определяет теоретическую индикатрису отраженного сигнала $J = J(\gamma)$ или теоретическую индикатрису для коэффициента отражения (формулы 17–18). С другой стороны, полученная формула 16 определяет теоретическую полярную диаграмму отраженной волны (19). Теоретически показано, что отраженная волна линейно поляризованная, но ее линия поляризации повернута на некоторый угол β по отношению к линии поляризации волны, падающей на анизотропную слоистую диэлектрическую структуру. Произведен расчет угла β для различных случаев. Найдено его максимальное значение ($\beta = 12,2^\circ$).

4. Разработана универсальная экспериментальная установка для исследования основных закономерностей отражения сантиметровых электромагнитных волн ($\lambda = 3,2$ см) от слоистой диэлектрической структуры как модели одноосного кристалла.

5. Получена экспериментальная индикатриса отражения линейно поляризованной волны от анизотропной слоистой диэлектрической структуры, которая согласуется с теоретическими данными. Получена экспериментальная полярная диаграмма отраженной волны. Эксперимент показал, что отраженная волна является линейно поляризованной, но ее линия поляризации может поворачиваться максимально на угол $\beta = 12^\circ$ по отношению к линии поляризации волны, падающей на слоистую диэлектрическую структуру, что соответствует теоретическим выводам.

ЛИТЕРАТУРА

1. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1970. С. 772–774.
2. Молотков Н.Я., Постульгин А.В. Экспериментальное исследование анизотропии электрических и оптических свойств слоистой диэлектрической структуры в диапазоне сантиметровых радиоволн // Вестн. ТГУ. Сер. Естеств. и технич. науки. Тамбов, 1997. Т. 2. Вып. 2. С. 163–168.
3. Лансберг Г.С. Оптика. М.: Наука, 1976. 926 с.
4. Матвеев А.Н. Оптика. М.: Высш. шк., 1985. 351 с.
5. Сивухин Д.В. Общий курс физики: Оптика. М.: Наука, 1980. 751 с.
6. Калитеевский Н.И. Волновая оптика. М.: Наука, 1971. 376 с.
7. Молотков Н.Я. Радиоволны в демонстрационном эксперименте по оптике. Киев: Вища школа, 1981. 104 с.

Поступила в редакцию 4 апреля 2000 г.