

INSTITUTUL POLITEHNIC "TRAIAN VUIA" TIMIȘOARA
FACULTATEA DE ELECTROTEHNICĂ

Ing. SEVER CRIȘAN

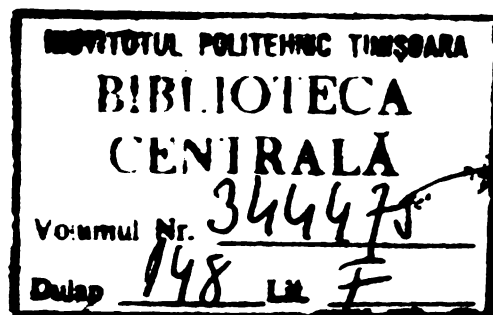
CONTRIBUȚII LA STUDIUL FENOMENELOR ELECTROOPTICE
ÎN CRISTALUL KDP ȘI UNELE APLICAȚII LA REALIZAREA
MODULATORILOR DE LUMINĂ

TEZA DE DOCTORAT

Conducător științific
Prof.dr.ing. MARIUS BORNEAS

BIBLIOTECA CENTRALĂ
UNIVERSITATEA "POLITEHNICĂ"
TIMIȘOARA

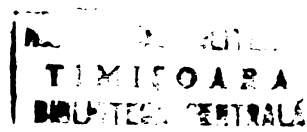
- 1977 -



CUPRINS

	pag.
INTRODUCERE	4
CAP. 1. FENOMENE ELECTROOPTICE ÎN CRISTALE PIEZOELECTRICE	7
1.1 Teoria fenomenologică	7
1.2 Teoria termodinamică a efectului electrooptic	14
1.3 Modelul oscilatorului anarmonic	22
1.4 Dispersia indicelui de refracție	25
1.5 Dispersia coeficientului electrooptic	34
1.6 Un nou model fizic al efectului electro- optic propus de autor	37
CAP. 2. UTILIZAREA EFECTULUI ELECTROOPTIC PENTRU MODULAREA RADIĂȚII LUMINOASE	43
2.1 Modulatoare electrooptice	43
2.2 Ecuațiile matriceale ale modulatoarelor cu cristale electrooptice	48
2.2.1 Modulatorul cu un cristal	48
2.2.2 Modulatorul cu două cristale inseriate optic	54
2.2.3 Modulatorul cu două cristale între trei polarizori	66
2.3 Comandarea cristalului ferroelectric la rezonanță piezoelectrică	70
2.3.1 Efectul electrooptic secundar	70
2.3.2 Coeficientul electrooptic al cristalului ferroelectric la rezonanță piezoelectrică	73
2.4 Un nou tip de modulator electrooptic co- mandat la rezonanță piezoelectrică reali- zat de autor	74
2.4.1 Modulator cu un cristal	76
2.4.2 Modulator cu două cristale comandate la rezonanță inseriate optic	102

	pag.
CAP. 3. ELEMENTE LOGICE REALIZATE PE RELECTE ELECTROOPTICE	107
3.1 Tipuri cunoscute de elemente logice electrooptice	107
3.2 Noi tipuri de elemente logice realizate pe baza modulatorilor cu cristale fero-electrice comandate la rezonanță piezo-electrică propuse de autor	119
CAP. 4. CERCETARI EXPERIMENTALE	126
4.1 Instalația de creștere a cristalelor KDP	126
4.1.1 Vasul	126
4.1.2 Instalația de termostatare și reglare	127
4.1.3 Contribuții ale autorului la tehnologia creșterii monocristalelor de KDP	129
4.2 Prelucrarea cristalelor KDP	133
4.2.1 Instalația de tăiere a cristalelor	133
4.2.2 Slefuirea	135
4.2.3 Polisarea	137
4.2.4 Depunerea electrozilor	138
4.3 Instalația electrooptică	139
4.3.1 Bancul optic	139
4.3.2 Montarea și comandarea cristalului.	144
CAP. 5. CONCLUZII	147
BIBLIOGRAFIE	151



INTRODUCERE

Prin efecte electrooptice și magnetooptice se înțelege în general modificarea parametrilor optici ai unor medii în prezența câmpurilor electrice, respectiv magnetice.

Cele mai importante efecte electrooptice sînt efectele Pockels și Kerr. Efectul Pockels, descoperit în 1894, numit și efect electrooptic liniar, constă în apariția unor modificări ale indicilor de refracție ale unor cristale la aplicarea unui câmp electric pe cristal, variațiile fiind liniare cu câmpul aplicat. Fenomenul poate avea loc numai la cristale anizotrope ferroelectrice. Acest efect s-a obținut pentru frecvențe ale câmpului electric cuprinse de la zero pînă la sute de GHz. Unul din cristalole cele mai utilizate pentru obținerea efectului Pockels este cristalul KDP (KH_2PO_4), cristal ferroelectric uniax din clasa de simetrie tetragonal scalenohedral $42m$, [1], [2], [3], [21], [22], [28], [57], [58].

Efectul Kerr, descoperit în 1875, numit și efect electrooptic patrat, constă în apariția unor modificări ale indicelui de refracție al mediilor transparente la aplicarea unui câmp electric din exterior, modificările fiind proporționale cu patratul câmpului electric aplicat. Acest efect apare în medii care posedă centrul de simetrie la care efectul Pockels nu are loc. Se utilizează unele gaze, lichide (nitrobenzen) și unele cristale din sistemul cubic. În ultimul timp utilizarea lui este mai restrînsă în favoarea utilizării efectului Pockels.

Efectele magnetooptice constau în modificarea caracteristicilor optice ale materialelor sub acțiunea câmpului magnetic. Cel mai important efect magnetooptic este efectul Faraday la care se produce rotirea planului de polarizare a luminii ce traversează medii transparente plasate în câmp magnetic, efectul fiind liniar, [6], [7].

Principala aplicație a efectelor electrooptice o constituie modulatele și deflectoarele (modulatele spațiale) electrooptice de lumină. Aceste probleme au primit în ultimul timp o dezvoltare deosebită datorită perspectivelor de aplicare a acestora

în primul rând, în sistemele optice de telecomunicații, [6], [7], [60], [61], [62], [63]. Avantajul principal al acestor modulatori constă în banda de frecvență extrem de largă ce se poate obține.

Cristalele electrooptice și-au găsit aplicații și în domeniul măsurătorilor electrice. Astfel s-au propus metode de măsurare a tensiunilor înalte fie pe cale analogă fie pe cale numerică. În 1953, Tawil propune o metodă de măsurare a tensiunii pe baza efectului Kerr [64], dezvoltată apoi în 1964, [65]. În 1963 se prezintă un voltmetru pentru măsurarea impulsurilor de înaltă tensiune bazat tot pe efectul Kerr [66], care apoi dezvoltat i se ridică precizia la 0,1%. Primul voltmetru analogic care folosește efectul Pockels la un cristal ADP ($\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$) a fost construit în 1956 de [67], iar în 1966, E. Pop propune primul voltmetru numeric de înaltă tensiune, atât pentru tensiuni continue cât și pentru tensiuni alternative [4], [68], [69], [70].

Modulatorii de lumină electrooptice pot fi utilizați și ca elemente logice ca părți componente ale calculatoarelor numerice. Efectele electrooptice au intrat în atenția constructorilor de calculatoare din necesitatea de a mări viteza de lucru care poate să fie cu câteva ordine de mărime mai ridicată decât la calculatoarele electronice actuale [38]. Prima comunicare despre posibilitatea utilizării elementelor optice în sistemul de prelucrare a informației a apărut în 1961 în Aviation Week and Space Technology având ca titlu "Ultrahigh speed computer investigated". De atunci au apărut o serie de comunicări, articole și înosebi brevete de invenții (în special în SUA) care abordează această problemă, [37], [41], [42], [43], [44], [52].

Deflectorii electrooptice au perspective de aplicare în sistemele de radar optic, la dispozitivele de baleaj pentru scriere, citire sau ștergere în memoriile optice, la sistemele de înregistrare pe film a semnalelor de televiziune sau radar, la televiziunea proiectivă în culori și relief, în oscilografiera de mare viteză, la dispozitivele indicatoare și afișaj, etc. [6], [7], [37], [40], [49], [50], [51], [71].

O altă aplicare a modulatorilor de lumină și are loc la telonetele optice pentru măsurarea cu precizie a distanțelor [72]. De asemenea cristalele ferroelectrice se mai pot utiliza la generarea armonicii a doua optice, a sumei și diferenței de frecvențe optice, la redresarea optică, ca filtru monocromatic, la producerea impulsurilor ultrascurte de lumină, etc. [55].

Aceste probleme a efectelor electrooptice și magneto-optice care pot fi considerate că se încadrează în domeniul mai larg al optoelectronicii, sînt probleme foarte moderne, întrezărinându-se largi posibilități de aplicație eficientă a lor. Astfel se explică interesul cu care este abordat acest domeniu, în ultimul timp, în SUA, URSS, Japonia și alte țări.

La Institutul politehnic din Timișoara, din 1964, prof. dr.ing.E.Pop inițiază cercetări teoretice și experimentale ale efectelor electrooptice și magnetooptice și ale aplicațiilor acestora. Rezultatele acestei munci s-a concretizat prin lucrările [4], [63], [69], [70], [27], [34], [52] și prin abordarea a cîtorva teme de doctorat de către membrii colectivului de sub conducerea prof.dr.ing. E.Pop. În afara acestor teme de doctorat, în preocupările colectivului au mai intrat și două teme de cercetare științifică care au făcut obiectul unor contracte cu Ministerul Energiei Electrice. Este vorba de "Studiul și construcția unui transformator magnetooptic pentru măsurarea curenților în liniile de înaltă tensiune" și "Studiul unor metode de măsurare a câmpului electric în stațiile de înaltă tensiune". De asemenea se întrevăd pentru viitor teme de cercetare în domeniul măsurării tensiunilor foarte înalte.

Lucrarea de față se încadrează în aceste preocupări. În această lucrare autorul a abordat patru teme distincte în care a adus contribuții. Aceste teme, care sînt dezvoltate în primele patru capitole, se referă la: 1, Un nou model fizic al efectului electrooptic; 2, Un nou tip de modulator electrooptic comandat la rezonanță piezoelectrică; 3, Elemente logice optice realizate pe baza modulatorilor cu cristale ferroelectrice; 4, Contribuții la tehnologia creșterii și prelucrării monocristalilor de KDP.

Pentru sugestiile date și sprijinul permanent pe care l-a obținut la elaborarea acestei teze, autorul aduce mulțumiri deosebite tovarășului Prof.dr.ing.Eugen Pop. De asemenea autorul ține să mulțumească călduros conducătorului științific tovarășului Prof.dr.ing.Marius Borneas pentru prețioasa îndrumare acordată.

CAPITOLUL 1

EFACTE OPTICE ÎN CRISTALE FEROELECTRICE

1.1 Teoria fenomenologică

Există un număr de dielectricsi cristalini la care momentul electric al unității de volum diferă de zero. La absența dielectricsi în absența unui câmp electric exterior apare fenomenul de polarizație spontană. La unii dielectricsi din această clasă, într-un anumit interval de temperatură, această polarizație spontană își poate schimba semnul sub acțiunea unui câmp electric exterior. Aceste substanțe se numesc seignetoelectricsi după sarea Seignette ($\text{KNa C}_4\text{H}_4\text{O}_6 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$) la care s-a observat prima dată acest fenomen.

Proprietățile electrice ale acestor corpuri sînt anonale, asemănătoare proprietăților magnetice ale corpurilor feromagnetice. Din această cauză ele se mai denumesc și ferroelectricsi. Variația polarizației electrice în funcție de câmpul electric are aspectul unui ciclu de histerezis. În câmpuri electrice slabe constanta dielectricsă a substanțelor ferroelectricsi este foarte mare. La creșterea câmpului, constanta dielectricsă scade repede iar polarizația tinde la saturație [1],[2].

Din punct de vedere optic cristalele ferroelectricsi sînt și anizotrope, adică indicii de refracție ai substanței sînt diferiți după diferite direcții de propagare a luminii prin cristal. Această proprietate se exprimă prin elipsoidul indicilor de refracție sau index-elipsoidul. În general, acesta este un elipsoid triaxial cu semiaxele n_p , n_m , n_c , reciproc perpendiculare (fig.1.1). Secțiunile prin index-elipsoid sînt elipse. Lumina care se propagă prin cristal se descompune în două raze care sînt liniar polarizate. Planurile de polarizare ale celor două raze sînt reciproc perpendiculare și orientate după semi-axele elipsei ce apare prin secționarea index-elipsoidului, prin centrul său, cu un plan perpendicular pe direcția de propagare a luminii. Pentru fiecare din aceste două raze cristalul prezintă indicii de refracție diferiți, proporționali cu semi-axele corespunzătoare ale elipsei [3],[4]. Din această cauză cele

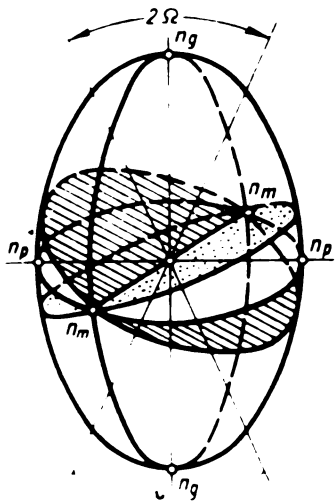


Fig.1.1

două raze plan polarizate se vor propaga prin cristal cu viteze diferite și deci la ieșirea din cristal ele se vor compune cu o oarecare diferență de fază determinată de diferența de drum optic pe care l-a parcurs fiecare rază.

Diferența indicilor de refracție se numește birefringență, a cărei valoare maximă este

$$B = n_g - n_p$$

unde n_g este indicele de refracție maxim, corespunzător semiaxe mari a index-eliipsoidului, n_p este indicele de refracție minim, corespunzător semiaxe mici a index-eliipsoidului.

Această mărime, constantă pentru fiecare tip de cristal, reprezintă o caracteristică optică importantă.

Index-eliipsoidul, în general, poate să aibă numai două secțiuni circulare.

Liniiile perpendiculare pe aceste secțiuni se numesc axe optice, deci un asemenea cristal se numește biaxial (fig.1.1). În cazul când elipsoidul indicilor de refracție este de rotație, atunci el poate avea o singură secțiune circulară și deci o singură axă optică. Astfel de cristale se numesc uniaxiale (fig.1.2).

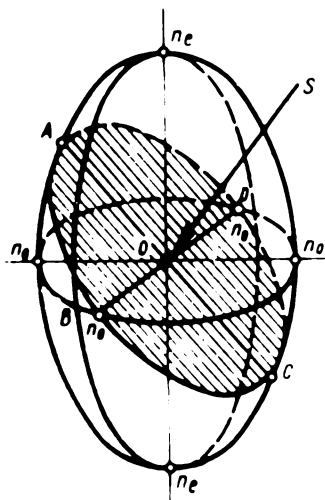


Fig.1.2

În cazul cristalelor uniaxiale, pentru una din razele în care se descompune lumina ce străbate cristelul, indicele de refracție nu depinde de direcția de propagare a luminii. Această rază se numește ordinară și indicele de refracție corespunzător se notează cu n_o . Pentru cealaltă rază, indicele de refracție depinde de direcția de propagare în raport cu axa optică. Raza se numește extraordinară și indicele se notează cu n_e . Numai dacă lumina se propagă în lungul axei optice, $n_o = n_e$ și razele au aceeași viteză. Diferența de drum optic și deci și defazajul dintre cele două raze are valoarea maximă când unda se propagă perpendicular pe axa optică și valoarea minimă,

egală cu zero, cînd unda se propagă paralel cu axa optică.

Raportat la un sistem de axe de coordonate X, Y, Z, care coincid cu axele principale ale index-elipsoidului, acesta are ecuația

$$\frac{x^2}{n_x^2} + \frac{y^2}{n_y^2} + \frac{z^2}{n_z^2} = 1 \quad (1.1)$$

Făcînd înlocuirile

$$\frac{1}{n_x^2} = a_{11} \quad ; \quad \frac{1}{n_y^2} = a_{22} \quad ; \quad \frac{1}{n_z^2} = a_{33} \quad , \quad (1.2)$$

ecuația index-elipsoidului devine

$$a_{11} x^2 + a_{22} y^2 + a_{33} z^2 = 1 \quad , \quad (1.3)$$

în care a_{ij} sînt constantele de polarizare după cele trei axe.

Sub acțiunea unor factori fizici exteriori (temperatură, cîmp electric, tensiune mecanică sau deformație), indicii de refracție ai cristalului se modifică și prin urmare index-elipsoidul își modifică forma și orientarea. Ecuația lui are forma

$$a'_{11} x^2 + a'_{22} y^2 + a'_{33} z^2 + 2a'_{23} yz + 2a'_{31} zx + 2a'_{12} xy = 1 \quad . \quad (1.4)$$

Aceasta înseamnă că constantele de polarizare ale cristalului au variat cu mărimea

$$\Delta a_{ij} = a'_{ij} - a_{ij} \quad . \quad (1.5)$$

În cazul cel mai general această variație poate fi scrisă [2], [5], (sumarea se face după regula lui Einstein)

$$\Delta a_{ij} = k_{ij} T + r_{ijk} E_k + R_{ijkl} E_k E_l + p_{ijkl} x_{kl} \quad . \quad (1.6)$$

Primul termen al membrului drept al relației (1.6) reprezintă variația constantei de polarizare datorită temperaturii. Constanta k_{ij} , un tensor de rangul doi, este coeficientul termic al indicelui de refracție. Al doilea și al treilea termen reprezintă variația index-elipsoidului sub acțiunea cîmpurilor electrice, așa numitele efecte electrooptice liniare și patratice.

Efectul electrooptic liniar este caracterizat de tenso-

rul de ordinul trei r_{ijk} numit coeficient electrooptic și a fost descoperit de Pockels în 1894. Efectul electrooptic patratric a fost observat prima dată de Kerr în 1875 și este caracterizat de tensorul de rangul patru R_{ijkl} .

Cel de al patrulea termen al ecuației (1.6) reprezintă efectul elastooptic care apare sub acțiunea deformației mecanice x_{kl} . El este caracterizat de constanta elastooptică P_{ijkl} , un tensor de rang patru.

Efectul electrooptic patratric (Kerr) se manifestă mai intens la unele cristale care posedă un centru de simetrie precum și la unele lichide (nitrobenzol). În comparație cu efectul electrooptic liniar (Pockels) pe care îl vom studia în continuare, efectul Kerr are o serie de dezavantaje care îl fac ca în prezent să aibă o aplicație mai restrânsă.

Variația coeficienților index-elipsoidului datorită numai efectului electrooptic liniar se poate scrie

$$\Delta a_{ij} = r_{i1} E_x + r_{i2} E_y + r_{i3} E_z \quad (i=1...6) \quad (1.7)$$

Coeficienții electrooptici r_{ij} în cazul general sînt în număr de 18. Datorită simetriei cristalului unii dintre ei se anulează iar alții devin egali între ei. Astfel, numărul coeficienților electrooptici pentru o anumită clasă cristalină este mult mai mic.

Efectul Pockels se manifestă mai puternic la cristalele din clasa $\bar{4}2m$, cel mai utilizat fiind cristalul de fosfat monopotasnic KH_2PO_4 (KDP).

Fiind uniaxial, are constantele

$$a_{11} = a_{22} = \frac{1}{n_0^2} \quad ; \quad a_{33} = \frac{1}{n_e^2} \quad (1.8)$$

La cristalul KDP, din cei 18 coeficienți electrooptici, sînt diferiți de zero numai trei [3], [4], [5], $r_{41} = r_{52}$ și r_{63} .

Astfel la cristalul KDP ecuația index-elipsoidului devine

$$a_{11}(x^2 + y^2) + a_{33}z^2 + 2r_{41}(E_x yz + E_y zx) + 2r_{63}E_z xy = 1 \quad (1.9)$$

În particular, cîmpul electric se aplică numai după o singură direcție. Să presupunem că această direcție coincide cu axa optică a cristalului, adică axa OZ, astfel

$E_x = E_y = 0$; $E_z = E$, iar relația (1.9) devine

$$a_{11}(x^2 + y^2) + a_{33}z^2 + 2r_{63}E xy = 1 \quad (1.10)$$

Acesta reprezintă un elipsoid a cărui axe principale X' și Y' sînt rotite cu 45° față de axele XY iar axa Z' coincide cu axa Z . Acest unghi nu depinde de mărimea cîmpului electric aplicat. O secțiune perpendiculară pe axa Z prin acest elipsoid este arătată în fig.1.3. Cercul reprezintă secțiunea prin index-elipsoidul de rotație al cristalului

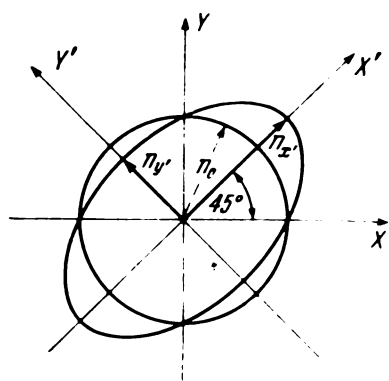


Fig.1.3

la care nu se aplică cîmp electric, iar elipsa, secțiunea prin index-elipsoidul deformat prin aplicarea cîmpului electric paralel cu axa Z .

Variația indicelui de refracție în urma aplicării cîmpului este [3], [7]

$$\Delta n = \frac{1}{2} n_0^3 r_{63} E \quad (1.11)$$

și prin urmare indicii de refracție după noile axe X', Y', Z' , proporționali cu semiaxele corespunzătoare ale elipsoidului, vor fi

$$\begin{aligned} n_x' &= n_0 + \Delta n = n_0 + \frac{1}{2} n_0^3 r_{63} E \\ n_y' &= n_0 - \Delta n = n_0 - \frac{1}{2} n_0^3 r_{63} E \\ n_z' &= n_0 \end{aligned} \quad (1.12)$$

Birefrința undei propagată dealungul axelor X', Y', Z' va fi

$$\begin{aligned} B_x' &= n_y' - n_z' = n_0 - n_0 - \frac{1}{2} n_0^3 r_{63} E \\ B_y' &= n_z' - n_x' = n_0 - n_0 + \frac{1}{2} n_0^3 r_{63} E \\ B_z' &= n_x' - n_y' = n_0^3 r_{63} E \end{aligned} \quad (1.13)$$

După cum rezultă din aceste relații, birefrința artificială maximă va avea loc dacă lumina se propagă în lungul axei Z . În acest caz birefrința naturală nu mai apare.

Aplicarea cîmpului electric după alte direcții duce la obținerea de efecte mai slabe [3],[4],[6],[7]. Astfel, putem trage concluzia că pentru a atinge efectele electrooptice liniare maxime la cristalul KDP, este necesar să se utilizeze plăcuțe de cristal tăiate perpendicular pe axa Z (axa optică), și să se aplice cîmpul electric după axa Z.

După direcția de transmitere a razei de lumină se deosebesc efectul electrooptic longitudinal cînd lumina se transmite paralel cu axa Z și efectul electrooptic transversal cînd raza de lumină se propagă perpendicular pe axa Z.

Defazajul dintre raza ordinară și extraordinară la ieșirea din cristal va fi determinat de diferența de drum optic dintre cele două raze, care la rîndul lui este determinat de birefringență.

In cazul efectului electrooptic longitudinal, cînd raza de lumină este paralelă cu axa optică, diferența de drum optic este

$$\Delta = B_z^0 \ell \quad (1.14)$$

unde ℓ este grosimea plăcuței cristaline după direcția de propagare a luminii (axa Z).

Defazajul va fi

$$\Gamma = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta = \frac{2\pi}{\lambda} B_z^0 \ell \quad (1.15)$$

unde λ este lungimea de undă a luminii. Inlocuind valoarea lui B_z^0 rezultă

$$\Gamma = \frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 r_{63} E \ell = \frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 r_{63} U \quad (1.16)$$

deoarece $U = E \cdot \ell$ este tensiunea ce se aplică plăcuței de cristal.

Relația (1.16) este fundamentală pentru descrierea efectului electrooptic liniar la cristale de tip KDP. Se observă că defazajul introdus este direct proporțional cu tensiunea aplicată și nu depinde de grosimea cristalului.

Valoarea tensiunii continue aplicată cristalului ca e provoacă un defazaj de π , adică produce o diferență de drum optic egală cu jumătate de lungime de undă $\lambda/2$ este critică și reprezintă o caracteristică a cristalului respectiv.

Această tensiune, numită de semiundă, rezultă din (1.16)

$$U_{\lambda/2} = \frac{\lambda}{2n_0^3 r_{63}} \quad (1.17)$$

Pentru cristalul KDP valoarea acestei tensiuni la $\lambda = 547$ nm este relativ ridicată de 7,5 kV.

Să considerăm acum cazul efectului electrooptic transversal când lumina se aplică perpendicular pe axa optică Z și anume după axa OX' sau OY' . Birefringența după axa OY' , de exemplu, va fi dată de a doua relație (1.13) iar defazajul dintre raza ordinară și extraordinară la ieșirea din cristal va fi

$$\Gamma = \frac{2\pi}{\lambda} B_y l = \frac{2\pi l}{\lambda} (n_o - n_e + \frac{1}{2} n_o^3 r_{63} E) \quad (1.18)$$

$$\Gamma = \frac{2\pi l}{\lambda} (n_o - n_e) + \frac{\pi n_o^3 r_{63} E l}{\lambda}$$

unde l este grosimea plăcuței cristaline după direcția de propagare a luminii.

Primul termen reprezintă defazajul datorat birefringenței naturale, mărime ce nu depinde de câmpul electric aplicat. Il vom nota în continuare cu Γ_0 . Dacă în al doilea termen considerăm că E este raportul dintre tensiunea U aplicată cristalului și distanța d - grosimea cristalului după direcția de aplicare a câmpului, relația (1.18) devine

$$\Gamma = \Gamma_0 + \frac{n_o^3 r_{63}}{\lambda} \cdot \frac{l}{d} U \quad (1.19)$$

Comparând relațiile (1.16) și (1.19) se observă că în cazul efectului electrooptic transversal tensiunea necesară pentru a produce aceeași diferență de fază ca în cazul efectului longitudinal este de $1/2d$ ori mai mică. Totuși această tensiune rămâne la ordinul multor sute de volți deoarece raportul $l/2d$ nu poate fi făcut mai mare de 10. În afară de aceasta, trebuie luate măsuri de compensare a defazajului provocat de birefringența naturală.

1.2 Teoria termodinamică a efectului electrooptic

Diferitele proprietăți ale unui cristal și interdependența acestor proprietăți pot fi studiate global considerând cristalul ca un sistem termodinamic în echilibru [5]. Starea macroscopică a sistemului este determinată de următoarele variabile : Tensiunea mecanică X_{ij} și deformația x_{ij} , intensitatea câmpului electric E_i și inducția D_i , temperatura T și entropia S .

În fig.1.4 se arată schematic interacțiunea dintre proprietățile termice, electrice și mecanice ale unui cristal în stare de echilibru termodinamic. În cele trei vîrfuri ale triunghiului exterior sînt reprezentate temperatura T , cîmpul electric E_i și tensiunea mecanică (forța pe unitatea de suprafață) X_{ij} . Acestea constituie acțiuni sau "forțe" ce se pot aplica cristalului.

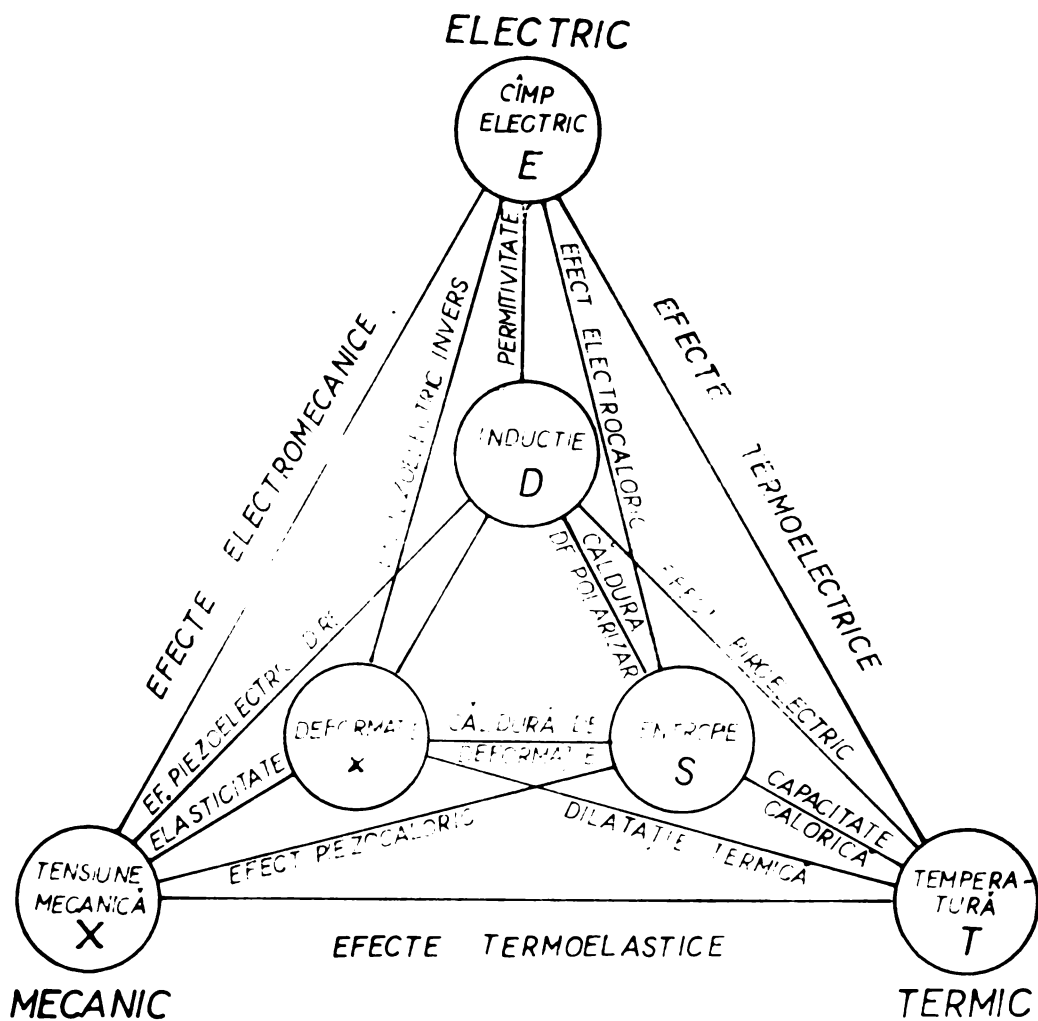
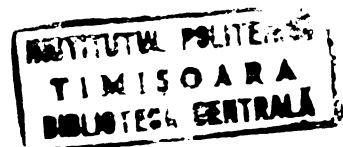


Fig.1.4



În vîrfurile triunghiului interior sînt reprezentate entropia S pe unitatea de volum, inducția electrică D_1 și deformația x_{1j} care reprezintă, în mod respectiv, efectele directe ale primelor acțiuni. Dreptele care leagă vîrfurile corespunzătoare ale celor două triunghiuri reprezintă așa numitele efecte principale.

În figură sînt ilustrate deasemenea și efectele cuplate. Ele sînt reprezentate prin dreptele care unesc două vîrfuri care nu sînt situate alăturat. Pentru calculul coeficienților care exprimă măsura acestor efecte se consideră ca variabile independente tensiunea mecanică X_{1j} , intensitatea cîmpului electric E_j și temperatura T , rezultînd ca variabile dependente deformația x_{1j} , inducția electrică D_j și entropia S . Se pot alege și alte combinații de variabile independente (x_{1j}, E_1, T) , (x_{1j}, E_1, S) , (X_{1j}, D_1, T) , etc., cu condiția să se ia cîte o variabilă din fiecare unghi a fig.1.4, adică din fiecare domeniu : mecanic, electric și termic. Sînt în total 13 variabile independente pentru fiecare combinație, avînd în vedere că tensiunea mecanică X_{1j} și deformația x_{1j} sînt tensori de rang doi avînd fiecare 9 componente, cîmpul electric E_j și inducția D_j sînt vectori cu trei componente iar temperatura T și entropia S fiind scalari, au o singură componentă.

Rezultă în acest caz diferențialele

$$dx_{1j} = \frac{\partial x_{1j}}{\partial X_{kl}} \bigg|_{E,T} dx_{kl} + \frac{\partial x_{1j}}{\partial E_k} \bigg|_{X,T} dE_k + \frac{\partial x_{1j}}{\partial T} \bigg|_{X,E} dT \quad (1.20 a)$$

elasticitate
ef.piezoelec-
dilatație
tric invers
termică

$$dD_1 = \frac{\partial D_1}{\partial X_{jk}} \bigg|_{E,T} dx_{jk} + \frac{\partial D_1}{\partial E_j} \bigg|_{X,T} dE_j + \frac{\partial D_1}{\partial T} \bigg|_{X,E} dT \quad (1.20 b)$$

ef.piezoelec-
permiti-
piroelec-
tric direct
vitate
tricitate

$$dS = \frac{\partial S}{\partial X_{ij}} \bigg|_{E,T} dX_{ij} + \frac{\partial S}{\partial E_i} \bigg|_{X,T} dE_i + \frac{\partial S}{\partial T} \bigg|_{X,E} dT \quad (1.20 c)$$

ef. piezo-
ef. electro-
capacitate
caloric
caloric
calorică

$$(i, j, k, l = 1, 2, 3)$$

Sînt aici $9+3+1=13$ ecuații, avînd fiecare $9+3+1=13$ termeni în membrul drept. Indicii din dreapta parantezelor indică cî diferențialele respective s-au efectuat păstrînd constante mărimile indicate de indicii respectivi. Fiecare coeficient diferențial constituie măsura unui efect fizic, indicat dedesubtul lui. Diagonala principală din sistemul de ecuații de mai sus reprezintă efectele principale. Ceilalți termeni reprezintă efectele cuplate.

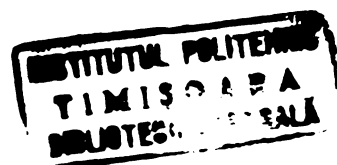
Primul termen al ecuației (1.20 a) reprezintă forma generalizată a legii lui Hooke, diferențiala parțială a deformației în raport cu tensiunea mecanică constituind coeficientul de elasticitate

$$s_{ijkl}^{E,T} = \frac{\partial x_{ij}}{\partial X_{kl}} \bigg|_{E,T} \quad (1.21)$$

un tensor de rang patru. Indicii E și T arată că acest coeficient se determină menținînd constant cîmpul electric și temperatura. Inversul acestui coeficient este rigiditatea elastică sau modulul lui Young. Acești tensori au 81 de componente dar din motive de simetrie a tensorilor, acest număr se reduce la 36 de componente independente. În plus, din motive de simetrie a cristalului, numărul de componente independente a coeficientului de elasticitate se reduce și mai mult. Astfel la cristalul KDP pe care îl studiem în particular și care face parte din clasa cristalină $\bar{4}2m$, acest număr se reduce la 6.

Coeficientul celui de al doilea termen al ecuației (1.20b) nu este altceva decît permitivitatea cristalului

$$\epsilon_{ij}^{X,T} = \frac{\partial D_i}{\partial E_j} \bigg|_{X,T} \quad (1.22)$$



determinată la tensiune mecanică și temperatură constantă.

Cel de al treilea termen al ecuației (1.20 c) descrie proprietatea de capacitate calorică a cristalului într-o transformare reversibilă ca fiind variația entropiei produsă de o variație de temperatură la X și E menținute constante.

$$dS = \left. \frac{\partial S}{\partial T} \right|_{X, E} dT = \frac{C}{T} dT \quad , \quad (1.23)$$

C fiind capacitatea calorică pe unitatea de volum și T - temperatura absolută.

Acestea au fost efectele principale. Să analizăm în continuare efectele cuplate care ne interesează direct. Astfel termenul al doilea al ecuației (1.20 a) descrie efectul piezoelectric invers, măsura acestui efect fiind constanta piezoelectrică

$$d_{ijk}^{X, T} = \left. \frac{\partial x_{ij}}{\partial E_k} \right|_{X, T} \quad . \quad (1.24)$$

determinată în condiții izoterme și tensiune mecanică constantă. Primul termen al ecuației (1.20 b) reprezintă efectul piezoelectric direct cu constanta piezoelectrică

$$d_{ijk}^{E, T} = \left. \frac{\partial D_i}{\partial x_{jk}} \right|_{E, T} \quad . \quad (1.25)$$

Cei doi coeficienți piezoelectrici definiți prin relațiile (1.24) și (1.25) sînt tensori de rang trei și sînt numeric egali. La această ultimă concluzie se ajunge dacă se pornește de la funcția termodinamică a lui Gibbs definită astfel

$$G = U - X_{ij} x_{ij} - E_i D_i - T S \quad , \quad (1.26)$$

unde U este energie internă a sistemului. Diferențiala acestei energii este suma dintre lucrul mecanic elementar datorat deformației cristalului $X_{ij} dx_{ij}$ produsă de tensiunea mecanică aplicată, lucrul electric furnizat sistemului de o mică variație de stare $E_i dD_i$, la care se adaugă cantitatea de căldură produsă de variația entropiei într-o transformare reversibilă dS.

Astfel

INSTITUTUL POLITEHNIC DE RESEARCH	
CENTRALĂ	
Volumul Nr.	34447
Dulap	148 Lit. F

$$dU = X_{ij} dx_{ij} + E_i dD_i + T ds \quad (1.27)$$

Diferențiind relația (1.26) și combinând-o cu (1.27) rezultă

$$dG = - x_{ij} dx_{ij} - D_i dE_i - SdT \quad (1.28)$$

sau

$$dG = \frac{\partial G}{\partial X_{ij}} \Big|_{E,T} dx_{ij} + \frac{\partial G}{\partial E_i} \Big|_{X,T} dE_i + \frac{\partial G}{\partial T} \Big|_{X,E} dT \quad (1.29)$$

Comparând ultimele două relații, rezultă

$$\frac{\partial G}{\partial X_{ij}} \Big|_{E,T} = - x_{ij} ; \quad \frac{\partial G}{\partial E_i} \Big|_{X,T} = - D_i ; \quad \frac{\partial G}{\partial T} \Big|_{X,E} = - S \quad (1.30)$$

Dacă acum se diferențiază prima din relația (1.30) în raport cu E_k și a doua în raport cu X_{ij} , se obțin tocmai coeficienții efectelor piezoelectrice invers și direct, rezultând egalitatea lor.

$$- \frac{\partial^2 G}{\partial X_{ij} \partial E_k} \Big|_T = \frac{\partial x_{ij}}{\partial E_k} \Big|_{X,T} \quad (1.31)$$

$$- \frac{\partial^2 G}{\partial E_i \partial X_{ij}} \Big|_T = \frac{\partial D_i}{\partial X_{ij}} \Big|_{E,T} \quad (1.32)$$

Coeficientul sau modulul piezoelectric d_{ijk} fiind un tensor de rang trei are în caz general 27 de componente care din motive de simetrie se reduc la 18 componente independente. Acest număr se reduce considerabil din motive de simetrie cristalină. Astfel la cristalicele din clasa $\bar{4}2m$ există numai doi coeficienți piezoelectrice independenți: $d_{123} = d_{213}$ și d_{312} . Utilizând notația matricială la care ultimii doi indici se înlocuiesc astfel

notația tensorială 11 22 33 23,32 31,13 12,21

notația matricială 1 2 3 4 5 6,

coeficienții de mai sus se scriu $d_{14} = d_{25}$ și d_{36} .

Celelalte efecte cuplate sînt efecte termoelastice și termoelectrice și deci ne interesează mai puțin. Arătam însă

că plecând deasemenea de la relația (1.29), rezultă

$$-\frac{\partial^2 G}{\partial x_{ij} \partial T} \Big|_E = \frac{\partial x_{ij}}{\partial T} \Big|_{x,E} = \frac{\partial S}{\partial x_{ij}} \Big|_{T,T} \quad (1.33)$$

și

$$-\frac{\partial^2 G}{\partial E_i \partial T} \Big|_x = \frac{\partial D_i}{\partial T} \Big|_{x,E} = \frac{\partial S}{\partial E_i} \Big|_{x,T} \quad (1.34)$$

adică coeficientul de dilatație termică este egal cu cel al efectului piezocaloric și coeficientul efectului piezoelectric este același cu cel al efectului electrocaloric.

Efectele văzute sînt efecte de ordinul întâi. Efectele electrooptice și fotoelastice sînt efecte de ordin secund deoarece ele sînt variații ale permitivității în funcție de cîmp sau de tensiunea mecanică.

Efectul fotoelastic reprezintă variația permitivității în funcție de tensiunea mecanică (pentru simplitate se renunță la indici)

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial D}{\partial E} \right) = \frac{\partial^2 D}{\partial x \partial E} = p \quad (1.35)$$

Se poate inversa ordinea de diferențiere

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial E} \left(\frac{\partial D}{\partial x} \right) = \frac{\partial d}{\partial E} \quad (1.36)$$

d fiind coeficientul (modulul) piezoelectric, ținînd seama de egalitatea relațiilor (1.31) și (1.32), rezultă

$$\frac{\partial d}{\partial E} = \frac{\partial}{\partial E} \left(\frac{\partial D}{\partial x} \right) = \frac{\partial}{\partial E} \left(\frac{\partial x}{\partial E} \right) = \frac{\partial^2 x}{\partial E^2} \quad (1.37)$$

Acesta este efectul de electrostricțiune care este o relație patrată între deformația x și cîmpul E. Trebuie deosebit de efectul piezoelectric invers care este o relație liniară între x și E.

Pentru a exprima efectul electrooptic plecăm de la permitivitatea exprimată de relația (1.22) pe care o diferențiem în raport cu E.

$$\left. \frac{\partial \epsilon_{1j}}{\partial E_0} \right|_X = \left. \frac{\partial^2 D_1}{\partial E_j \partial E_0} \right|_X = \rho_{1j0}^X \quad (1.38)$$

Se obține astfel coeficientul care caracterizează variația permitivității sub acțiunea câmpului E_0 aplicat cristalului, prin urmare descrie efectul electrooptic linear pentru cristalul liber mecanic.

În studiul efectelor electrooptice se utilizează în deosebi coeficientul electrooptic definit de relația

$$r_{ijk} = \frac{\partial a_{1j}}{\partial E_k} \quad (1.39)$$

unde a_{1j} sînt coeficienții indexelipsoidului ce caracterizează indicii de refracție ai cristalului după diferite direcții,

$$a_{1j} = \frac{\epsilon_0}{\epsilon_{1j}} = \frac{1}{n_{1j}^2} \quad (1.40)$$

n_{1j} fiind indicele de refracție a cristalului.

În felul acesta

$$r_{ijk} = \frac{\partial a_{1j}}{\partial E_k} = - \frac{\epsilon_0 \frac{\partial \epsilon_{1j}}{\partial E_k}}{\epsilon_{1j}^2} = - \frac{\rho_{1jk}}{\epsilon_0 n_{1j}^4} \quad (1.41)$$

și se obține legătura dintre cei doi coeficienți electrooptici. Acești coeficienți pot fi determinați atât pentru cristalul liber mecanic cît și pentru cristalul blocat. Coeficientul r_{ijk} nu poate fi determinat direct din ecuațiile termodinamice.

Pentru a vedea legătura dintre coeficienții electrooptici în cazul cristalului liber și blocat, scriem ecuațiile termodinamice în condiții izoterme ($T = \text{ct.}$) cuplate în felul următor

$$dx_{1j} = \left. \frac{\partial x_{1j}}{\partial x_{kl}} \right|_E dx_{kl} + \left. \frac{\partial x_{1j}}{\partial E_k} \right|_X dE_k \quad (1.42)$$

$$dD_n = \left. \frac{\partial D_n}{\partial x_{1j}} \right|_E dx_{1j} + \left. \frac{\partial D_n}{\partial E_k} \right|_X dE_k \quad (1.43)$$

Considerând cristalul liber mecanic, deci $dx_{kl} = 0$ și din (1.42) se obține

$$dx_{ij} = \frac{\partial x_{ij}}{\partial E_k} \Big|_X dE_k,$$

care se înlocuiește în relația (1.43)

$$dD_n = \frac{\partial D_n}{\partial x_{ij}} \Big|_E \cdot \frac{\partial x_{ij}}{\partial E_k} \Big|_X dE_k + \frac{\partial D_n}{\partial E_k} \Big|_X dE_k \quad (1.44)$$

și împărțind cu dE_k , se obține

$$\frac{\partial D_n}{\partial E_k} \Big|_X = \frac{\partial D_n}{\partial E_k} \Big|_X + \frac{\partial D_n}{\partial x_{ij}} \Big|_E \cdot \frac{\partial x_{ij}}{\partial E_k} \Big|_X \quad (1.45)$$

Dacă se diferențiază relația (1.45) în raport cu E_0 , rezultă

$$\frac{\partial^2 D_n}{\partial E_k \partial E_0} \Big|_X = \frac{\partial^2 D_n}{\partial E_k \partial E_0} \Big|_X + \frac{\partial^2 D_n}{\partial x_{ij} \partial E_0} \Big|_E \cdot \frac{\partial x_{ij}}{\partial E_k} \Big|_X + \frac{\partial^2 x_{ij}}{\partial E_k \partial E_0} \Big|_X \cdot \frac{\partial D_n}{\partial x_{ij}} \Big|_E \quad (1.46)$$

După cum se observă, membrul stîng al relației (1.46) este coeficientul electrooptic al cristalului liber, definit de relația (1.38), iar primul termen al membrului drept este coeficientul electrooptic al cristalului blocat. Termenul al doilea al membrului drept nu este altceva decât produsul dintre coeficientul elastooptic p definit de relația (1.35) și modulul piezoelectric d dat de relația (1.24). Ultimul termen constituie un efect suplimentar datorită electrostricțiunii (rel.1.37). Acest efect fiind deosebit de slab, în general se neglijează și deci relația (1.46) se poate scrie sub forma înfîlțită în literatură [4],[8],[9],

$$\rho_{nko}^X = \rho_{nko}^X + p_{nij0} \cdot d_{ijk} \quad (1.47)$$

1.3 Modelul oscilatorului anarmonic

Von considera cristalul ca un mediu dielectric în care există sarcini negative și pozitive punctiforme ilustrate prin electroni optici, ioni și nuclee atomice. Sarcina electronilor este cu precizie compensată de sarcina nucleelor, determinându-se o stare de echilibru.

Dacă un astfel de dielectric este introdus într-un câmp electric, atunci asupra sarcinilor electrice apar forțe care provoacă deplasarea lor din poziția de echilibru. Câmpul electric care acționează asupra sarcinilor electrice este compus din câmpul extern ce se aplică cristalului și din câmpul ce este creat de sarcinile punctiforme din dielectric.

Electronii fiind mult mai mobili decât nucleele, vor suferi deplasări mari din poziția de echilibru din care cauză trebuie să considerăm că oscilațiile lor sînt anarmonice. Astfel, ecuația mișcării electronilor poate fi scrisă sub următoarea formă [10], [11],

$$\frac{d^2 x_e}{dt^2} + \Gamma_e \frac{dx_e}{dt} + \omega_e^2 x_e + v_e x_e^2 = \frac{e}{m} E(\omega) \exp(i\omega t) + \frac{e}{m} \beta E(0), \quad (1.48)$$

unde Γ_e este constanta de amortizare a electronului, ω_e este frecvența de rezonanță a electronului, v_e este constanta forței anarmonice, e și m sînt sarcina și masa electronului, $E(\omega)$ este câmpul electric al undei luminoase care variază cu frecvența ω , $E(0)$ este câmpul electric de c.c. aplicat cristalului, iar β este parametrul câmpului local dat de relația

$$\beta = \frac{k+2}{3}, \quad (1.49)$$

k fiind constanta dielectrică statică.

Limitîndu-ne la unele armonici superioare, încercăm pentru ecuația (1.48) o soluție de forma

$$x_e = \sum_k x_{ok} \exp(ik\omega t) \quad (1.50)$$

($k = 0, 1, 2$)

$$\begin{aligned} & \omega_e^2 x_{e0} + v_e x_{e0}^2 + x_{e1}(-\omega^2 + \omega_e^2 + 2v_e x_{e0} + i\Gamma_e \omega) \exp(i\omega t) + \\ & + [x_{e2}(-4\omega^2 + \omega_e^2 + 2v_e x_{e0} + i\Gamma_e 2\omega) + v_e x_{e1}^2] \exp(i2\omega t) + \\ & + v_e [x_{e2}^2 \exp(i4\omega t) + 2x_{e1}x_{e2} \exp(i3\omega t)] = \frac{e}{m} \beta E(0) + \frac{e}{m} E(\omega) \exp(i\omega t) \end{aligned} \quad (1.51)$$

Identificînd coeficienții, se observă că termenul constant este

$$\omega_e^2 x_{e0} + v_e x_{e0}^2 = \frac{e}{m} \beta E(0) \quad (1.52)$$

și dacă se consideră că $x_{e0}^2 \ll x_{e0}$ rezultă deplasarea electronilor datorită cîmpului continuu

$$x_{e0} = \frac{e}{m} \frac{\beta E(0)}{\omega_e^2} \quad (1.53)$$

și oscilația electronilor cu frecvența cîmpului undei de lumină

$$x_{e1} = \frac{e E(\omega)}{m(\omega_e^2 - \omega^2 + 2v_e x_{e0} + i\Gamma_e \omega)} \quad (1.54)$$

Se observă că datorită anarmonicității frecvența de rezonanță a oscilatorului se schimbă în

$$(\omega_e^*)^2 = \omega_e^2 + 2v_e x_{e0} = \omega_e^2 + \frac{2v_e e \beta E(0)}{m \omega_e^2} \quad (1.55)$$

Aceasta explică dependența indicelui de refracție a cristalului de cîmpul electric exterior, indicele de refracție fiind invers proporțional cu diferența $(\omega_e^*)^2 - \omega_e^2$.

Din cauza deplasării purtătorilor de sarcină, fiecare purtător de sarcină creează în cristal un moment electric

$$p = x_e e \quad (1.56)$$

Dacă N este numărul purtătorilor de sarcină în unitatea de volum, atunci polarizarea totală a unității de volum este

$$P = N p = N e x_e \quad (1.57)$$

Po de altă parte, legătura dintre polarizare și cîmpul electric este dată de susceptivitatea χ

$$P = \epsilon_0 \chi E \quad (1.58)$$

Din ultimele două relații rezultă că

$$\chi = \frac{N e}{\epsilon_0 E} x_e \quad (1.59)$$

deci susceptivitatea este direct proporțională cu deplasarea electronului și înlocuind pe x_{1e}

$$\chi = \frac{e^2 N}{\epsilon_0 m (\omega_e^2 - \omega^2 + 2v_e x_{e0} + i\Gamma_e \omega)} \quad (1.60)$$

Pentru mediile neliniare susceptivitatea se poate descompune în două părți

$$\chi = \chi^{(L)} + \chi^{(NL)}_E \quad (1.61)$$

unde $\chi^{(L)}$ determină fenomenele liniare ce se manifestă în mediul respectiv iar $\chi^{(NL)}$ determină fenomenele neliniare ca generarea armonicilor de ordinul doi și redresarea optică. Existența termenului neliniar se datorește prezenței în relația (1.60) a constantei anarmonice v_e . Ținând seama că termenul în care apare v_e este mic în comparația cu ceilalți, relația (1.60) poate fi prelucrată astfel

$$\begin{aligned} \chi &= \frac{e^2 N}{\epsilon_0 m^2 (\omega_e^2 - \omega^2 + i\Gamma_e \omega) \left(1 + \frac{2v_e x_{e0}}{\omega_e^2 - \omega^2 + i\Gamma_e \omega} \right)} = \\ &= \frac{e^2 N}{\epsilon_0 m^2 (\omega_e^2 - \omega^2 + i\Gamma_e \omega)} \left(1 - \frac{2v_e x_{e0}}{\omega_e^2 - \omega^2 + i\Gamma_e \omega} \right) \end{aligned}$$

și înlocuind pe x_{e0} din (1.53), se obține

$$\chi = \frac{e^2 N}{\epsilon_0 m (\omega_e^2 - \omega^2 + i\Gamma_e \omega)} - \frac{2Nv_e e^3 \beta E(0)}{\epsilon_0 m^2 (\omega_e^2 - \omega^2 + i\Gamma_e \omega)^2 \omega_e^2} \quad (1.62)$$

rezultând direct că primul termen reprezintă susceptivitatea liniară $\chi^{(L)}$, iar cel de al doilea termen, fără $E(0)$, este susceptivitatea neliniară $\chi^{(NL)}$.

$$\chi^{(L)} = \frac{e^2 N}{\epsilon_0 m (\omega_e^2 - \omega^2 + i\Gamma_e \omega)} \quad (1.63)$$

$$\chi^{(NL)} = \frac{2Nv_e e^3 \beta}{\epsilon_0 n^2 (\omega_e^2 - \omega^2 + i\Gamma_e \omega)^2 \omega_e^2} \quad (1.64)$$

Fenomenele electrooptice sînt determinate de susceptivitatea neliniară.

1.4 Dispersia indicelui de refracție

Luînd în considerare legătura dintre inducția electrică \bar{D} și cîmpul electric \bar{E}

$$\bar{D} = \epsilon_0 \epsilon \bar{E} \quad (1.65)$$

iar pe de altă parte, de relația

$$\bar{D} = \epsilon_0 \bar{E} + \bar{P} \quad (1.66)$$

rezultă, ținînd seama de relația (1.58), legătura dintre permittivitate, respectiv indicii de refracție și susceptivitate

$$\epsilon = \hat{n}^2 = 1 + \chi \quad (1.67)$$

Susceptivitatea, după cum se observă, este o mărime complexă, deci și indicii de refracție trebuie considerat ca o mărime complexă. Considerînd în relația (1.67) numai susceptivitatea liniară și separînd partea reală de cea imaginară, se obține

$$\begin{aligned} \epsilon = \hat{n}^2 = 1 + & \frac{Ne^2 (\omega_e^2 - \omega^2)}{\epsilon_0 n [(\omega_e^2 - \omega^2)^2 + \Gamma_e^2 \omega^2]} - \\ & - i \frac{Ne^2 \Gamma_e \omega}{\epsilon_0 n [(\omega_e^2 - \omega^2)^2 + \Gamma_e^2 \omega^2]} \quad (1.68) \end{aligned}$$

Pe de altă parte, indicii de refracție complex se poate exprima [12], [13],

$$\sqrt{\epsilon} = \hat{n} = n(1 + ik) \quad (1.69)$$

unde k este indicele de absorbție.

Prin urmare

$$\varepsilon = \hat{n}^2 = n^2(1 + ik)^2 = n^2(1 - k^2) + i2n^2k \quad (1.70)$$

Ugalind părțile reale și imaginare din relațiile (1.68) și (1.70) și împărțindu-le, se obține

$$\frac{1 - k^2}{2k} = - \frac{\varepsilon_{0m} (\omega_{\theta}^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \Gamma_{\theta}^2 + Ne^2 (\omega_{\theta}^2 - \omega^2)}{Ne^2 \Gamma_{\theta} \omega} \quad (1.71)$$

Notind membrul drept al relației de mai sus cu A , se obține o ecuație de gradul doi pentru k

$$k^2 - 2Ak - 1 = 0 \quad (1.72)$$

avind rădăcinile

$$k_{1,2} = A \pm \sqrt{A^2 + 1} \quad (1.73)$$

Ținând seama că $A > 1$, relația (1.73) devine

$$k_{1,2} = A \left[1 \pm \left(1 + \frac{1}{2A^2} \right) \right] \quad (1.74)$$

Cristalul fiind un mediu cu transparență ridicată ne interesează numai rădăcina cu semnul minus și astfel $k = -1/2A$. Cu aceasta rezultă

$$n^2 = 1 + \frac{Ne^2 (\omega_{\theta}^2 - \omega^2)}{\varepsilon_{0m} (\omega_{\theta}^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \Gamma_{\theta}^2} \quad (1.75)$$

și

$$k = -\frac{1}{2} \frac{Ne^2 \omega \Gamma_{\theta}}{\varepsilon_{0m} (\omega_{\theta}^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \Gamma_{\theta}^2 + Ne^2 (\omega_{\theta}^2 - \omega^2)} \quad (1.76)$$

De fapt, la relațiile (1.75) și (1.76) se poate ajunge direct dacă considerăm în relația (1.70) pe k^2 neglijabil față de 1 datorită absorbției mici a cristalului.

La rezonanță, când frecvența cîmpului electric ω devine egală cu frecvența de oscilație a oscilatorului ω_{θ} , indicele de absorbție trece printr-un maxim

$$k_{\max} = -\frac{1}{2} \frac{Ne^2}{\epsilon_0 n \omega_0 \Gamma_0} \quad \text{și} \quad n^2 = 1 \quad . \quad (1.77)$$

Dependența indicilor de refracție și de absorbție de frecvență este arătată în fig.1.5.

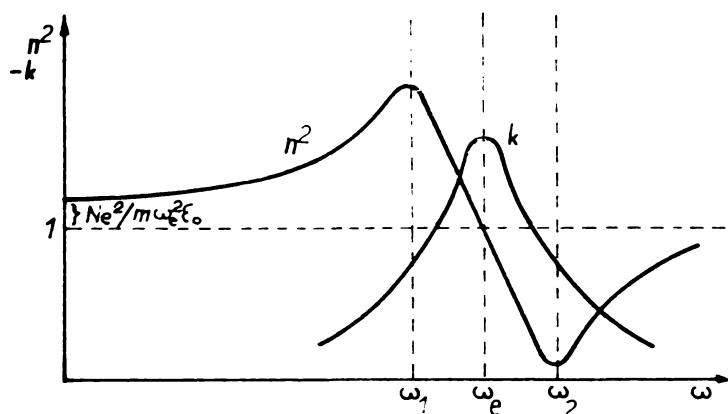


Fig.1.5

În intervalul de frecvență de la ω_1 la ω_2 dispersia indicelui de refracție este anomală.

La frecvențe foarte joase (infraroșu), relația (1.75), devine

$$n^2 = 1 + \frac{Ne^2}{\epsilon_0 n \omega_0^2} \quad . \quad (1.78)$$

Pentru a determina frecvențele ω_1 și ω_2 pentru care se obține maximul, respectiv minimul indicelui de refracție, introduc în relațiile (1.75) și (1.76), deviația de frecvență $\Delta\omega = \omega_0 - \omega$. Deasonenea considerăm că $\omega_0 + \omega = 2\omega_0$ și atunci expresiile (1.75) și (1.76) în jurul rezonanței devin

$$n^2 = 1 + \frac{2Ne^2(\Delta\omega)}{\epsilon_0 n 4\omega_0(\Delta\omega)^2 + \omega_0\Gamma_0^2} \quad , \quad (1.79)$$

$$k = -\frac{1}{2} \frac{Ne^2\Gamma_0}{\epsilon_0 n 4\omega_0(\Delta\omega)^2 + \omega_0\Gamma_0^2 + 2Ne^2(\Delta\omega)} \quad . \quad (1.80)$$

Diferențiind pe n^2 în raport cu $\Delta\omega$ și egalând cu zero, se obține că n^2 trece prin maxim la o deviație de frecvență $\Delta\omega_1 = \omega_0 - \omega_1 = \Gamma_0/2$ și astfel $\omega_1 = \omega_0 - \Gamma_0/2$, iar minimul lui

n^2 are loc la $\omega_2 = \omega_e + \Gamma_e/2$. La aceste frecvențe patrutul indicelui de refracție ia valorile

$$n_{\max}^2 = 1 + \frac{Ne^2}{2\varepsilon_0 m \Gamma_e \omega_e} \quad , \quad (1.81)$$

$$n_{\min}^2 = 1 - \frac{Ne^2}{2\varepsilon_0 m \Gamma_e \omega_e} \quad . \quad (1.82)$$

Trebuie arătat că constanta de amortizare Γ_e este mică în comparație cu ω_e [14] și deci frecvențele ω_1 și ω_2 vor difori cu puțin față de frecvența de rezonanță ω_e .

Pînă aici am luat în considerare numai oscilația electronului. Ținînd seama că în cristal există mai multe specii de sarcini e_1 cu mase diferite m_1 , capabile să oscileze pe frecvențe diferite ω_1 , susceptivitatea totală va fi dată de suma susceptivităților determinate de deplasările diferiților purtători de sarcină. În felul acesta indicele de refracție se poate scrie sub forma

$$n^2 = 1 + \sum_1 \frac{N_1 e_1^2}{\varepsilon_0 m_1 (\omega_1^2 - \omega^2 + i \Gamma_1 \omega)} \quad . \quad (1.81)$$

Datele experimentale confirmă că la cristalul KDP, în domeniul optic, apar două frecvențe de rezonanță, [3]. Prima frecvență este în domeniul ultraviolet și se datorește rezonanței electronului. Cea de-a doua frecvență de rezonanță apare în domeniul infraroșu. Această rezonanță, după opinia autorului, se datorește nucleului de hidrogen.

Prin urmare, suma de mai sus se poate rezuma la doi termeni

$$n^2 - 1 = \chi^{(L)} = \chi_e^{(L)} + \chi_n^{(L)} \quad , \quad (1.82)$$

unde $\chi_e^{(L)}$ este susceptivitatea liniară datorită oscilației electronului iar $\chi_n^{(L)}$ este susceptivitatea liniară datorită oscilației nucleului de hidrogen.

Acostea sînt

$$\chi_e^{(L)} = \frac{Ne^2}{\varepsilon_0 m (\omega_e^2 - \omega^2 + i \Gamma_e \omega)} \quad , \quad (1.83)$$

$$\chi_n^{(L)} = \frac{Ne^2}{\epsilon_0 M (\omega_n^2 - \omega^2 + i \Gamma_n \omega)} \quad (1.84)$$

unde M este masa nucleului de hidrogen iar ca indicele n s-au notat mărimea corespunzătoare nucleului.

Neglijind amortizarea, relația (1.82) devine

$$n^2 - 1 = \frac{e^2 N}{\epsilon_0 M} \left[\frac{1}{\omega_e^2 - \omega^2} + \frac{\frac{n}{M}}{\omega_n^2 - \omega^2} \right] \quad (1.85)$$

Dennis și Kingston [15] au măsurat dispersia indicelui de refracție la cristalul KDP cu metode spectroscopice pentru 19 lungimi de undă la temperatura camerei. Indicele de refracție ordinar n_o a fost măsurat în intervalul de lungimi de undă 404,8...1500 nm iar indicele de refracție extraordinar n_e în intervalul 253,6...1500 nm. Eroarea de măsurare în domeniul vizibil a fost de $\pm 2 \cdot 10^{-3}$, iar în domeniul infraroșu de $\pm 4 \cdot 10^{-3}$. Cu o precizie mai bună (eroare $\pm 3 \cdot 10^{-5}$) Zornike [16] a măsurat dispersia indicelui de refracție la cristalele KDP și ADP în domeniul 200...1500 nm. Măsurarea s-a făcut deasemenea cu metode spectroscopice la temperatura de 24,8°C pentru 25 lungimi de undă. Din datele experimentale s-au calculat valorile absolute ale indicelui de refracție și s-a stabilit următoarea formulă empirică care verifică foarte bine rezultatele experimentale

$$n^2 = A + \frac{B \nu^2}{(1 - \frac{\nu^2}{C})} + \frac{D}{(E - \nu^2)} \quad (1.86)$$

unde $\nu = 1/\lambda$ în cm^{-1} iar A, B, C, D și E sînt constante ale căror valori sînt date în tabelul 1.1 pentru cristalul KDP.

Tabelul 1.1

Constanta	n_o	n_e
A	2,259270	2,132608
B	$1,008956 \cdot 10^{-10}$	$8,637494 \cdot 10^{-11}$
C	$7,726408 \cdot 10^9$	$8,142631 \cdot 10^9$
D	$3,251305 \cdot 10^6$	$8,069981 \cdot 10^5$
E	$2,500000 \cdot 10^5$	$2,500000 \cdot 10^5$

Dispersia indicelui de refracție la cristalele KDP și ADP a fost măsurată și de alți autori printre care și de Vișnevski și colaboratorii [17] în domeniul 280...750 nm în intervalul de temperatură - 196...+200°C (eroare $\pm 2 \cdot 10^{-4}$). Rezultatele obținute, după cum spun autorii, sînt bine approximate de formula (1.86) dată de Zernike.

Se observă din formula lui Zernike că o rezonanță se obține pentru $v^2 = C$. Considerînd, de exemplu, raza ordinară, rezultă $\lambda_e = \sqrt{1/C} = 1,1376 \cdot 10^{-5}$ cm = $113,76 \cdot 10^{-9}$ m, ceea ce corespunde unei pulsații $\omega_e = 16,56 \cdot 10^{15}$ rad/s.

Pe de altă parte, pornind de la relația (1.78) și înlocuind pe $N = 10^{29}$ m⁻³ după datele lui Kurtz și Robinson [10], iar indicele de refracție în domeniul infraroșu pentru raza ordinară după datele lui Zernike ($n_o = 1,46$), rezultă pulsația de rezonanță a electronului.

$$\omega_e = \sqrt{\frac{Ne^2}{\epsilon_o m (n_o^2 - 1)}} = \sqrt{\frac{10^{29} \cdot 1,6^2 \cdot 10^{-38}}{8,85 \cdot 10^{-12} \cdot 9,1 \cdot 10^{-31} (2,13-1)}} =$$

$$= 16,76 \cdot 10^{15} \text{ rad/s}$$

care corespunde unei lungimi de undă de 112,34 nm. Se observă perfectă coincidență a rezultatelor.

Relația lui Zernike (1.86) poate fi adusă la forma

$$n^2 - 1 = A - 1 + \frac{CB v^2}{C - v^2} + \frac{D}{E - v^2} \quad (1.87)$$

La o formă identică poate fi adusă și relația (1.85) după cum urmează. Tinînd seama că $f = c/\lambda$ și dînd factor pe $4\pi^2 e^2$ se obține

$$n^2 - 1 = \frac{Ne^2}{4\pi^2 \epsilon_o mc^2} \left[\frac{1}{\frac{1}{\lambda_e^2} - \frac{1}{\lambda^2}} + \frac{\frac{M}{H}}{\frac{1}{\lambda_n^2} - \frac{1}{\lambda^2}} \right] \quad (1.88)$$

sau

$$n^2 - 1 = \frac{Ne^2}{4\pi^2 \epsilon_o mc^2} \left[\frac{\lambda^2 \lambda_e^2}{\lambda^2 - \lambda_e^2} + \frac{\frac{M}{H}}{\frac{1}{\lambda_n^2} - \frac{1}{\lambda^2}} \right] \quad (1.89)$$

Tinînd seama că

$$\frac{\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_e^2} = 1 + \frac{\lambda_e^2}{\lambda^2 - \lambda_e^2} \text{ și înlocuind în (1.89)}$$

$$n^2 - 1 = \frac{e^2 N}{4\pi^2 \epsilon_0 m c^2} \left(1 + \frac{\lambda_e^2}{\lambda^2 - \lambda_e^2}\right) + \frac{e^2 N}{4\pi^2 \epsilon_0 M c^2} \frac{1}{\frac{\lambda^2}{n^2} - \frac{1}{\lambda^2}} \quad (1.90)$$

Introducem inversul lungimii de undă ca la Zernike $\nu = 1/\lambda$ și după prelucrări obținem

$$n^2 - 1 = \frac{e^2 N}{4\pi^2 \epsilon_0 m c^2 \nu_e^2} + \frac{e^2 N}{4\pi^2 \epsilon_0 m c^2 \nu_e^2} \frac{\nu^2}{\nu_e^2 - \nu^2} + \frac{e^2 N}{4\pi^2 \epsilon_0 M c^2} \frac{1}{\nu_n^2 - \nu^2} \quad (1.91)$$

Comparând acum relațiile (1.87) și (1.91) se constată că

$$C = \sqrt{\frac{2}{e}} \quad ; \quad E = \sqrt{\frac{2}{n}} \quad (1.92)$$

și

$$D = \frac{e^2 N}{4\pi^2 \epsilon_0 M c^2}$$

Deasemenea se vede că ar trebui să fie îndeplinite următoarele egalități

$$A - 1 = \frac{e^2 N}{4\pi^2 \epsilon_0 m c^2 \nu_e^2} = CE \quad (1.93)$$

efectuând înlocuirile, se constată o bună potrivire între relațiile (1.87) și (1.91). În primul rând s-a văzut că prima din egalitățile (1.92) este îndeplinită cu destulă precizie. În continuare, calculând valoarea numerică a primului termen al relației (1.91) unde s-a înlocuit $\nu_e^2 = C$ multiplicat cu 10^4 pentru a-l transforma în m^{-2} , se obține

$$\frac{e^2 N}{4\pi^2 \epsilon_0 c^2 m \nu_e^2} = \frac{1,6^2 \cdot 10^{-30} \cdot 10^{29}}{4\pi^2 \cdot 8,85 \cdot 10^{-12} \cdot 3^2 \cdot 10^{16} \cdot 9,1 \cdot 10^{-31} \cdot 7,72 \cdot 10^{15}} = 1,16$$

Se observă că diferă puțin de $A - 1 = 1,26$.

Făcînd raportul dintre coeficienții termenilor doi și trei ai relației (1.91), rezultă

$$\frac{\frac{e^2 N}{4\pi^2 \epsilon_0 c^2 m v_e^2}}{\frac{e^2 N}{4\pi^2 \epsilon_0 c^2 M}} = \frac{\frac{M}{m}}{v_e^2} = \frac{\frac{M}{m}}{c} = \frac{1840}{7,726 \cdot 10^9} = 238,15 \cdot 10^{-9}$$

unde s-a luat raportul dintre masa nucleului de hidrogen și masa electronului M/m egal cu 1840.

Po de altă parte, făcînd același lucru în relația (1.87)

$$\frac{C \cdot B}{D} = \frac{0,779}{3,25 \cdot 10^6} = 239,69 \cdot 10^{-9}$$

Se constată perfectă coincidență dintre cele două rapoarte ceea ce ne îndreptățește să considerăm că rezonanța din domeniul infraroșu se datorește rezonanței nucleului de hidrogen.

Coeficientul ultimului termen al relației (1.91) trebuie să se identifice cu coeficientul D. Efectuînd calculele, se obține

$$\frac{e^2 N}{4\pi^2 \epsilon_0 c^2 M} = \frac{1,6^2 \cdot 10^{-38} \cdot 10^{29}}{4\pi^2 \cdot 8,85 \cdot 10^{-12} \cdot 3^2 \cdot 10^{16} \cdot 1840 \cdot 9,1 \cdot 10^{-31}} = 4,8 \cdot 10^6$$

față de $D = 3,25 \cdot 10^6$. Diferența este ceva mai mare dar rezonabilă.

Ultimul termen din relațiile (1.87) și (1.91) determină rezonanța în domeniul infraroșu. Din formula lui Zernike rezultă că această rezonanță se obține pentru

$$\lambda_n = \sqrt{\frac{1}{E}} = 2 \cdot 10^{-3} \text{ cm} = 20 \cdot 10^{-6} \text{ m}$$

Această valoare diferă de rezultatele experimentale [19], fiind prea îndepărtată de lungimea de undă de aproximativ $1,5 \mu\text{m}$ de la care cristalul KDP prezintă o absorbție puternică. Avînd în vedere că trebuie să fie satisfăcută și egalitatea aproximativă

$$m v_e^2 = M^2 v_n^2$$

rezultă că E ar trebui să aibă valoarea

$$E = \frac{M}{m} c = \frac{7,726 \cdot 10^9}{1840} = 4,2 \cdot 10^6$$

care corespunde la o lungime de undă $\lambda_n = 4,8 \cdot 10^{-6}$ m ($\omega_n = 0,39 \cdot 10^{15}$). La exact același rezultat se ajunge și dacă se calculează ω_n dintr-o relație de tipul (1.78) scrisă însă pentru nucleul de hidrogen : $n^2 = 1 + Ne^2 / \epsilon_0 m \omega_n^2$.

Oricum, calculele arată că influența coeficientului E în formula lui Zerniko este foarte mică. De exemplu, la lungini de undă de $1 \mu\text{m}$, eroarea care se face prin înlocuirea valorii lui E de la $2,5 \cdot 10^5$ la $4,2 \cdot 10^6$ este mai mică de $2 \cdot 10^{-3}$.

Trebuie deasemenea arătat că a doua egalitate a relației (1.93) nu este îndeplinită deoarece $CB = 7,726 \cdot 10^9 \cdot 1,009 \cdot 10^{-10} = 0,779$ față de 1,16 cât rezultă membrul mijlociu al relației (1.93) sau față de $A - 1 = 1,259$.

Transparența optică a cristalului KDP a fost măsurată de mai mulți cercetători. Astfel Deshotel [18] a studiat absorbția cristalului în domeniul ultraviolet. Propagarea lumii s-a făcut după axa Z la un cristal de 1,6 mm grosime. Măsurătorile au arătat că cristalul mai este transparent la 210 nm, obținându-se o transmisie de 60%. La 220 nm cristalul prezenta o foarte slabă absorbție. Este interesant de semnalat că la această lungime de undă susceptivitatea neliniară pentru generarea armonicii a doua (1.101) schimbă de semn. Guseva [19] deasemenea a măsurat transparența spectrală la cristalele din grupa KDP în întreg spectrul optic. Astfel a constatat că cristalul KDP este transparent în intervalul $0,2 \dots 2,1 \mu\text{m}$, domeniul de transparență mai ridicată (80...45%) reducându-se la $0,25 \dots 1,25 \mu\text{m}$.

Studiul transparenței cristalului KDP în domeniul infraroșu, la temperatura camerei, a fost efectuat și de către autor. Instalația de măsură este descrisă în capitolul 4. Determinările s-au efectuat paralel cu măsurarea coeficientului electrooptic. Deoarece tensiunea de comandă de semiundă a cristalului în domeniul infraroșu depășește 20 kV, pentru a evita pericolul străpungerilor sau conturnărilor, am utilizat un cristal KDP cu cea mai mare dimensiune după axa Z de care s-a dispus și anume de 29 mm. Dimensiunile după X și Y erau de $15 \times 15 \text{ mm}^2$. În vederea ridicării curbei de absorbție a cristalului, s-au îndepărtat polarizorii măsurându-se tensiunea la ieșirea fotodetectorului. Curba rezultată este prezentată în fig. 1.6. La ridicarea acestei curbe s-a ținut seama de răspunsul spectral al în-

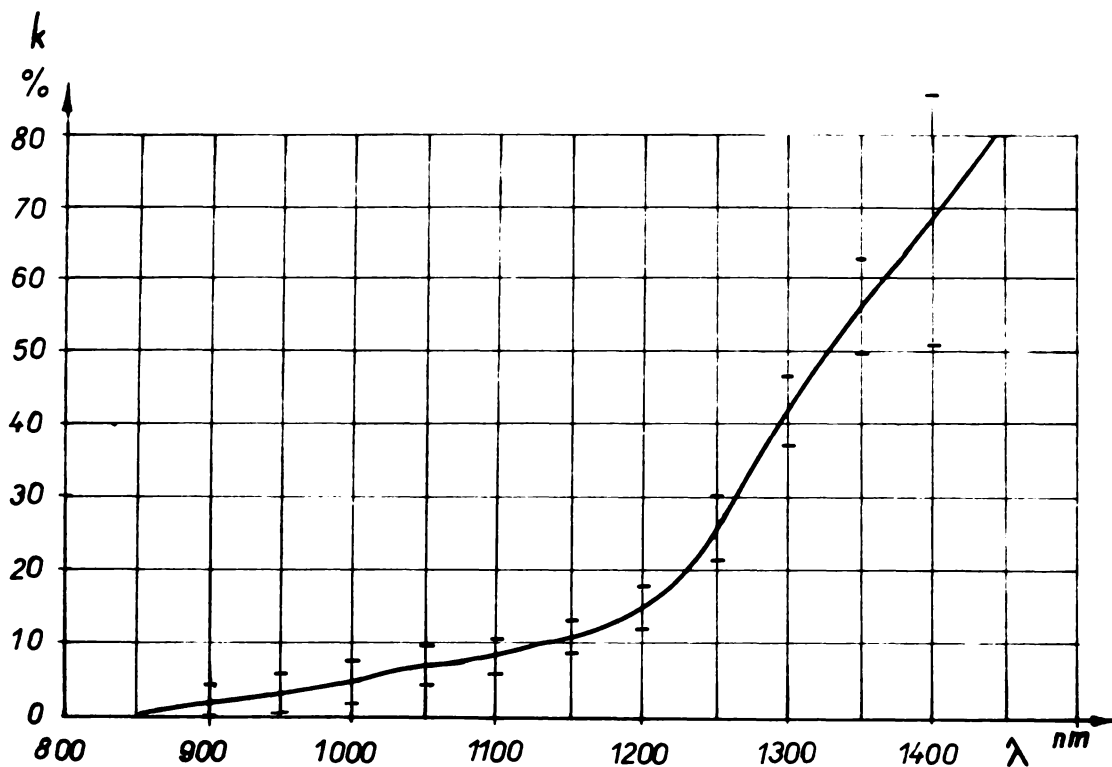


Fig.1.6

trezului lanț optic de la monocromator la fotodetector, determinat în lipsa cristalului. Din analiza acestei curbe de absorbție se constată că pentru o absorbție de 50%, cristalul se poate considera transparent pînă la $1,32 \mu\text{m}$. Rezultatele obținute concordează cu cele publicate de Guseva [19].

1.5 Dispersia coeficientului electrooptic

Coeficientul electrooptic liniar, așa cum a fost definit de Pockels [20], reprezintă coeficientul de proporționalitate dintre variația constantelor de polarizare și intensitatea câmpului electric în care este plasat cristalul.

$$\Delta a_{ij} = r_{ijk} E_k \quad .$$

Coeficientul electrooptic liniar este un tensor de rang trei după cum s-a arătat în paragraful 1.2 și el se poate defini și din relația (1.41).

Pornind de la constantele inax-eliipsoidului, se poate demonstra [4] că coeficientul electrooptic se mai poate scrie

$$r = - \frac{\chi^{(NL)}}{n^4} \quad . \quad (1.94)$$

Ținând seama de (1.64), rezultă

$$r = \frac{2Nv_e e^3 \beta}{n^4 \epsilon_0 m^2 (\omega_e^2 - \omega^2 + i\Gamma_e \omega)^2 \omega_e^2} \quad (1.95)$$

Po de altă parte, în relația (1.67) putem să substituim susceptivitatea totală cu susceptivitatea liniară

$$n^2 = 1 + \chi^{(L)} = 1 + \frac{e^2 N}{\epsilon_0 m (\omega_e^2 - \omega^2 + i\Gamma_e \omega)} \quad (1.96)$$

din care rezultă

$$(n^2 - 1)^2 = \frac{e^4 N^2}{\epsilon_0^2 m^2 (\omega_e^2 - \omega^2 + i\Gamma_e \omega)^2} \quad (1.97)$$

Combinând relațiile (1.95) și (1.97) rezultă expresia coeficientului electrooptic liniar așa cum a fost el enunțat de către Kurtz și Robinson [10]

$$r = \frac{(n^2 - 1)^2}{n^4} \frac{2\epsilon_0 \beta v_e}{e N \omega_e^2} \quad (1.98)$$

Dispersia coeficientului electrooptic este dată de dispersia factorului $(n^2 - 1)^2/n^4$. După cum arată autorii citați, relația (1.98) dă o potrivire rezonabilă cu dispersia observată la coeficienții electrooptici la cristalele ZnTe, KDP și la feroelectricii de tip ABO_3 . Pentru calculul coeficientului electrooptic, constanta anarmonică v_e poate fi evaluată independent din susceptivitatea neliniară pentru generarea armonicii a doua dată de Bloembergen [11]. Această susceptivitate se poate calcula simplu din ecuația diferențială (1.43). Într-adevăr, în ecuația (1.51) coeficientul lui $\exp(i2\omega t)$ trebuie să fie nul

$$x_{e2} [-(2\omega)^2 + \omega_e^2 + 2v_e x_{e0} + i\Gamma_e 2\omega] + v_e x_{e1}^2 = 0 \quad (1.99)$$

de unde

$$x_{e2} = - \frac{v_e x_{e1}^2}{\omega_e^2 - (2\omega)^2 + 2v_e x_{e0} + i\Gamma_e 2\omega} \quad (1.100)$$

Mai departe, ținând seama de (1.54), (1.57), (1.58) și considerînd constanta de amortizare neglijabilă, rezultă susceptivitatea neliniară pentru generarea armonicii a doua

$$\chi(2\omega) = - \frac{v_e \hbar e^3}{m^2 (\omega_e^2 - \omega^2)^2 (\omega_e^2 - (2\omega)^2)} \quad (1.101)$$

Această susceptivitate, măsurată de mai mulți cercetători [11], [14], este pentru KDP de $(2,2 \pm 0,6) \cdot 10^{-23}$ A.s/v².

Kurtz și Robinson arată că luând pentru KDP; $N = 10^{23}$ cm⁻³, $\omega_e = 2\pi \cdot 10^{15}$ s⁻¹, au obținut $v_e = 4 \cdot 10^{39}$ cm⁻¹ s⁻². Verificând calculele se constată că nu se obține această valoare pentru constanta de anarmonicitate. De asemenea se observă că pulsația la rezonanță a electronului adoptată de Kurtz și Robinson este prea apropiată de spectrul vizibil (300 nm), curbele de variație ale lui n sau r cu frecvența, ridicate experimental [16], [26], nu arată că la această frecvență ar exista vre-o rezonanță. Frecvența de rezonanță, așa cum s-a arătat în paragraful precedent, ar trebui să fie de aproximativ trei ori mai mare (100 nm) și atunci ar corespunde și cu relația (1.73) și cu datele experimentale ale lui Zernike. Chiar dacă se ia această valoare pentru ω_e nu rezultă valoarea indicată de Kurtz și Robinson pentru v_e .

Pentru a calcula această constantă am considerat relațiile (1.98) și (1.101), obținând un sistem de două ecuații având ca necunoscute pe v_e și ω_e . S-au luat pentru KDP următoarele valori: $r_{63} = 10,5 \cdot 10^{-12}$ m/v, $n_o = 1,5$, $\beta = 7,33$ (k=20), $N = 10^{29}$ m⁻³, $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ As, $m = 9,1 \cdot 10^{-31}$ kg și $\epsilon_o = 8,85 \cdot 10^{-12}$ As/Vm. Ecuațiile considerate se simplifică considerabil observând că ω poate fi neglijat față de ω_e . În felul acesta sistemul de ecuații devine

$$\left. \begin{aligned} r &= \frac{(n^2 - 1)^2}{n^4} \cdot \frac{2\epsilon_o \beta v_e}{eN \omega_e^2} \\ \chi(2\omega) &= - \frac{v_e \hbar e^3}{m^2 \omega_e^6} \end{aligned} \right\} \quad (1.102)$$

cu soluțiile

$$\begin{aligned} v_e &= 13,3 \cdot 10^{41} \text{ m}^{-1} \text{ s}^{-2} \\ \omega_e &= 17,6 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1} \quad (\lambda_e = 107 \text{ nm}) \end{aligned}$$

Se constată din nou coincidența frecvenței de rezonanță a electronului cu valorile deduse anterior. Pe de altă parte, cu $v_e = 13,3 \cdot 10^{41}$, relația (1.98) dă valoarea corectă a coeficien-

tului electrooptic r_{63} la KDP de $10,5 \cdot 10^{-12}$ m/V.

În 1950, Carpenter [28] a arătat că coeficientul r_{63}^X la cristalul KDP, la temperatura camerei, în intervalul de lungimi de undă 420...680 nm nu depinde de lungimea de undă și este $31,5 \cdot 10^{-8}$ nesCGS ($10,5 \cdot 10^{-12}$ m/V). În 1964, Ott și Sliker [23] au repetat determinările coeficientului r_{63}^X la KDP, la temperatura camerei cu precizie mai ridicată constatând că în intervalul 436...578 nm nu depinde de lungimea de undă și este $30,9 \cdot 10^{-8}$ nesCGS ($10,3 \cdot 10^{-12}$ m/V). Vloh [24] ajunge la rezultate asemănătoare ; în intervalul 500...700 nm coeficientul electrooptic practic nu depinde de lungimea de undă și este $27,8 \cdot 10^{-8}$ nesCGS ($9,26 \cdot 10^{-12}$ m/V). Totodată s-a observat o ușoară scădere a coeficientului electrooptic în spre lungimea de undă de 400 nm. Rezultate analoge obține și Vasilevskaia [31] .

Determinarea dependenței coeficientului electrooptic r_{63}^X la cristalul KDP de frecvență într-un domeniu mai larg de lungimi de undă (250...1400 nm) a fost făcută de Vloh și Luțiv-Sunski [26] . Determinarea coeficientului electrooptic s-a făcut din tensiunea de semiundă $U_{\lambda/2}$. Din curbele publicate de autorii citați mai sus, se constată că în intervalul 400...1200 nm, tensiunea de semiundă crește practic liniar cu lungimea de undă. La apropierea de banda de absorbție din infraroșu, în intervalul 1200...1400 nm, tensiunea de semiundă practic rămâne constantă la 18 KV. În domeniul ultraviolet, sub 400 nm, tensiunea de semiundă scade cu o pantă mai mare decât în domeniul vizibil. Ca urmare, coeficientul electrooptic este aproape constant în domeniul 500...1100 nm și crește rapid în zonele de absorbție din ultraviolet și infraroșu.

1.6 Un nou model fizic al efectului electrooptic propus de autor

Relația (1.98) dedusă de Kurtz și Robinson modelează mulțumitor dispersia coeficientului electrooptic în domeniul ultraviolet și vizibil. În domeniul infraroșu, rezultatele experimentale obținute de Vloh [26], cât și cele obținute de autor [27], arată o creștere a coeficientului electrooptic în timp ce la modelul lui Kurtz și Robinson se observă o scădere continuă.

Pentru a pune de acord rezultatele experimentale cu teoria, trebuie să se ia în considerare și rezonanța unui alt pur-

tător de sarcină din cristal, în afara electronului. Într-adevăr, așa cum s-a arătat în paragraful 1.4, indicele de refracție este determinat de sumă dintre susceptivitatea liniară datorită oscilației electronului și cea datorită oscilației nucleului de hidrogen (rel.1.82). Analog și la calculul coeficientului electrooptic va trebui să se ia în considerare pe lângă susceptivitatea neliniară a electronului și susceptivitatea neliniară a nucleului. Această susceptivitate rezultă din ecuația diferențială a nucleului, ecuație analoagă cu (1.48), unde însă indicele ϵ se înlocuiește cu indicele n iar masa m a electronului cu masa M a nucleului de hidrogen. Se obține astfel

$$\begin{aligned} \chi_n &= \chi_n^{(L)} + \chi_n^{(NL)} E(0) = \\ &= \frac{e^2 N}{\epsilon_0 M^2 (\omega_n^2 - \omega^2 + i \Gamma_n \omega)} - \frac{2N v_n e^3 \beta E(0)}{\epsilon_0 M^2 (\omega_n^2 - \omega^2 + i \Gamma_n \omega)^2 \omega_n^2} \end{aligned} \quad (1.103)$$

Ținând seama de (1.64) și neglijând constantele de amortizare, susceptivitatea neliniară totală va fi

$$\begin{aligned} \chi^{(NL)} &= \chi_e^{(NL)} + \chi_n^{(NL)} = \\ &= - \frac{2Ne^3 \beta}{\epsilon_0 M^2} \left[\frac{v_e}{(\omega_e^2 - \omega^2)^2 \omega_e^2} + \frac{v_n}{\left(\frac{M}{m}\right)^2 (\omega_n^2 - \omega^2)^2 \omega_n^2} \right] \end{aligned} \quad (1.104)$$

Cu aceasta, coeficientul electrooptic se calculează după relația (1.94), în care apare însă susceptivitatea neliniară totală de mai sus

$$r = \frac{2Ne^3 \beta}{n^4 \epsilon_0 M^2} \left[\frac{v_e}{(\omega_e^2 - \omega^2)^2 \omega_e^2} + \frac{v_n}{\left(\frac{M}{m}\right)^2 (\omega_n^2 - \omega^2)^2 \omega_n^2} \right] \quad (1.105)$$

Dacă se ține seama că trebuie să fie satisfăcută egalitatea aproximativă $\omega_e^2 \approx \omega_n^2$, relația (1.105) se mai poate exprima

$$r = \frac{2Ne^3 \beta v_e}{n^4 \epsilon_0 M^2 \omega_e^2} \left[\frac{1}{(\omega_e^2 - \omega^2)^2} + \frac{\frac{v_n}{v_e}}{\frac{M}{m} (\omega_n^2 - \omega^2)^2} \right] \quad (1.106)$$

Relațiile (1.105) și (1.106) reprezintă modelul efectului electrooptic propus de autor. Se observă că primul termen reprezintă coeficientul electrooptic definit de Kurtz și Robinson, iar cel de al doilea termen produce corecția necesară în domeniul infraroșu. Contribuția acestui termen în domeniul vizibil și ultraviolet trebuie să fie neînsemnată pe când în infraroșu, pe la 1500 nm, el trebuie să reprezinte aproximativ 20% din primul termen pentru a corespunde cu rezultatele experimentale. De aici s-ar putea determina valoarea constantei de anarmonicitate v_n a nucleului.

Pentru verificarea modelului propus, s-a măsurat dispersia coeficientului electrooptic, la cristalul KDP, în domeniul infraroșu. Dacă în domeniul vizibil coeficientul electrooptic la cristalul KDP a fost determinat de mai mulți cercetători, în domeniul infraroșu, în afara articolului lui Vloh și Luțiv-Sumskii [26], nu se găsesc alte date în legătură cu dispersia acestui coeficient.

În general, coeficientul electrooptic se măsoară cu precizie redusă chiar și în vizibil și cu atât mai mult în infraroșu. Așa se explică diferitele valori ale acestui coeficient publicate de diverși autori. În figura 1.7 este reprodusă o fotografie de pe curbele publicate în articolul [26]. Se observă după modul de construcție a acestor curbe precizia redusă de determinare a tensiunii de semiundă și a coeficientului electrooptic. De remarcat că autorii articolului nu menționează precizia cu care au determinat măsurile publicate.

În figura 1.8 sînt trasate curbele de variație ale coeficientului electrooptic, la cristalul KDP, calculat după modelul lui Kurtz-Robinson (1.98), curba 1; după modelul propus de autor (1.106), curba 2; după datele obținute pe cale experimentală de [26] (preluate din fig.1.7), curba 3 și după determinările experimentale ale autorului, curba 4.

Instalația utilizată de autor pentru aceste determinări a fost compusă dintr-un banc optic, un monocromator Zeiss SP1-2, un fotodetector sensibil în infraroșu, polarizori, redresor de înaltă tensiune și aparatul auxiliar necesar. Fotodetectorul și polarizorii au fost confecționați de către autor deoarece nu s-a dispus de asemenea dispozitive care să funcționeze în domeniul infraroșu. Descrierea lor se face în capitolul 4.

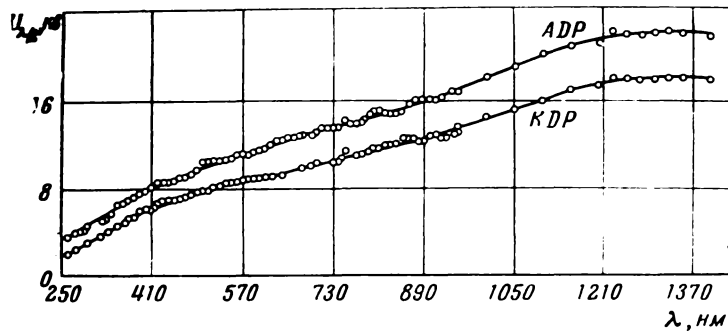


Рис. 1. Зависимость величины $U_{\lambda/2}$ от λ для механически свободных кристаллов ADP^2 и KDP при $t \approx 20^\circ C$

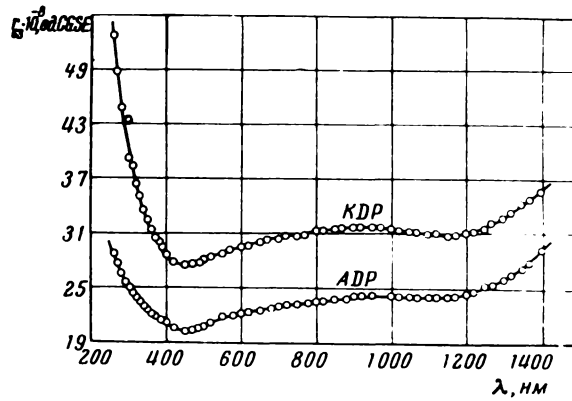


Рис. 2. Дисперсия электрооптического коэффициента γ_{63} механически свободных кристаллов ADP и KDP

Fig.1.7

Sus ; Dependenta mrimii $U_{\lambda/2}$ de λ pentru cristale ADP și KDP libere mecanic la $t \approx 20^\circ C$.

Jos ; Dispersia coeficientului electrooptic γ_{63} la cristale ADP și KDP libere mecanic.

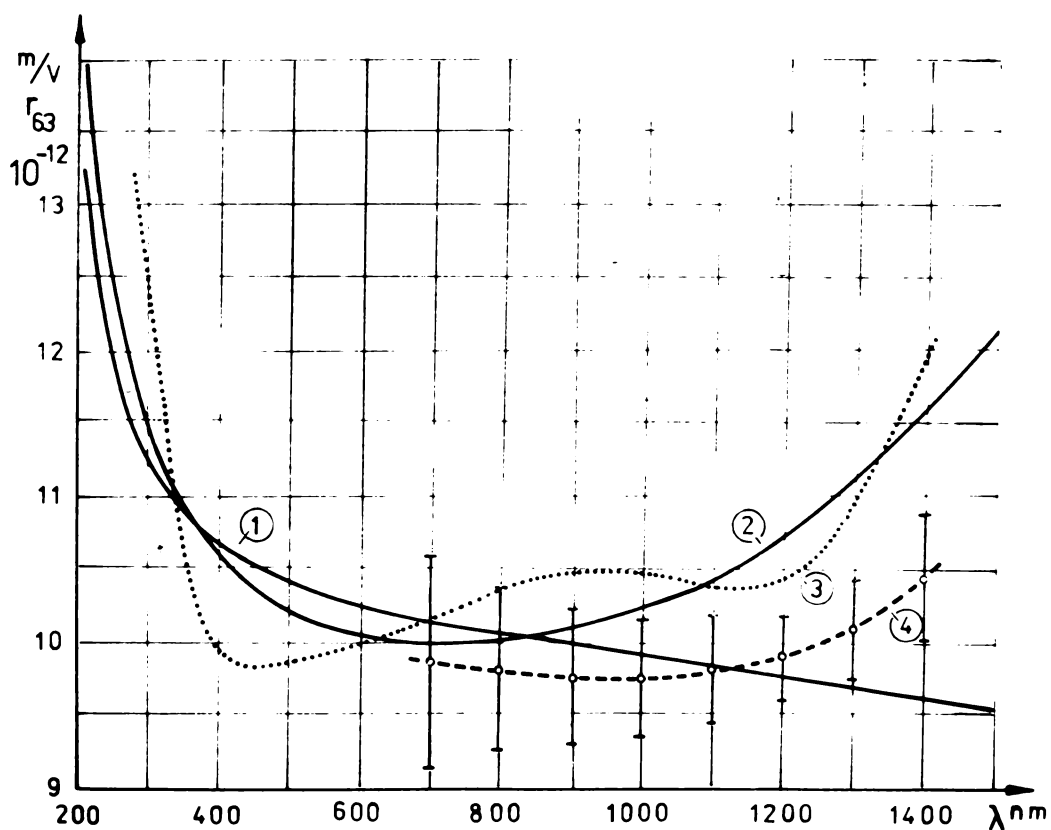


Fig.1.8

Dispersia coeficientului electrooptic r_{63} la cristallul KDP; 1- calculat după modelul lui Kurtz-Robinson, 2- calculat după modelul propus de autor, 3- determinat experimental de Vloh și Lușiv-Sunskii [27], 4- determinat experimental de autor.

Coeficientul electrooptic s-a determinat din valoarea tensiunii de semiundă la care cristalul introduce o defazare de π , adică produce o diferență de drum optic de jumătate de lungime de undă, când este valabilă relația $r_{63} = \lambda / 2n_0^3 U \lambda / 2$.

Tensiunea de semiundă crește cu lungimea de undă, ajungând la valori de peste 20 kV pe la 1400 nm. Din cauza acestei tensiuni ridicate la care trebuie comandat cristalul, pentru a evita pericolul străpungerilor sau conturnărilor, s-a utilizat un cristal KDP cu cea mai mare dimensiune după axa Z de care s-a dispus și anume de 29 mm. Dimensiunile după X și Y erau de 15x15 mm².

Cristalul a fost plasat între doi electrozi din folie de aluminiu prevăzuți cu un orificiu astfel încât atât lumina cât și câmpul electric aplicat să fie orientate cupă axa Z. În scopul asigurării unui contact electric cât mai întin între electrozi și fețele cristalului, acestea s-au uns cu un strat de glicerină.

Măsurătorile s-au efectuat atât cu polarizori încrucișați cât și cu polarizori paraleli, dispuși la 45° față de axele cristalografice. Lungimea de undă de 700 nm de la care au început măsurătorile reprezintă limita inferioară a benzii de trecere a fotodetectorului. Peste 1400 nm nu s-au mai putut face determinări din cauza absorbției mari a cristalului. Rezultatele obținute sînt asemănătoare cu ale lui [26]. S-au obținut valori mai mari pentru tensiunea de semiundă din care cauză au rezultat valori mai mici pentru coeficientul electrooptic. Cauza acestor diferențe constă în faptul că electrozii utilizați nefiind depuși ci aplicați pe fețele cristalului, o parte din tensiunea aplicată s-a repartizat pe spațiul dintre electrozi și cristal, rămînînd pe cristal o tensiune mai mică.

Precizia determinărilor coeficientului electrooptic este relativ scăzută. În fig.1.8 se indică plaja de valori obținute, curba trasată prin linie întreruptă reprezentînd media acestor valori. Erorile cele mai mari s-au înregistrat la extremitățile domeniului de lungimi de undă în care s-a lucrat. La lungimi de undă mici, erorile se datoresc sensibilității reduse a fotodetectorului utilizat, iar la lungimi de undă mari, absorbția puternică introdusă de cristal a determinat creșterea acestor erori.

CAPITOLUL 2

UTILIZAREA EFECTULUI ELECTROOPTIC ÎN MODULAREA RĂDIAȚIEI LUMINOASE

2.1 Modulare electrooptice

După cum rezultă din relația (1.16) sau (1.19), efectul electrooptic liniar, fie longitudinal fie transversal, permite modularea fazei radiației luminoase. Astfel elementul de bază în toate modulatoarele electrooptice o formează modulatorul de fază format dintr-o plăcuță de cristal electrooptic (RDP), tăiat paralel cu axele cristalografice. Tensiunea se aplică pe electrozi depuși pe fețele perpendiculare pe axa Z (fig.2.1).

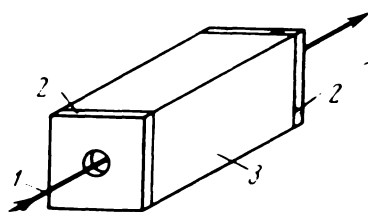


Fig.2.1

- 1 - Raza de lumină
- 2 - Electrozi
- 3 - Cristal electrooptic

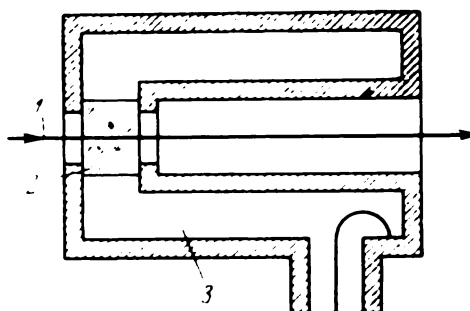


Fig.2.2

- 1 - Raza de lumină
- 2 - Cristal electrooptic
- 3 - Cavitate rezonantă

În cazul utilizării efectului longitudinal, când lumina se transmite tot după axa Z, electrozii trebuie să fie transparenti. Se utilizează electrozi de aur sau argint depuși prin evaporare în vid. Pentru a permite trecerea luminii se prevăd cu orificii centrale sau se fac sub formă de rețea. Mai convenabili sînt electrozii transparenti din oxid de staniu. Deoarece capacitatea formată din electrozi este relativ ridicată, frecvența de funcționare a acestui tip de modulator este limitată. Pentru a putea funcționa și în domeniul frecvențelor ultrairalte, cristalele se fixează în cavități rezonante (fig.2.2).

Limita superioară a frecvenței de lucru a modulatorului este dată de $f_{lim} = c/2n_0 l$, unde c este viteza luminii în vid

iar l este grosimea cristalului în direcția de propagare a luminii. Este ușor de văzut că pentru grosimi de cristal de 1 cm această limită este de 10^{10} Hz, [6].

Utilizarea modulației de fază este mai restrânsă din cauza dificultății de a detecta la punctul de recepție această modulație. Din acest motiv este mai comod să se facă o transformare a modulației de fază în modulație de amplitudine care se poate detecta foarte simplu, deoarece fotodetectoarele obișnuite sînt sensibile la variațiile amplitudinii radiației luminoase. Pentru aceasta, cristalul electrooptic se plasează între doi polarizori (fig.2.3).

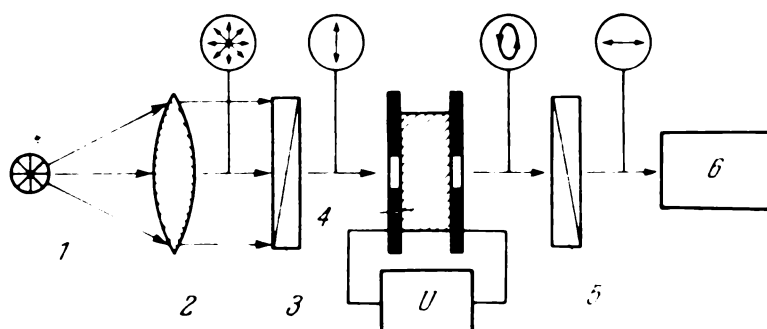


Fig.2.3

1 - Sursă de lumină, 2 - lentilă, 3 - polarizor,
4 - Cristal electrooptic cu electrozi, 5 - analizor, 6 - fotodetector

Datorită diferenței de fază dintre raza ordinară și extraordinară provocată de birefrința cristalului electrooptic, la ieșirea din modulator lumina va fi eliptic polarizată.

Notînd cu A_o raza ordinară și cu A_e raza extraordinară care iese din analizor, acestea au expresiile

$$A_o = A_m \sin \varphi \sin(\varphi + \psi) \sin(\omega t + \Gamma/2)$$

$$A_e = A_m \cos \varphi \sin(\varphi + \psi) \sin(\omega t - \Gamma/2)$$

unde A_m este amplitudinea vectorului oscilației luminoase liniar polarizate ce se aplică la intrarea modulatorului, Γ este faza radiației optice, φ este unghiul dintre planul de polarizare al polarizorului și axa elipsei de polarizare, ψ este unghiul dintre planurile de polarizare ai polarizorilor.

Intensitatea radiației luminoase, mărime ce este sesizată de un fotodetector este dată de

$$I = A_o^2 + A_e^2 = A_m^2 [\cos^2 \varphi - \sin^2 2\varphi \sin 2(\varphi + \psi) \sin^2(\Gamma/2)] .$$

Cum $A_{\text{M}}^2 = I_0$ este intensitatea radiației luminoase la intrarea în modulator, rezultă

$$\frac{I}{I_0} = \cos^2 \psi - \sin^2 2\psi \sin^2(\Gamma/2) \quad .$$

Acest raport are variația maximă în cazul când Γ variază între 0 și π pentru următoarele două cazuri

- 1) $\psi = 90^\circ$ și $\varphi = 45^\circ$
- 2) $\psi = 0^\circ$ și $\varphi = 45^\circ$

Raportul I/I_0 , care se numește caracteristica de modulație statică va deveni în primul caz

$$\frac{I}{I_0} = \sin^2(\Gamma/2)$$

iar în al doilea caz

$$\frac{I}{I_0} = \cos^2(\Gamma/2) = 1 - \sin^2(\Gamma/2) \quad .$$

Primul caz, cazul polarizorilor încrucișați este mai avantajos, deoarece el realizează un grad de modulație maxim la o tensiune aplicată cristalului mai mică.

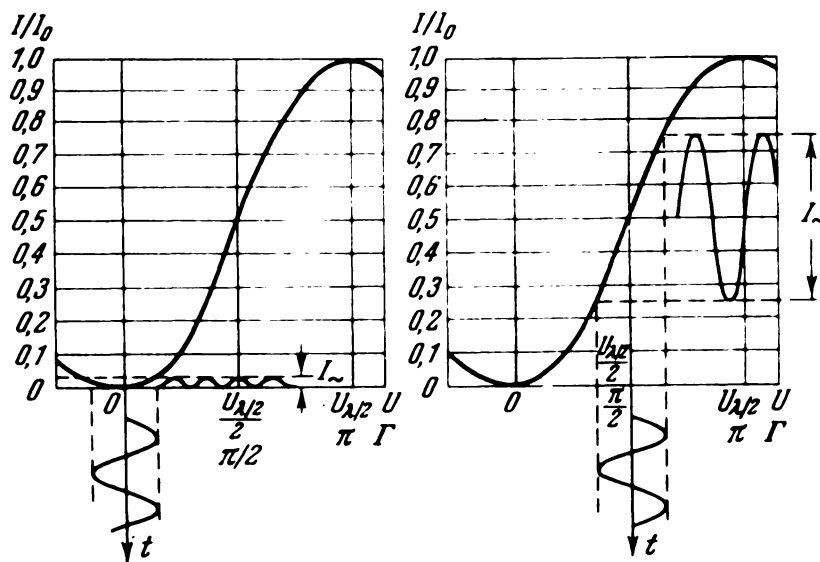


Fig.2.4

În fig.2.4 este reprezentată caracteristica statică în cazul polarizorilor încrucișați, unde cu I_{\sim} s-a notat componenta alternativă a intensității luminii la ieșire, datorată tensiunii alternative modulatorie aplicată cristalului. Dacă această tensiune este $U = U_0 \sin \omega t$, atunci diferența de fază Γ va avea următoarea variație în timp

$$\Gamma = \Gamma_0 \sin \omega t$$

unde

$$\Gamma_0 = \frac{2\tilde{\pi}}{\lambda} n_0^3 r_{63} U_0 = \tilde{\pi} \frac{U_0}{U_{\lambda/2}} .$$

Intensitatea luminoasă la ieșirea din modulator va fi

$$I = I_0 \sin^2\left(\frac{\Gamma_0}{2} \sin \Omega t\right) = \frac{I_0}{2} J_0(\Gamma_0) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(\Gamma_0) \cos 2n \Omega t,$$

unde $J_n(\Gamma_0)$ este funcția Bessel de ordinul n .

Se observă că componenta alternativă a intensității luminoase are frecvența multiplu par al frecvenței tensiunii modulatoare.

Gradul de modulație a luminii este

$$m = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$$

O altă caracteristică importantă a modulatorului este eficacitatea lui, definită ca raportul dintre componenta alternativă a intensității luminoase și intensitatea luminii aplicate la intrarea modulatorului.

$$\eta = \frac{I}{I_0} = \sin^2(\Gamma_0/2)$$

Eficacitatea modulatorului poate fi mult mărită, așa cum rezultă din diagrama din dreapta din fig. 2.4, prin aplicarea la electrozii cristalului a unei tensiuni continue egală cu jumătate din $U_{\lambda/2}$ care mută punctul de funcționare în porțiunea liniară a caracteristicii. În locul aplicării acestei tensiuni, este posibil să se obțină același rezultat prin introducerea în calea razei de lumină, după polarizor, a unei lame $\lambda/4$ care introduce defazajul necesar de $\tilde{\pi}/2$.

Funcționarea modulatorului în porțiunea liniară a caracteristicii face ca spectrul semnalului de ieșire să conțină numai armonici impare

$$I = \frac{I_0}{2} + I_0 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n J_{2n-1}(\Gamma_0) \sin(2n-1) \Omega t$$

Eficacitatea modulatorului este în acest caz $\eta = \sin^2 \Gamma_0$, iar gradul de modulație $m = \sin \Gamma_0$, adică $m = \eta$.

În cazul utilizării efectului electrooptic transversal, după cum s-a arătat, tensiunea de comandă poate fi mult micșorată, (1.19). În expresia defazajului apare însă termenul produs de birefrințența naturală care variază foarte mult la variațiile temperaturii. De aceea, la construirea modulatorilor care utilizează efectul transversal, trebuie luate măsuri de termostabilizarea cristalului sau de compensare a birefrințenței naturale. Pentru a realiza o astfel de compensare se utilizează două cristale identice, rotite unul față de celălalt cu 90° (fig.2.5), [7].

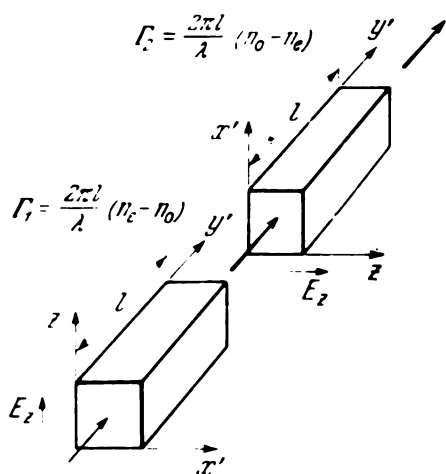


Fig.2.5

Birefrințența naturală se va anula iar birefrințența artificială produsă de cîmpul electric se va însuma. Cîmpul electric se aplică la ambele cristale după axa Z. Lumina plan polarizată la 45° față de axa Z se propagă prin primul cristal după axa Y' (sau X') iar prin al doilea cristal după axa X' (sau Y').

Să determinăm defazările suferite de componentele razei după axele XY. La trecerea radiației luminoase prin cristalul 1, defazările componentelor după axele Y' și Z vor avea următoarele valori

$$\Gamma_{y1} = \frac{2\pi l}{\lambda} n_{y'}^o \quad ; \quad \Gamma_{z1} = \frac{2\pi l}{\lambda} n_z^o$$

unde l este lungimea cristalului după direcția de propagare a luminii. La trecerea luminii prin cristalul 2, avem defazările componentelor după axele X' și Z

$$\Gamma_{x2} = \frac{2\pi l}{\lambda} n_{x'}^o \quad ; \quad \Gamma_{z2} = \frac{2\pi l}{\lambda} n_z^o$$

Variația totală a fazei celor două componente ale luminii la trecerea prin ambele cristale, va fi

$$\Gamma_x = \Gamma_{x1} + \Gamma_{x2} = \frac{2\pi l}{\lambda} (n_{x'}^o + n_{y'}^o)$$

$$\Gamma_y = \Gamma_{y1} + \Gamma_{z2} = \frac{2\pi l}{\lambda} (n_y^o + n_z^o) \quad ,$$

iar defazajul dintre componente

$$\Gamma = \Gamma_x - \Gamma_y = \frac{2\pi l}{\lambda} (n_x^o - n_y^o) \quad .$$

In absența câmpului electric aplicat cristalelor, $n_x^o = n_y^o$ și deci defazajul dintre componente va fi nul. In prezența câmpului electric, $n_x^o \neq n_y^o$ și diferența de fază devine

$$\Gamma = \frac{2\pi l r_{63} n_o^3 E}{\lambda} = \frac{2\pi l r_{63} n_o^3 U}{\lambda d}$$

și ținând seama de (1.17)

$$\Gamma = \frac{U}{U_{\lambda/2}} \frac{l}{d}$$

unde d este distanța dintre electrozii cristalului.

Pentru a obține o modulație de 100%, adică pentru a avea o diferență de fază de π rezultă din ultima relație că tensiunea de comandă va fi de l/d ori mai mică decât $U_{\lambda/2}$. Astfel această tensiune a putut fi scăzută pînă la 750 V, [3], [6], [7].

2.2 Ecuațiile matriceale ale modulatorilor cu cristale electrooptice

2.2.1 Modulatorul cu un cristal

Starea luminii la ieșirea unui sistem optic format dintr-o serie de elemente optice (plăcuțe defazoare, polarizori, etc) se poate determina relativ simplu utilizînd matricile și vectorul Jones [4], [25]. Pentru aplicarea acestei metode, lumina polarizată se exprimă printr-un vector (vectorul Jones) iar diferitele elemente optice străbătute de lumină, prin niște matrice. Efectuînd înmulțirea repetată a matricilor cu vectorul Jones, se obține vectorul Jones al luminii rezultate. Intensitatea relativă a luminii emergente este egală cu suma patratelor amplitudinilor componentelor vectorului Jones.

Deoarece produsul matricilor nu este comutativ, pentru ca rezultatele calculului să fie corecte este necesară o anumită așezare a matricilor în vederea înmulțirii. In partea din dreapta

se scrie vectorul Jones a luminii incidente și apoi de la dreapta spre stânga se scriu matricile elementelor în ordinea în care ele sînt străbătute de lumină. efectuînd produsul matricelor, respectînd regulele calculului matricial, se obține în final vectorul Jones al luminii emergente.

Considerăm cazul cel mai general al unui cristal electrooptic care produce defazarea Γ și are azimutul arbitrar α și este plasat între doi polarizori cu direcțiile de vibrație (azimuturile) oarecare α_P și α_A . Așezarea elementelor este ilustrată în fig.2.6

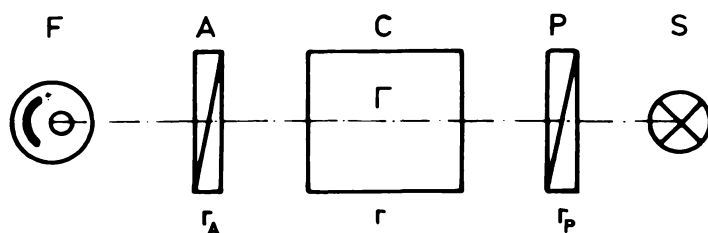


Fig.2.6

S - sursă de lumină, P - polarizor, C - cristal electrooptic, A - analizor, F - fotodetector

În fig. 2.6 elementele s-au așezat cu sursa de lumină în dreapta și mersul razelor de la dreapta spre stînga ca să corespundă cu așezarea matricelor Jones.

Lumina nepolarizată dată de sursa S după ce a străbătut polarizorul liniar P devine liniar polarizată și poate fi exprimată prin vectorul Jones care se scrie sub forma de matrice coloană astfel

$$\begin{bmatrix} \cos \alpha_P \\ \sin \alpha_P \end{bmatrix} \quad (2.1)$$

unde α_P este unghiul planului de polarizare față de origine.

Cristalul electrooptic se poate considera ca o plăcuță defazoare care se caracterizează de matricea

$$\begin{bmatrix} \cos^2 r e^{i\Gamma/2} + \sin^2 r e^{-i\Gamma/2} & \cos r \sin r 2i \sin \Gamma/2 \\ \cos r \sin r 2i \sin \Gamma/2 & \cos^2 r e^{-i\Gamma/2} + \sin^2 r e^{i\Gamma/2} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{12} & m_{22} \end{bmatrix} \quad (2.2)$$

unde Γ este întârzierea (defazarea) introdusă de cristalul electrooptic, iar r este azimutul cristalului considerat față de aceeași origine [25].

Analizorul are matricea

$$\begin{bmatrix} \cos^2 r_A & \cos r_A \sin r_A \\ \cos r_A \sin r_A & \sin^2 r_A \end{bmatrix} \quad (2.3)$$

Cu acestea, vectorul Jones al luminii care iese din analizor se poate scrie

$$J = \begin{bmatrix} \cos^2 r_A & \cos r_A \sin r_A \\ \cos r_A \sin r_A & \sin^2 r_A \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{12} & m_{22} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \cos r_p \\ \sin r_p \end{bmatrix} \quad (2.4)$$

Analizor Cristal Lumină polarizată

Efectuînd înmulțirea matricei cristalului cu vectorul Jones al luminii polarizate, rezultă

$$J = \begin{bmatrix} \cos^2 r_A & \cos r_A \sin r_A \\ \cos r_A \sin r_A & \sin^2 r_A \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} m_{11} \cos r_p + m_{12} \sin r_p \\ m_{12} \cos r_p + m_{22} \sin r_p \end{bmatrix} \quad (2.5)$$

unde vectorul coloană obținut reprezintă lumina la ieșirea din cristal.

Efectuînd în continuare produsul matricei analizorului cu vectorul Jones obținut mai sus, rezultă

$$J = \begin{bmatrix} m_1 \\ m_2 \end{bmatrix} \quad (2.6)$$

în care

$$m_1 = \cos^2 r_A (m_{11} \cos r_p + m_{12} \sin r_p) + \cos r_A \sin r_A (m_{12} \cos r_p + m_{22} \sin r_p) \quad (2.7)$$

$$\begin{aligned} \text{și} \quad m_2 = & \cos r_A \sin r_A (m_{11} \cos r_P + m_{12} \sin r_P) + \\ & + \sin^2 r_A (m_{12} \cos r_P + m_{22} \sin r_P) \end{aligned} \quad (2.8)$$

Efectuind calculele

$$\begin{aligned} m_1 = & (m_{11} \cos r_A \cos r_P + m_{12} \cos r_A \sin r_P + \\ & + m_{12} \sin r_A \cos r_P + m_{22} \sin r_A \sin r_P) \cos r_A \end{aligned} \quad (2.9)$$

$$\begin{aligned} \text{și} \quad m_2 = & (m_{11} \cos r_A \cos r_P + m_{12} \cos r_A \sin r_P + \\ & + m_{12} \sin r_A \cos r_P + m_{22} \sin r_A \sin r_P) \sin r_A \end{aligned} \quad (2.10)$$

și deci

$$\begin{aligned} J = & [m_{11} \cos r_A \cos r_P + m_{12} (\cos r_A \sin r_P + \sin r_A \cos r_P) + \\ & + m_{22} \sin r_A \sin r_P] \begin{bmatrix} \cos r_A \\ \sin r_A \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (2.11)$$

sau ținând seama că paranteza mică are expresia $\sin(r_A+r_P)$

$$J = [m_{11} \cos r_A \cos r_P + m_{12} \sin(r_A+r_P) + m_{22} \sin r_A \sin r_P] \begin{bmatrix} \cos r_A \\ \sin r_A \end{bmatrix} \quad (2.12)$$

După cum s-a arătat, intensitatea relativă a luminii emergente este egală cu suma patratelor componentelor vectorului Jones.

$$\begin{aligned} \frac{I}{I_0} = & [m_{11} \cos r_A \cos r_P + m_{12} \sin(r_A+r_P) + m_{22} \sin r_A \sin r_P]^2 \cdot \\ & \cdot (\cos^2 r_A + \sin^2 r_A) \end{aligned} \quad (2.13)$$

În continuare facem înlocuirile elementelor matricii cristalului m_{11} , m_{12} , m_{22} conformo relației (2.2).

$$\begin{aligned} \frac{I}{I_0} = & [(\cos^2 r \cdot e^{1/2} + \sin^2 r \cdot e^{-1/2}) \cos r_A \cos r_P + \\ & + \cos r \sin r \cdot 2i \sin^{1/2} \cdot \sin(r_A+r_P) + \\ & + (\sin^2 r \cdot e^{1/2} + \cos^2 r \cdot e^{-1/2}) \sin r_A \sin r_P]^2 \end{aligned} \quad (2.14)$$

Tinând seama că

$$\begin{aligned} e^{i\Gamma/2} &= \cos(\Gamma/2) + i \sin(\Gamma/2) , \\ e^{-i\Gamma/2} &= \cos(\Gamma/2) - i \sin(\Gamma/2) , \end{aligned} \quad (2.15)$$

după efectuarea calculului și utilizând transformări trigonometrice simple, obținem

$$\frac{I}{I_0} = \left[\cos(\Gamma/2) \cos(r_A - r_P) + i \sin(\Gamma/2) [\cos 2r \cos(r_A + r_P) + \sin 2r \sin(r_A + r_P)] \right]^2$$

și ridicând la patrat

$$\frac{I}{I_0} = \cos^2(\Gamma/2) \cos^2(r_A - r_P) + \sin^2(\Gamma/2) \cos^2(2r - r_A - r_P) , \quad (2.16)$$

relație care mai poate fi adusă la forma

$$\frac{I}{I_0} = \cos^2(r_A - r_P) - \sin^2(\Gamma/2) \sin 2(r - r_A) \sin 2(r - r_P) . \quad (2.17)$$

Relația (2.16) sau (2.17) reprezintă intensitatea luminoasă relativă a razei de lumină la ieșirea din ansamblul format dintr-un cristal electrooptic plasat între doi polarizori liniari.

De remarcat că exprimarea de mai sus a intensității luminoase în cazul cel mai general când azimuturile cristalului și polarizorilor sînt considerate arbitrare, nu mai este întîlnită în literatură.

Considerînd azimutul cristalului ca origine ($r=0$), se obține expresia intensității luminoase relative sub forma cunoscută în literatură.

$$\frac{I}{I_0} = \cos^2(r_A - r_P) - \sin^2(\Gamma/2) \cdot \sin 2r_A \cdot \sin 2r_P . \quad (2.18)$$

Cum dispozitivul format din cristalul electrooptic și polarizori se utilizează ca modulatori de lumină sau elemente logice, interesează cazurile limită cînd intensitatea luminoasă la ieșirea din dispozitiv ia valoarea 0 sau 1.

Aven cazurile

$$\frac{I}{I_0} = 0 \quad 1) \text{ la } \sin^2(\Gamma/2) = 0 \quad ; \quad r_A - r_P = \pm \pi/2$$

$$2) \text{ la } \sin^2(\Gamma/2) = 1 \quad ; \quad r_A + r_P = \pm \pi/2$$

$$\frac{I}{I_0} = 1 \quad 1) \text{ la } \sin^2(\Gamma/2) = 0 \quad ; \quad r_A - r_P = 0$$

$$2) \text{ la } \sin^2(\Gamma/2) = 1 \quad ; \quad r_A + r_P = 0$$

De aici rezultă că variația maximă a intensității luminoase la ieșirea modulatorului, la variația lui Γ de la 0 la π , se obține în următoarele două cazuri particulare :

1. Polarizori paraleli orientați la 45° față de axele X' și Y' ale cristalului

$$r_A = r_P = 45^\circ$$

și atunci

$$\frac{I}{I_0} = 1 - \sin^2(\Gamma/2) = \cos^2(\Gamma/2)$$

sau

(2.19)

$$\frac{I}{I_0} = \frac{1}{2} (1 + \cos \Gamma)$$

2. Polarizori încrucișați orientați la 45° față de axele X' , Y' ale cristalului

$$r_A = r_P \pm 90^\circ \quad ; \quad r_A = +45^\circ \quad ; \quad r_P = -45^\circ$$

și atunci

$$\frac{I}{I_0} = \sin^2(\Gamma/2)$$

sau

(2.20)

$$\frac{I}{I_0} = \frac{1}{2} (1 - \cos \Gamma)$$

Aceste două cazuri sînt cele utilizate de obicei.

2.2.2 Modulatorul cu două cristale înseriate optic

Utilizarea metodei de calcul Jones la calculul intensității luminoase de la ieșirea modulatoarelor cu un cristal s-a făcut cu scop de generalizare, rezultatele obținute fiind cunoscute. Cazul a două sau mai multe cristale înseriate, fenomenul au fost studiate de [4] care a admis însă unele particularizări la alegerea azimuturilor. În continuare vom studia cazul cel mai general când toate elementele au azimuturile arbitrare. Utilizând aceleași notații ca în paragraful precedent, aranjamentul cristalelor este cel din fig.2.7.

Acestor figuri i se asociază vectorul și matricele Jones

$$J = \begin{bmatrix} \cos^2 r_A & \cos r_A \sin r_A \\ \cos r_A \sin r_A & \sin^2 r_A \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} m_{11}^n & m_{12}^n \\ m_{12}^n & m_{22}^n \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} m_{11}^i & m_{12}^i \\ m_{12}^i & m_{22}^i \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \cos r_P \\ \sin r_P \end{bmatrix} \quad (2.21)$$

analizor
cristal 2
cristal 1
lumină polarizată

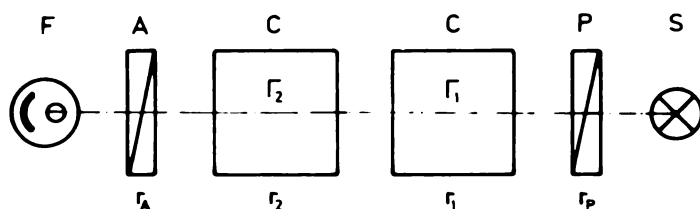


Fig.2.7

unde cu m_{ij}^i am notat elementele matricei cristalului 1, iar cu m_{ij}^n elementele matricei cristalului 2.

Efectuând pentru început înmulțirea matricelor celor două cristale, se obține matricea produs

$$\begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{bmatrix} \quad (2.22)$$

unde

$$M_{11} = m_{11}^n \cdot m_{11}^i + m_{12}^n \cdot m_{12}^i$$

$$M_{12} = m_{11}^r \cdot m_{12}^i + m_{12}^r \cdot m_{22}^i \quad (2.23)$$

$$M_{21} = m_{12}^r \cdot m_{11}^i + m_{22}^r \cdot m_{12}^i$$

$$M_{22} = m_{12}^r \cdot m_{12}^i + m_{22}^r \cdot m_{22}^i$$

Astfel vectorul Jones devine

$$J = \begin{bmatrix} \cos^2 r_A & \cos r_A \sin r_A \\ \cos r_A \sin r_A & \sin^2 r_A \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \cos r_P \\ \sin r_P \end{bmatrix} \quad (2.24)$$

Efectuind p odusul matricelor, se obține

$$J = (M_{11} \cos r_A \cos r_P + M_{12} \cos r_A \sin r_P + M_{21} \sin r_A \cos r_P + M_{22} \sin r_A \sin r_P) \cdot \begin{bmatrix} \cos r_A \\ \sin r_A \end{bmatrix} \quad (2.25)$$

Intensitatea luminoasă relativă rezultă din ridicarea la patrat și însumarea componentelor vectorului Jones. Astfel matricea coloană

$$\begin{bmatrix} \cos r_A \\ \sin r_A \end{bmatrix} \quad (2.26)$$

devine egală cu unitatea și deci

$$\frac{I}{I_0} = [M_{11} \cos r_A \cos r_P + M_{12} \cos r_A \sin r_P + M_{21} \sin r_A \cos r_P + M_{22} \sin r_A \sin r_P]^2 \quad (2.27)$$

Urmează să se înlocuiască elementele M_{ij} pe care însă în prealabil trebuiesc calculate.

Elementul M_{11} .

Făcînd înlocuirile în conformitate cu matricea (2.2) rezultă

$$M_{11} = (\cos^2 r_2 \cdot e^{i\Gamma_2/2} + \sin^2 r_2 \cdot e^{-i\Gamma_2/2}) (\cos^2 r_1 \cdot e^{i\Gamma_1/2} + \sin^2 r_1 \cdot e^{-i\Gamma_1/2}) + \cos r_2 \sin r_2 \cdot 2i \sin(\Gamma_2/2) \cdot \cos r_1 \sin r_1 \cdot 2i \sin(\Gamma_1/2) =$$

$$\begin{aligned}
 &= \cos^2 r_2 \cos(\Gamma_2/2) \cos^2 r_1 \cos(\Gamma_1/2) + i \cos^2 r_2 \cos(\Gamma_2/2) \cos^2 r_1 \sin(\Gamma_1/2) + \\
 &+ \cos^2 r_2 \cos(\Gamma_2/2) \sin^2 r_1 \cos(\Gamma_1/2) - i \cos^2 r_2 \cos(\Gamma_2/2) \sin^2 r_1 \sin(\Gamma_1/2) + \\
 &+ i \cos^2 r_2 \sin(\Gamma_2/2) \cos^2 r_1 \cos(\Gamma_1/2) - \cos^2 r_2 \sin(\Gamma_2/2) \cos^2 r_1 \sin(\Gamma_1/2) + \\
 &+ i \cos^2 r_2 \sin(\Gamma_2/2) \sin^2 r_1 \cos(\Gamma_1/2) + \cos^2 r_2 \sin(\Gamma_2/2) \sin^2 r_1 \sin(\Gamma_1/2) + \\
 &+ \sin^2 r_2 \cos(\Gamma_2/2) \cos^2 r_1 \cos(\Gamma_1/2) + i \sin^2 r_2 \cos(\Gamma_2/2) \cos^2 r_1 \sin(\Gamma_1/2) + \\
 &+ \sin^2 r_2 \cos(\Gamma_2/2) \sin^2 r_1 \cos(\Gamma_1/2) - i \sin^2 r_2 \cos(\Gamma_2/2) \sin^2 r_1 \sin(\Gamma_1/2) - \\
 &- i \sin^2 r_2 \cos(\Gamma_2/2) \cos^2 r_1 \cos(\Gamma_1/2) + \sin^2 r_2 \sin(\Gamma_2/2) \cos^2 r_1 \sin(\Gamma_1/2) - \\
 &- i \sin^2 r_2 \sin(\Gamma_2/2) \sin^2 r_1 \cos(\Gamma_1/2) - \sin^2 r_2 \sin(\Gamma_2/2) \sin^2 r_1 \sin(\Gamma_1/2) - \\
 &- 4 \cos r_2 \sin r_2 \cos r_1 \sin r_1 \sin(\Gamma_2/2) \sin(\Gamma_1/2) \quad . \quad (2.29)
 \end{aligned}$$

Pentru ușurința calculului se va calcula pe rând partea reală și partea imaginară a elementului M_{11} . Grupind termenii și fiind factori comuni

$$\begin{aligned}
 \operatorname{Re}(M_{11}) &= \cos(\Gamma_2/2) \cos^2 r_1 \cos(\Gamma_1/2) + \cos r_2 \sin^2 r_1 \cos(\Gamma_1/2) - \\
 &- \sin(\Gamma_2/2) \cos^2 r_1 \sin(\Gamma_1/2) (\cos^2 r_2 - \sin^2 r_2) + \\
 &+ \sin(\Gamma_2/2) \sin^2 r_1 \sin(\Gamma_1/2) (\cos^2 r_2 - \sin^2 r_2) - \\
 &- 4 \cos r_2 \sin r_2 \cos r_1 \sin r_1 \sin(\Gamma_2/2) \sin(\Gamma_1/2) = \\
 &= \cos(\Gamma_2/2) \cos(\Gamma_1/2) - \\
 &- \sin(\Gamma_2/2) \sin(\Gamma_1/2) (\cos 2r_2 \cos 2r_1 + \sin 2r_2 \sin 2r_1) \\
 \operatorname{Re}(M_{11}) &= \cos(\Gamma_2/2) \cos(\Gamma_1/2) - \sin(\Gamma_2/2) \sin(\Gamma_1/2) \cdot \cos 2(r_2 - r_1) \quad . \quad (2.30)
 \end{aligned}$$

Effectuând transformări trigonometrice, relația se mai poate scrie

$$\begin{aligned}
 \operatorname{Re}(M_{11}) &= \frac{1}{2} \left[\cos \frac{\Gamma_1 - \Gamma_2}{2} [1 - \cos 2(r_1 - r_2)] + \cos \frac{\Gamma_1 + \Gamma_2}{2} [1 + \cos 2(r_1 - r_2)] \right] \\
 \operatorname{Re}(M_{11}) &= \sin^2(r_1 - r_2) \cos \frac{\Gamma_1 - \Gamma_2}{2} + \cos^2(r_1 - r_2) \cos \frac{\Gamma_1 + \Gamma_2}{2} \quad . \quad (2.31)
 \end{aligned}$$

Partea imaginară a elementului M_{11}

$$\begin{aligned} \operatorname{Im}(M_{11}) &= \cos(\Gamma_2/2)\cos^2 r_1 \sin(\Gamma_1/2) + \sin(\Gamma_2/2)\cos^2 r_2 \cos(\Gamma_1/2) - \\ &- \cos(\Gamma_2/2)\sin^2 r_1 \sin(\Gamma_1/2) - \sin(\Gamma_2/2)\sin^2 r_2 \cos(\Gamma_1/2) = \\ &= \cos(\Gamma_2/2)\sin(\Gamma_1/2)(\cos^2 r_1 - \sin^2 r_1) + \\ &+ \sin(\Gamma_2/2)\cos(\Gamma_1/2)(\cos^2 r_2 - \sin^2 r_2) \\ \operatorname{Im}(M_{11}) &= \cos(\Gamma_2/2)\sin(\Gamma_1/2)\cos 2r_1 + \sin(\Gamma_2/2)\cos(\Gamma_1/2)\cos 2r_2 . \end{aligned} \quad (2.32)$$

Care mai poate fi adusă și la forma următoare prin transformări trigonometrice

$$\begin{aligned} \operatorname{Im}(M_{11}) &= \cos^2 r_1 \left[\frac{1}{2} \sin \frac{\Gamma_1 + \Gamma_2}{2} + \frac{1}{2} \sin \frac{\Gamma_1 - \Gamma_2}{2} \right] + \\ &+ \cos^2 r_2 \left[\frac{1}{2} \sin \frac{\Gamma_1 + \Gamma_2}{2} - \frac{1}{2} \sin \frac{\Gamma_1 - \Gamma_2}{2} \right] = \\ &= \frac{1}{2} \sin \frac{\Gamma_1 + \Gamma_2}{2} (\cos 2r_1 + \cos 2r_2) + \\ &+ \sin \frac{\Gamma_1 - \Gamma_2}{2} (\cos 2r_1 - \cos 2r_2) \\ \operatorname{Im}(M_{11}) &= \sin \frac{\Gamma_1 + \Gamma_2}{2} \cos(r_1 + r_2) \cdot \cos(r_1 - r_2) - \\ &- \sin \frac{\Gamma_1 - \Gamma_2}{2} \sin(r_1 + r_2) \cdot \sin(r_1 - r_2) \quad (2.33) \end{aligned}$$

Prin urmare elementul M_{11} se poate scrie

$$\begin{aligned} M_{11} &= \cos(\Gamma_1/2)\cos(\Gamma_2/2) - \sin(\Gamma_1/2)\sin(\Gamma_2/2) \cdot \cos 2(r_1 - r_2) + \\ &+ i \sin(\Gamma_1/2)\cos(\Gamma_2/2)\cos 2r_1 + i \cos(\Gamma_1/2)\sin(\Gamma_2/2)\cos 2r_2 . \end{aligned} \quad (2.34)$$

Sau utilizând relațiile (2.31) și (2.33)

$$\begin{aligned} M_{11} &= \sin^2(r_1 - r_2) \cos \frac{\Gamma_1 - \Gamma_2}{2} + \cos^2(r_1 - r_2) \cos \frac{\Gamma_1 + \Gamma_2}{2} + \\ &+ i \cos(r_1 + r_2) \cos(r_1 - r_2) \sin \frac{\Gamma_1 + \Gamma_2}{2} - \end{aligned}$$

$$- i \sin(r_1+r_2)\sin(r_1-r_2)\sin \frac{\Gamma_1-\Gamma_2}{2} \quad (2.35)$$

In continuare se procedează analog la calculul elementului M_{12} . Din relațiile (2.2) și (2.23), rezultă

$$\begin{aligned} M_{12} &= m_{11}^i \cdot m_{12}^i + m_{12}^r \cdot m_{22}^r = \\ &= (\cos^2 r_2 \cdot e^{i\Gamma_2/2} + \sin^2 r_2 \cdot e^{-i\Gamma_2/2}) \cos r_1 \sin r_1 \cdot 2i \sin(\Gamma_1/2) + \\ &+ \cos r_2 \sin r_2 \cdot 2i \sin(\Gamma_2/2) \cos^2 r_1 \cdot e^{-i\Gamma_1/2} + \sin^2 r_1 \cdot e^{i\Gamma_1/2} \quad (2.36) \end{aligned}$$

Utilizând formulele lui Euler, se obține

$$\begin{aligned} M_{12} &= \cos^2 r_2 (\cos(\Gamma_2/2) + i \sin(\Gamma_2/2)) + \sin^2 r_2 (\cos(\Gamma_2/2) - i \sin(\Gamma_2/2)) \cdot \\ &\cdot \cos r_1 \sin r_1 \cdot 2i \sin(\Gamma_1/2) + \\ &+ \cos^2 r_1 (\cos(\Gamma_1/2) - i \sin(\Gamma_1/2)) + \sin^2 r_1 (\cos(\Gamma_1/2) + i \sin(\Gamma_1/2)) \cdot \\ &\cdot \cos r_2 \sin r_2 \cdot 2i \sin(\Gamma_2/2) \quad (2.37) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} M_{12} &= 2i \cos^2 r_2 \cos(\Gamma_2/2) \cos r_1 \sin r_1 \sin(\Gamma_1/2) - \\ &- 2 \cos^2 r_2 \sin(\Gamma_2/2) \cos r_1 \sin r_1 \sin(\Gamma_1/2) + \\ &+ 2i \sin^2 r_2 \cos(\Gamma_2/2) \cos r_1 \sin r_1 \sin(\Gamma_1/2) + \\ &+ 2 \sin^2 r_2 \sin(\Gamma_2/2) \cos r_1 \sin r_1 \sin(\Gamma_1/2) + \\ &+ 2i \cos^2 r_1 \cos(\Gamma_1/2) \cos r_2 \sin r_2 \sin(\Gamma_2/2) + \\ &+ 2 \cos^2 r_1 \sin(\Gamma_1/2) \cos r_2 \sin r_2 \sin(\Gamma_2/2) + \\ &+ 2i \sin^2 r_1 \cos(\Gamma_1/2) \cos r_2 \sin r_2 \sin(\Gamma_2/2) - \\ &- 2 \sin^2 r_1 \sin(\Gamma_1/2) \cos r_2 \sin r_2 \sin(\Gamma_2/2) \quad (2.38) \end{aligned}$$

Se continuă calculele separând părțile

$$\begin{aligned} \operatorname{Re}(M_{12}) &= 2 \sin(\Gamma_1/2) \sin(\Gamma_2/2) \cos r_2 \sin r_2 (\cos^2 r_1 - \sin^2 r_1) - \\ &- 2 \sin(\Gamma_1/2) \sin(\Gamma_2/2) \cos r_1 \sin r_1 (\cos^2 r_1 - \sin^2 r_2) = \\ &= \sin(\Gamma_1/2) \sin(\Gamma_2/2) (\sin 2r_2 \cdot \cos 2r_1 - \sin 2r_1 \cdot \cos 2r_2) \quad (2.39) \end{aligned}$$

$$\operatorname{Re}(M_{12}) = \sin(\Gamma_1/2)\sin(\Gamma_2/2) \sin 2(r_2-r_1) \quad , \quad (2.40)$$

care se mai poate scrie sub forma

$$\operatorname{Re}(M_{12}) = \frac{1}{2} \sin 2(r_1-r_2) \left(\cos \frac{\Gamma_1+\Gamma_2}{2} - \cos \frac{\Gamma_1-\Gamma_2}{2} \right) \quad . \quad (2.41)$$

Partea imaginară

$$\begin{aligned} \operatorname{Im}(M_{12}) &= 2 \cos(\Gamma_2/2)\sin(\Gamma_1/2)\cos r_1 \sin r_1 + \\ &+ 2 \cos(\Gamma_1/2)\sin(\Gamma_2/2)\cos r_2 \sin r_2 \quad , \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \operatorname{Im}(M_{12}) &= \sin(\Gamma_1/2)\cos(\Gamma_2/2)\sin 2r_1 + \\ &+ \cos(\Gamma_1/2)\sin(\Gamma_2/2)\sin 2r_2 \quad , \quad (2.42) \end{aligned}$$

relație care mai poate fi adusă la forma

$$\begin{aligned} \operatorname{Im}(M_{12}) &= \sin 2r_1 \left[\frac{1}{2} \sin \frac{\Gamma_1+\Gamma_2}{2} + \frac{1}{2} \sin \frac{\Gamma_1-\Gamma_2}{2} \right] + \\ &+ \sin 2r_2 \left[\frac{1}{2} \sin \frac{\Gamma_1+\Gamma_2}{2} - \frac{1}{2} \sin \frac{\Gamma_1-\Gamma_2}{2} \right] \quad . \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \operatorname{Im}(M_{12}) &= \frac{1}{2} \sin \frac{\Gamma_1+\Gamma_2}{2} (\sin 2r_1 + \sin 2r_2) + \\ &+ \frac{1}{2} \sin \frac{\Gamma_1-\Gamma_2}{2} (\sin 2r_1 - \sin 2r_2) \quad , \quad (2.43) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \operatorname{Im}(M_{12}) &= \sin \frac{\Gamma_1+\Gamma_2}{2} \sin(r_1+r_2)\cos(r_1-r_2) + \\ &+ \sin \frac{\Gamma_1-\Gamma_2}{2} \sin(r_1-r_2)\cos(r_1+r_2) \quad . \quad (2.44) \end{aligned}$$

Prin urmare, elementul M_{12} se poate scrie utilizând relațiile (2.40) și (2.42)

$$\begin{aligned} M_{12} &= \sin(\Gamma_1/2)\sin(\Gamma_2/2)\sin 2(r_2-r_1) + \\ &+ i \sin(\Gamma_1/2)\cos(\Gamma_2/2)\sin 2r_1 + i \cos(\Gamma_1/2)\sin(\Gamma_2/2)\sin 2r_2 \quad , \quad (2.45) \end{aligned}$$

sau utilizând relațiile (2.41) și (2.44)

$$M_{12} = \frac{1}{2} \sin 2(r_1-r_2) \left(\cos \frac{\Gamma_1+\Gamma_2}{2} - \cos \frac{\Gamma_1-\Gamma_2}{2} \right) +$$

$$\begin{aligned}
 &+ i \sin \frac{\Gamma_1 + \Gamma_2}{2} \sin(r_1 + r_2) \cos(r_1 - r_2) + \\
 &+ i \sin \frac{\Gamma_1 - \Gamma_2}{2} \sin(r_1 - r_2) \cos(r_1 + r_2) \quad . \quad (2.46)
 \end{aligned}$$

Elemental M_{21} .

Din relațiile (2.2) și (2.23)

$$\begin{aligned}
 M_{21} &= m_{12}^n \cdot m_{11}^i + m_{22}^n \cdot m_{21}^i = \\
 &= \cos r_2 \sin r_2 \sin(\Gamma_2/2) (\cos^2 r_1 e^{i\Gamma_1/2} + \sin^2 r_1 e^{-i\Gamma_1/2}) + \\
 &+ \cos^2 r_2 e^{-i\Gamma_2/2} + \sin^2 r_2 e^{i\Gamma_2/2} \cos r_1 \sin r_1 \sin(\Gamma_1/2) \quad . \quad (2.47)
 \end{aligned}$$

In continuare, desfășcând parantezele și utilizând formulele lui Euler, se obține

$$\begin{aligned}
 M_{21} &= 2i \cos r_2 \sin r_2 \sin(\Gamma_2/2) \cos^2 r_1 \cos(\Gamma_1/2) - \\
 &- 2 \cos r_2 \sin r_2 \sin(\Gamma_2/2) \cos^2 r_1 \sin(\Gamma_1/2) + \\
 &+ 2i \cos r_2 \sin r_2 \sin(\Gamma_2/2) \sin^2 r_2 \cos(\Gamma_1/2) + \\
 &+ 2 \cos r_2 \sin r_2 \sin(\Gamma_2/2) \sin^2 r_1 \sin(\Gamma_1/2) + \\
 &+ 2i \cos r_1 \sin r_1 \sin(\Gamma_1/2) \cos^2 r_2 \cos(\Gamma_2/2) + \\
 &+ 2 \cos r_1 \sin r_1 \sin(\Gamma_1/2) \cos^2 r_2 \sin(\Gamma_2/2) + \\
 &+ 2i \cos r_1 \sin r_1 \sin(\Gamma_1/2) \sin^2 r_2 \cos(\Gamma_2/2) - \\
 &- 2 \cos r_1 \sin r_1 \sin(\Gamma_1/2) \sin^2 r_2 \sin(\Gamma_2/2) \quad . \quad (2.48)
 \end{aligned}$$

Separând părțile

$$\begin{aligned}
 \operatorname{Re}(M_{21}) &= 2 \cos r_2 \sin r_2 \sin(\Gamma_1/2) \sin(\Gamma_2/2) (\sin^2 r_1 - \cos^2 r_1) + \\
 &+ 2 \cos r_1 \sin r_1 \sin(\Gamma_1/2) \sin(\Gamma_2/2) (\cos^2 r_2 - \sin^2 r_2) \quad .
 \end{aligned}$$

$$\operatorname{Re}(M_{21}) = \sin(\Gamma_1/2) \sin(\Gamma_2/2) (\sin 2r_1 \cos 2r_2 - \cos 2r_1 \sin 2r_2)$$

$$\operatorname{Re}(M_{21}) = \sin(\Gamma_1/2) \sin(\Gamma_2/2) \sin 2(r_1 - r_2) \quad . \quad (2.49)$$

sau

$$\operatorname{Re}(M_{21}) = \frac{1}{2} \sin 2(r_1 - r_2) \left(\cos \frac{\Gamma_1 - \Gamma_2}{2} - \cos \frac{\Gamma_1 + \Gamma_2}{2} \right) . \quad (2.50)$$

Partea imaginară a elementului M_{21}

$$\begin{aligned} \operatorname{Im}(M_{21}) &= 2 \cos r_2 \sin r_2 \sin(\Gamma_2/2) \cos(\Gamma_1/2) + \\ &+ 2 \cos r_1 \sin r_1 \sin(\Gamma_1/2) \cos(\Gamma_2/2) , \\ \operatorname{Im}(M_{21}) &= \sin 2r_1 \sin(\Gamma_1/2) \cos(\Gamma_2/2) + \sin 2r_2 \cos(\Gamma_1/2) \sin(\Gamma_2/2) \end{aligned} \quad (2.51)$$

care se mai poate scrie

$$\begin{aligned} \operatorname{Im}(M_{21}) &= \sin 2r_1 \left(\frac{1}{2} \sin \frac{\Gamma_1 + \Gamma_2}{2} + \frac{1}{2} \sin \frac{\Gamma_1 - \Gamma_2}{2} \right) + \\ &+ \sin 2r_2 \left(\frac{1}{2} \sin \frac{\Gamma_1 + \Gamma_2}{2} - \frac{1}{2} \sin \frac{\Gamma_1 - \Gamma_2}{2} \right) , \\ \operatorname{Im}(M_{21}) &= \sin \frac{\Gamma_1 + \Gamma_2}{2} \sin(r_1 + r_2) \cos(r_1 - r_2) + \\ &+ \sin \frac{\Gamma_1 - \Gamma_2}{2} \cos(r_1 + r_2) \sin(r_1 - r_2) . \end{aligned} \quad (2.52)$$

Rezultă deci elementul M_{21}

$$\begin{aligned} M_{21} &= \sin(\Gamma_1/2) \sin(\Gamma_2/2) \sin 2(r_1 - r_2) + \\ &+ i \sin(\Gamma_1/2) \cos(\Gamma_2/2) \sin 2r_1 + \\ &+ i \cos(\Gamma_1/2) \sin(\Gamma_2/2) \sin 2r_2 , \end{aligned} \quad (2.53)$$

sau

$$\begin{aligned} M_{21} &= \frac{1}{2} \sin 2(r_1 - r_2) \left(\cos \frac{\Gamma_1 - \Gamma_2}{2} - \cos \frac{\Gamma_1 + \Gamma_2}{2} \right) + \\ &+ i \sin(r_1 + r_2) \cos(r_1 - r_2) \sin \frac{\Gamma_1 + \Gamma_2}{2} + \\ &+ i \sin(r_1 - r_2) \cos(r_1 + r_2) \sin \frac{\Gamma_1 - \Gamma_2}{2} . \end{aligned} \quad (2.54)$$

Elementul M_{22} .

$$\begin{aligned} M_{22} &= m_{12}^n \cdot m_{12}^i + m_{22}^n \cdot m_{22}^i = \\ &= \cos r_2 \sin r_2 \cdot 2i \sin(\Gamma_2/2) \cos r_1 \sin r_1 \cdot 2i \sin(\Gamma_1/2) + \\ &+ (\cos^2 r_2 \cdot e^{-i\Gamma_2/2} + \sin^2 r_2 \cdot e^{i\Gamma_2/2}) . \end{aligned}$$

$$\cdot (\cos^2 r_1 \cdot e^{-i\Gamma_1/2} + \sin^2 r_1 \cdot e^{i\Gamma_1/2}) \cdot \quad (2.55)$$

Efectuând calculele, obținem

$$\begin{aligned} M_{22} &= \cos(\Gamma_1/2)\cos(\Gamma_2/2) - \sin(\Gamma_1/2)\sin(\Gamma_2/2)\cos 2(r_1-r_2) - \\ &- i \sin(\Gamma_1/2)\cos(\Gamma_2/2)\cos 2r_1 - \\ &- i \cos(\Gamma_1/2)\sin(\Gamma_2/2)\cos 2r_2 \end{aligned} \quad (2.56)$$

sau

$$\begin{aligned} M_{22} &= \cos^2(r_1-r_2)\cos \frac{\Gamma_1+\Gamma_2}{2} + \sin^2(r_1-r_2)\cos \frac{\Gamma_1-\Gamma_2}{2} - \\ &- i \cos(r_1+r_2)\cos(r_1-r_2)\sin \frac{\Gamma_1+\Gamma_2}{2} + \\ &+ i \sin(r_1+r_2)\sin(r_1-r_2)\sin \frac{\Gamma_1-\Gamma_2}{2} \end{aligned} \quad (2.57)$$

Având elementele matricii (2.22) calculate, putem continua calculul intensității luminoase relative la ieșirea modulatorului cu două cristale inseriate

$$\begin{aligned} \frac{I}{I_0} &= [M_{11}\cos r_A \cos r_P + M_{12}\cos r_A \sin r_P + \\ &+ M_{21}\sin r_A \cos r_P + M_{22}\sin r_A \sin r_P]^2 \end{aligned} \cdot$$

Utilizând expresiile (2.34), (2.45), (2.53) și (2.56) ale elementelor M_{ij} ale matricii produs (2.22), se obține

$$\begin{aligned} \sqrt{\frac{I}{I_0}} &= \cos(\Gamma_1/2)\cos(\Gamma_2/2)\cos r_A \cos r_P - \\ &- \sin(\Gamma_1/2)\sin(\Gamma_2/2)\cos 2(r_1-r_2)\cos r_A \cos r_P + \\ &+ i \sin(\Gamma_1/2)\cos(\Gamma_2/2)\cos 2r_1 \cos r_A \cos r_P + \\ &+ i \cos(\Gamma_1/2)\sin(\Gamma_2/2)\cos 2r_2 \cos r_A \cos r_P - \\ &- \sin(\Gamma_1/2)\sin(\Gamma_2/2)\sin 2(r_1-r_2)\cos r_A \sin r_P + \\ &+ i \sin(\Gamma_1/2)\cos(\Gamma_2/2)\sin 2r_1 \cos r_A \sin r_P + \\ &+ i \cos(\Gamma_1/2)\sin(\Gamma_2/2)\sin 2r_2 \cos r_A \sin r_P + \\ &+ \sin(\Gamma_1/2)\sin(\Gamma_2/2)\sin 2(r_1-r_2)\sin r_A \cos r_P + \\ &+ i \sin(\Gamma_1/2)\cos(\Gamma_2/2)\sin 2r_1 \sin r_A \cos r_P + \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + i \cos(\Gamma_1/2) \sin(\Gamma_2/2) \sin 2r_2 \sin r_A \cos r_P + \\
& + \cos(\Gamma_1/2) \cos(\Gamma_2/2) \sin r_A \sin r_P - \\
& - \sin(\Gamma_1/2) \sin(\Gamma_2/2) \cos 2(r_1 - r_2) \sin r_A \sin r_P - \\
& - i \sin(\Gamma_1/2) \cos(\Gamma_2/2) \cos 2r_1 \sin r_A \sin r_P - \\
& - i \cos(\Gamma_1/2) \cos(\Gamma_2/2) \cos 2r_2 \sin r_A \sin r_P \quad , \quad (2.58)
\end{aligned}$$

se continuă calculele separind părțile

$$\begin{aligned}
\operatorname{Re}(\sqrt{I/I_0}) & = \cos(\Gamma_1/2) \cos(\Gamma_2/2) (\sin r_A \sin r_P + \cos r_A \cos r_P) - \\
& - \sin(\Gamma_1/2) \sin(\Gamma_2/2) \cos 2(r_1 - r_2) (\sin r_A \sin r_P + \cos r_A \cos r_P) + \\
& + \sin(\Gamma_1/2) \sin(\Gamma_2/2) \sin 2(r_1 - r_2) (\sin r_A \cos r_P - \cos r_A \sin r_P) = \\
& = \cos(\Gamma_1/2) \cos(\Gamma_2/2) \cos(r_A - r_P) - \sin(\Gamma_1/2) \sin(\Gamma_2/2) \cdot
\end{aligned}$$

$$+ [\cos 2(r_1 - r_2) \cos(r_A - r_P) - \sin 2(r_1 - r_2) \sin(r_A - r_P)]$$

$$\begin{aligned}
\operatorname{Re}(\sqrt{I/I_0}) & = \cos(\Gamma_1/2) \cos(\Gamma_2/2) \cos(r_A - r_P) - \\
& - \sin(\Gamma_1/2) \sin(\Gamma_2/2) \cos(2r_1 - 2r_2 - r_A - r_P) \quad . \quad (2.59)
\end{aligned}$$

Partea imaginară a relației (2.58)

$$\operatorname{Im}(\sqrt{I/I_0}) = \sin(\Gamma_1/2) \cos(\Gamma_2/2) \cos 2r_1 \cdot$$

$$\cdot (\cos r_A \cos r_P - \sin r_A \sin r_P) +$$

$$+ \sin(\Gamma_1/2) \cos(\Gamma_2/2) \sin 2r_1 (\cos r_A \sin r_P - \sin r_A \cos r_P) +$$

$$+ \cos(\Gamma_1/2) \sin(\Gamma_2/2) \cos 2r_2 (\cos r_A \cos r_P - \sin r_A \sin r_P) +$$

$$+ \cos(\Gamma_1/2) \sin(\Gamma_2/2) \sin 2r_2 (\cos r_A \sin r_P + \sin r_A \cos r_P) =$$

$$= \sin(\Gamma_1/2) \cos(\Gamma_2/2) \cos 2r_1 \cos(r_A + r_P) + \sin 2r_1 \sin(r_A + r_P) +$$

$$+ \cos(\Gamma_1/2) \sin(\Gamma_2/2) \cos 2r_2 \cos(r_A + r_P) + \sin 2r_2 \sin(r_A + r_P) \quad ,$$

$$\operatorname{Im}(\sqrt{I/I_0}) = \sin(\Gamma_1/2) \cos(\Gamma_2/2) \cos(r_A + r_P - 2r_1) +$$

$$+ \cos(\Gamma_1/2) \sin(\Gamma_2/2) \cos(r_A + r_P - 2r_2) \quad . \quad (2.60)$$

Cu acestea, intensitatea luminoasă relativă devine

$$\begin{aligned}
 \frac{I}{I_0} &= [\operatorname{Re}(\sqrt{I/I_0})]^2 + [\operatorname{Im}(\sqrt{I/I_0})]^2 = \\
 &= \cos^2(\Gamma_1/2) \cos^2(\Gamma_2/2) \cos^2(r_A - r_P) + \\
 &+ \sin^2(\Gamma_1/2) \sin^2(\Gamma_2/2) \cos^2(r_A - r_P + 2r_1 - 2r_2) - \\
 &- 2 \sin(\Gamma_1/2) \cos(\Gamma_1/2) \sin(\Gamma_2/2) \cos(\Gamma_2/2) \cdot \\
 &\cdot \cos(r_A - r_P) \cos(r_A - r_P + 2r_1 - 2r_2) + \\
 &+ \sin^2(\Gamma_1/2) \cos^2(\Gamma_2/2) \cos^2(r_A + r_P - 2r_1) + \\
 &+ \cos^2(\Gamma_1/2) \sin^2(\Gamma_2/2) \cos^2(r_A + r_P - 2r_2) + \\
 &+ 2 \sin(\Gamma_1/2) \cos(\Gamma_1/2) \sin(\Gamma_2/2) \cos(\Gamma_2/2) \cdot \\
 &\cdot \cos(r_A + r_P - 2r_1) \cos(r_A + r_P - 2r_2) \quad . \quad (2.61)
 \end{aligned}$$

Termenii care nu apar la patrat din expresia de mai sus pot fi prelucrați după cum urmează

$$\begin{aligned}
 &2 \sin(\Gamma_1/2) \cos(\Gamma_1/2) \sin(\Gamma_2/2) \cos(\Gamma_2/2) \cdot \\
 &\cdot [\cos(r_A + r_P - 2r_1) \cos(r_A + r_P - 2r_2) - \\
 &- \cos(r_A - r_P) \cos(r_A - r_P + 2r_1 - r_2)] = \\
 &= 2 \sin(\Gamma_1/2) \cos(\Gamma_1/2) \sin(\Gamma_2/2) \cos(\Gamma_2/2) \cdot \\
 &[\frac{1}{2} \cos 2(r_A + r_P - r_1 - r_2) + \cos 2(r_1 - r_2) - \\
 &- \cos 2(r_A - r_P + r_1 - r_2) - \cos 2(r_1 - r_2)] = \\
 &= - 2 \sin(\Gamma_1/2) \cos(\Gamma_1/2) \sin(\Gamma_2/2) \cos(\Gamma_2/2) \cdot \\
 &\cdot \sin 2(r_A - r_2) \sin 2(r_P - r_1) \quad .
 \end{aligned}$$

Prin urmare relația (2.61) devine

$$\begin{aligned}
 \frac{I}{I_0} &= \cos^2(\Gamma_1/2) \cos^2(\Gamma_2/2) \cos^2(r_A - r_P) + \\
 &+ \sin^2(\Gamma_1/2) \sin^2(\Gamma_2/2) \cos^2(r_A - r_P + r_1 - 2r_2) + \\
 &+ \sin^2(\Gamma_1/2) \cos^2(\Gamma_2/2) \cos^2(r_A + r_P - 2r_1) + \\
 &+ \cos^2(\Gamma_1/2) \sin^2(\Gamma_2/2) \cos^2(r_A + r_P - 2r_2) -
 \end{aligned}$$

$$- 2 \sin(\Gamma_1/2) \cos(\Gamma_1/2) \sin(\Gamma_2/2) \cos(\Gamma_2/2).$$

$$\cdot \sin 2(r_A - r_2) \sin 2(r_P - r_1) \quad (2.62)$$

sau

$$\begin{aligned} \frac{I}{I_0} = & A \cos^2(\Gamma_1/2) \cos^2(\Gamma_2/2) + D \sin^2(\Gamma_1/2) \sin^2(\Gamma_2/2) + \\ & + B \sin^2(\Gamma_1/2) \cos^2(\Gamma_2/2) + C \cos^2(\Gamma_1/2) \sin^2(\Gamma_2/2) - \\ & - 2 \sin(\Gamma_1/2) \cos(\Gamma_1/2) \sin(\Gamma_2/2) \cos(\Gamma_2/2). \end{aligned}$$

$$\cdot \sin 2(r_P - r_1) \sin 2(r_A - r_2) \quad (2.63)$$

unde

$$A = \cos^2(r_A - r_P)$$

$$B = \cos^2(r_A + r_P - 2r_1)$$

$$C = \cos^2(r_A + r_P - 2r_2)$$

$$D = \cos^2(r_A - r_P + 2r_1 - 2r_2)$$

(2.63')

Pentru verificarea corectitudinii calculului considerăm unul din cristale lipsă, deci presupunem, de exemplu, că $\Gamma_2=0$, $r_2=0$. In acest caz relația (2.62) devine

$$\frac{I}{I_0} = \cos^2(\Gamma_1/2) \cos^2(r_A - r_P) + \sin^2(\Gamma_1/2) \cos^2(r_A + r_P - 2r_1)$$

adică identică cu relația (2.16) care exprimă intensitatea luminoasă a modulatorului cu un cristal.

Menționez că relația (2.62) care exprimă intensitatea luminoasă la ieșirea modulatorului cu două cristale inseriate, în cazul cel mai general, nu a mai fost descrisă în literatură.

Cu ajutorul acestei relații se poate studia influența variațiilor azimuturilor asupra intensității luminoase în afara influenței variațiilor defazărilor introduse de cele două cristale.

Din cazul general tratat se pot desprinde două cazuri particulare simple : Cele două cristale avînd azimuturile în origine ($r_1=r_2=0$) și în cazul a) polarizori paraleli și orientați la 45° față de cristale și cazul b) polarizori încrucișați orientați tot la 45° față de cristale.

a) $\Gamma_1 = \Gamma_2 = 0$; $\Gamma_P = \Gamma_A = \pm 45^\circ$

$$\begin{aligned} \frac{I}{I_0} &= \cos^2(\Gamma_1/2) \cos^2(\Gamma_2/2) + \sin^2(\Gamma_1/2) \sin^2(\Gamma_2/2) - \\ &= 2 \sin(\Gamma_1/2) \cos(\Gamma_1/2) \sin(\Gamma_2/2) \cos(\Gamma_2/2) = \\ &= (\cos(\Gamma_1/2) \cos(\Gamma_2/2) - \sin(\Gamma_1/2) \sin(\Gamma_2/2))^2 \end{aligned}$$

$$\frac{I}{I_0} = \cos^2 \frac{\Gamma_1 + \Gamma_2}{2} = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos(\Gamma_1 + \Gamma_2) \quad (2.64)$$

b) $\Gamma_1 = \Gamma_2 = 0$; $\Gamma_P = \pm 45^\circ$; $\Gamma_A = \mp 45^\circ$

$$\begin{aligned} \frac{I}{I_0} &= \sin^2(\Gamma_1/2) \cos^2(\Gamma_2/2) + \cos^2(\Gamma_1/2) \sin^2(\Gamma_2/2) + \\ &+ 2 \sin(\Gamma_1/2) \cos(\Gamma_1/2) \sin(\Gamma_2/2) \cos(\Gamma_2/2) = \\ &= (\sin(\Gamma_1/2) \cos(\Gamma_2/2) + \cos(\Gamma_1/2) \sin(\Gamma_2/2))^2 \end{aligned}$$

$$\frac{I}{I_0} = \sin^2 \frac{\Gamma_1 + \Gamma_2}{2} = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \cos(\Gamma_1 + \Gamma_2) \quad (2.65)$$

2.2.3 Modulatorul cu două cristale între trei polarizori

Schema instalației, aranjată astfel ca să se poată aplica metoda de calcul Jones, este prezentată în fig. 2.8, unde cu O s-a notat polarizorul intermediar, plasat între cristale, Γ_0 fiind azimutul său. Acest caz nu a mai fost tratat în literatură.

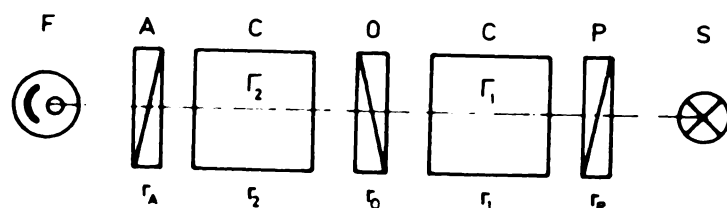


Fig.2.8

Pentru rezolvarea problemei, sistemul poate fi tratat ca fiind compus din modulatorul cu un cristal (caz general) urmat de cristalul 2 și analizor.

Vectorul Jones pentru modulatorul cu un cristal (caz general) a fost calculat în paragraful 2.2 și este dat de relația (2.12). Cu notațiile din fig.2.8, relația (2.12) se poate scrie

$$J' = [\cos(\Gamma_1/2)\cos(r_0-r_p) + i \sin(\Gamma_1/2)\cos(r_0+r_p-2r_1)] \cdot \begin{bmatrix} \cos r_0 \\ \sin r_0 \end{bmatrix}$$

$$J' = \begin{bmatrix} \cos r_0 [\cos(\Gamma_1/2)\cos(r_0-r_p) + i \sin(\Gamma_1/2)\cos(r_0+r_p-2r_1)] \\ \sin r_0 [\cos(\Gamma_1/2)\cos(r_0-r_p) + i \sin(\Gamma_1/2)\cos(r_0+r_p-2r_1)] \end{bmatrix} =$$

$$= \begin{bmatrix} p_1 \\ p_2 \end{bmatrix} \quad (2.66)$$

Vectorul Jones pentru toată instalația este

$$J = \begin{bmatrix} \cos^2 r_A & \cos r_A \sin r_A \\ \cos r_A \sin r_A & \sin^2 r_A \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} m_{11}'' & m_{12}'' \\ m_{12}'' & m_{22}'' \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} p_1 \\ p_2 \end{bmatrix} \quad (2.67)$$

unde m_{ij}'' sînt elementele matricii cristalului 2, conform cu relația (2.2).

Efectuînd produsul matricilor, obținem

$$J = \begin{bmatrix} \cos^2 r_A (p_1 m_{11}'' + p_2 m_{12}'') + \cos r_A \sin r_A (p_1 m_{12}'' + p_2 m_{22}'') \\ \cos r_A \sin r_A (p_1 m_{11}'' + p_2 m_{12}'') + \sin^2 r_A (p_1 m_{12}'' + p_2 m_{22}'') \end{bmatrix} =$$

$$J = \begin{bmatrix} q_1 \\ q_2 \end{bmatrix} \quad (2.68)$$

Se calculează în continuare componentele q_1 și q_2 ale vectorului Jones al modulatorului cu două cristale între trei polarizori.

$$\begin{aligned}
 q_1 &= P_1(\cos^2 r_A m_{11}'' + \cos r_A \sin r_A m_{12}'') + \\
 &+ p_2(\cos^2 r_A m_{12}'' + \cos r_A \sin r_A m_{22}'') = \\
 &= \cos r_A [\cos(\Gamma_1/2)\cos(r_0-r_p) + i \sin(\Gamma_1/2)\cos(r_0+r_p-2r_1)] \cdot \\
 &\cdot [\cos r_0 \cos r_A m_{11}'' + (\cos r_0 \sin r_A + \sin r_0 \cos r_A) m_{12}'' + \\
 &+ \sin r_0 \sin r_A m_{22}''] \quad . \quad (2.69)
 \end{aligned}$$

Ultima paranteză dreaptă din relația de mai sus prin analogie cu relațiile (2.11) - (2.16) , devine după înlocuiri $\cos(\Gamma_2/2) \cos(r_0-r_A) + i \sin(\Gamma_2/2) \cos(r_0+r_A-2r_2)$.

Prin urmare elementul q_1 se poate scrie

$$\begin{aligned}
 q_1 &= [\cos(\Gamma_1/2) \cos(r_0-r_p) + i \sin(\Gamma_1/2) \cos(r_0+r_p-2r_1)] \cdot \\
 &\cdot [\cos(\Gamma_2/2) \cos(r_0-r_A) + i \sin(\Gamma_2/2) \cos(r_0+r_A-2r_2)] \cdot \cos r_A \quad . \\
 & \quad (2.70)
 \end{aligned}$$

În mod analog, elementul q_2 se poate scrie

$$\begin{aligned}
 q_2 &= p_1(\cos r_A \sin r_A m_{11}'' + \sin^2 r_A m_{12}'') + \\
 &+ p_2(\cos r_A \sin r_A m_{12}'' + \sin^2 r_A m_{22}'') = \\
 &= \sin r_A [\cos(\Gamma_1/2)\cos(r_0-r_p) + i \sin(\Gamma_1/2)\cos(r_0+r_p-2r_1)] \cdot \\
 &\cdot [\cos r_0 \cos r_A m_{11}'' + (\cos r_0 \sin r_A + \sin r_0 \cos r_A) m_{12}'' + \\
 &+ \sin r_0 \sin r_A m_{22}''] \quad . \quad (2.71)
 \end{aligned}$$

care după calcule asemănătoare devine

$$\begin{aligned}
 q_2 &= [\cos(\Gamma_1/2)\cos(r_0-r_p) + i \sin(\Gamma_1/2)\cos(r_0+r_p-2r_1)] \cdot \\
 &\cdot [\cos(\Gamma_2/2)\cos(r_0-r_A) + i \sin(\Gamma_2/2)\cos(r_0+r_A-2r_2)] \cdot \sin r_A \quad . \\
 & \quad (2.72)
 \end{aligned}$$

Se observă, că exceptînd factorul $\sin r_A$, expresia lui q_2 este identică cu cea a lui q_1 . Astfel vectorul Jones pentru modulatorul cu două cristale plasate între trei polarizori, se poate scrie

$$= [\cos(\Gamma_1/2) \cos(r_0 - r_P) + i \sin(\Gamma_1/2) \cos(r_0 + r_P - 2r_1)] \cdot [\cos(\Gamma_2/2) \cos(r_0 - r_A) + i \sin(\Gamma_2/2) \cos(r_0 + r_A - 2r_2)] \cdot \begin{bmatrix} \cos r_A \\ \sin r_A \end{bmatrix} \quad (2.73)$$

Intensitatea luminoasă relativă la ieșirea modulatorului va fi, după cum s-a arătat, egală cu patratul modulului vectorului Jones

$$\frac{I}{I_0} = q_1^2 + q_2^2$$

$$\frac{I}{I_0} = [\cos(\Gamma_1/2) \cos(r_0 - r_P) + i \sin(\Gamma_1/2) \cos(r_0 + r_P - 2r_1)]^2 \cdot [\cos(\Gamma_2/2) \cos(r_0 + r_A) + i \sin(\Gamma_2/2) \cos(r_0 + r_A - 2r_2)]^2, \quad (2.74)$$

$$\begin{aligned} \frac{I}{I_0} = & \cos^2(\Gamma_1/2) \cos^2(\Gamma_2/2) \cos^2(r_0 - r_A) \cos^2(r_0 - r_P) + \\ & + \sin^2(\Gamma_1/2) \sin^2(\Gamma_2/2) \cos^2(r_0 + r_P - 2r_1) \cos^2(r_0 + r_A - 2r_2) + \\ & + \sin^2(\Gamma_1/2) \cos^2(\Gamma_2/2) \cos^2(r_0 - r_A) \cos^2(r_0 + r_P - 2r_1) + \\ & + \cos^2(\Gamma_1/2) \sin^2(\Gamma_2/2) \cos^2(r_0 - r_P) \cos^2(r_0 + r_A - 2r_2). \end{aligned} \quad (2.75)$$

Pentru a verifica corectitudinea calculului, desființăm cristalul 2 (făcînd $\Gamma_2 = 0$) și aranjăm $r_0 = r_A$ sau desființăm cristalul 1 (făcînd $\Gamma_1 = 0$) și aranjăm $r_0 = r_P$. În felul acesta rezultă modulatorul cu un cristal. Se obține imediat

$$\frac{I}{I_0} = \cos^2(\Gamma/2) \cos^2(r_A - r_P) + \sin^2(\Gamma/2) \cos^2(r_A + r_P - 2r) ,$$

adică se obține relația (2.16) a intensității luminoase a modulatorului cu un cristal (caz general), după cum era de așteptat.

În cazul utilizării practice a acestui modulator se pot distinge, printre altele, următoarele cazuri particulare. Considerăm ca origine a azimuturilor pe cea a cristalelor ($r_1 = r_2 = 0$).

a) Polarizori paraleli ($F \parallel O \parallel A$)

$$r_P = r_0 = r_A = + 45^\circ \text{ sau } - 45^\circ$$

$$\frac{I}{I_0} = \cos^2(\Gamma_1/2) \cos^2(\Gamma_2/2) = \frac{1}{4}(1 + \cos \Gamma_1 + \cos \Gamma_2 + \cos \Gamma_1 \cos \Gamma_2) \quad (2.76)$$

b) Polarizori încrucișați (P + O + A)

$$r_P = \pm 45^\circ; \quad r_O = \mp 45^\circ; \quad r_A = \pm 45^\circ$$

$$\frac{I}{I_0} = \sin^2(\Gamma_1/2) \sin^2(\Gamma_2/2) = \frac{1}{4}(1 - \cos \Gamma_1 - \cos \Gamma_2 + \cos \Gamma_1 \cos \Gamma_2) \quad (2.77)$$

c) Polarizori orientați după (P || O + A)

$$r_P = \pm 45^\circ; \quad r_O = \pm 45^\circ; \quad r_A = \mp 45^\circ$$

$$\frac{I}{I_0} = \cos^2(\Gamma_1/2) \sin^2(\Gamma_2/2) = \frac{1}{4}(1 + \cos \Gamma_1 - \cos \Gamma_2 - \cos \Gamma_1 \cos \Gamma_2) \quad (2.78)$$

d) Polarizori orientați după (P + O || A)

$$r_P = \pm 45^\circ; \quad r_O = \mp 45^\circ; \quad r_A = \mp 45^\circ$$

$$\frac{I}{I_0} = \sin^2(\Gamma_1/2) \cos^2(\Gamma_2/2) = \frac{1}{4}(1 - \cos \Gamma_1 + \cos \Gamma_2 - \cos \Gamma_1 \cos \Gamma_2) \quad (2.79)$$

2.3 Comandarea cristalului feroelectric la rezonanță piezoelectrică

2.3.1 Efectul electrooptic secundar

La studiul modulateoarelor electrooptice din paragraful 2.1 s-a luat în considerare efectul electrooptic produs numai de prezența câmpului electric și caracterizat de coeficientul electrooptic r_{ij}^1 . Acesta este efectul Pockels primar sau adevărat. Cristalele care prezintă efectul Pockels sînt și piezoelectrice și deci la aplicarea câmpului electric ele se deformează. Deformația mecanică a cristalului provoacă și ea la rîndul ei variația indicilor de refracție (efectul elastooptic) și deci apare un efect electrooptic numit secundar sau fals. Ținînd deci seamă de aceasta, variația coeficienților index-eliipsoidului (1.5) devine

$$\Delta a_{1j} = a'_{1j} - a_{1j} = \sum_{j=1}^3 r'_{1j} E_j + \sum_{k=1}^6 p_{1k} x_k \quad (2.80)$$

unde p_{1k} este coeficientul elastooptic iar x_k este componenta tensorului deformației.

Dacă asupra cristalului nu acționează tensiuni mecanice, atunci deformația se datorește numai efectului piezoelectric invers, produs de câmpul electric

$$x_k = \sum_{j=1}^3 d_{jk} E_j \quad (2.81)$$

unde d_{jk} este coeficientul piezoelectric.

Astfel în final se obține (paragraful 1.2)

$$\Delta a_{1j} = \sum_{j=1}^3 (r'_{1j} + \sum_{k=1}^6 p_{1k} d_{jk}) E_j \quad (2.82)$$

Se notează cu

$$r_{1j} = r'_{1j} + \sum_{k=1}^6 p_{1k} d_{jk} \quad (2.83)$$

coeficientul electrooptic total care caracterizează atât efectul Pockels primar cât și cel secundar. Dacă cristalul este blocat și efectul piezoelectric nu poate apărea, se manifestă numai efectul Pockels primar.

La cristalul de tip KDP, montat corespunzător apariției efectului electrooptic, din motive de simetrie, există numai doi coeficienți elastooptici (p_{44} și p_{66}) și doi coeficienți piezoelectrice (d_{14} și d_{36}).

Astfel relația (2.83) devine

$$r_{41} = r'_{41} + p_{44} d_{14}$$

$$r_{63} = r'_{63} + p_{66} d_{36}$$

Cel care a sesizat pentru prima dată diferența dintre coeficientul electrooptic al cristalului liber și al cristalului blocat, a fost Carpenter [28]. În fig. 2.9 se prezintă curba de variație a coeficientului electrooptic în funcție de frecvență, obținută de Carpenter la un cristal ADP cu tăietură Z, cu dimensiunile aproximative de 2 in x 2 in x 1/8 in.

Se observă din figură că la frecvențe joase, cristalul se poate considera liber mecanic, deformarea lui putînd să urmărească frecvența cîmpului și se obține astfel coeficientul

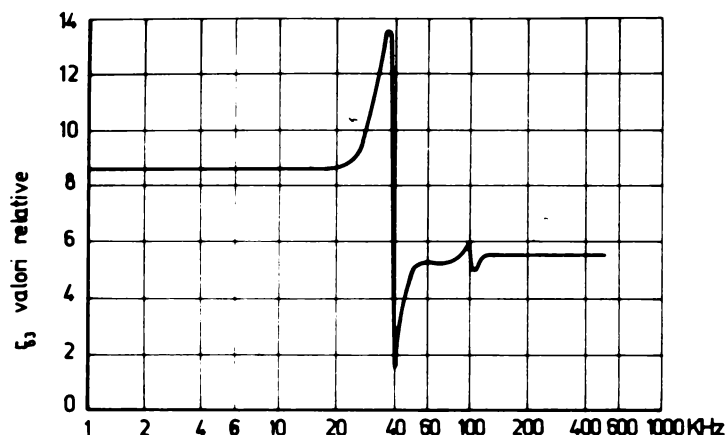


Fig.2.9

electrooptic total r_{ij} . La frecvențe înalte, datorită inerției cristalului, acesta se poate considera blocat mecanic și apare numai coeficientul electrooptic primar r_{ij}^0 . La frecvențele de rezonanță piezoelectrică, vibrația cristalului este foarte puternică și astfel, după cum se va arăta în conti-

nuare, termenul al doilea al relației (2.83) crește foarte mult, fiind multiplicat cu factorul de calitate al cristalului.

Pentru a putea calcula influența acestui al doilea termen, trebuie să apreciem valoarea produsului $p_{66}d_{36}$. Carpenter calculează pentru cristalul ADP că r_{63}^0 este 65% din r_{63} , valoare oarecum apropiată de datele nepublicate a lui Jaffe, citat de Carpenter, diferența provenind probabil, după opinia lui Carpenter, din condițiile diferite de măsurat.

Dacă se procedează la calculul produsului $p_{66}d_{36}$ utilizînd valoarea lui $d_{36}=146 \cdot 10^{-8}$ u.CGS dată de Mason și valoarea lui $p_{66}=0,111$ dată de West rezultă că r_{63}^0 este numai 37% din r_{63} . Discrepanța nu este lămurită, după cum arată Carpenter, cu toate că valoarea cu d_{36} dată de Mason a fost confirmată de un număr de laboratoare iar valoarea lui p_{66} dată de West a fost confirmată de Laboratorul de cercetări navale SUA. Pe de altă parte Willard de la Laboratoarele Bell Telephone determină pe $p_{66}=0,076$ pentru care rezultă că r_{63}^0 este 57% din r_{63} .

Pentru KDP diferența între r_{63}^0 și r_{63} este mai mică. Astfel Pisarevskii [29], arată că diferența este de 17% iar după Billings [30] și Vasilevskaia [31] de numai 10%. Dacă considerăm că coeficientul electrooptic al cristalului blocat $r_{63}^0 \approx 10 \cdot 10^{-12}$ n/V, valoare obținută de majoritatea cercetătorilor, atunci rezultă că produsul coeficienților $p_{66}d_{36} \approx (1 \dots 2) 10^{-12}$ n/V. La același rezultat se ajunge și dacă se calculează produsul utilizînd valorile medii date pentru coeficientul elasto-optic p_{66} și pentru coeficientul piezoelectric d_{36} . Oricum,

determinarea cu precizie a acestui produs nu are importanță deoarece la rezonanță acest produs apare multiplicat cu factorul de calitate al cristalului.

2.3.2 Coeficientul electrooptic al cristalului ferroelectric la rezonanță piezoelectrică

Carpenter nu s-a ocupat de fenomenele ce apar exact la rezonanța piezoelectrică. Din experiențele efectuate de Stephany [32], Bagliakov și Parighin [33], precum și de autor [34], rezultă că efectul electrooptic la un cristal ferroelectric liber, adică montat astfel încât el să se poată deforma, câmpul electric și lumina fiind aplicate după axa Z, este caracterizat de următorul coeficient electrooptic

$$r_{63} = r_{63}^0 + p_{66} d_{36} \sum_m K_m(\omega) \phi_m(x,y) \quad (m=1,3,5,\dots) \quad (2.84)$$

Funcția $\phi_m(x,y)$ dă distribuția deformațiilor pe secțiunea transversală a cristalului datorită efectului piezoelectric invers. Pentru o rază de lumină bine colimată ce trece prin centrul cristalului, avînd diametrul de ordinul 1...2 mm, funcția $\phi_m(x,y)$ devine egală cu unitatea. Funcția $K_m(\omega)$ caracterizează forma curbei de rezonanță a cristalului în apropierea frecvențelor de rezonanță ω_m

$$K_m(\omega) = \left[\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_m^2}\right)^2 + \frac{\omega^2}{Q_m^2 \omega_m^2} \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (2.85)$$

Cînd frecvența câmpului aplicat devine egală cu una din frecvențele de rezonanță ω_m , K_m atinge valoarea Q_m - factorul de calitate al cristalului la frecvența de rezonanță respectivă. Dacă se urmărește numai rezonanța piezoelectrică fundamentală ($m=1$), relația (2.85) devine

$$r_{63} = r_{63}^0 + p_{66} d_{36} Q \quad (2.86)$$

La cristalele de tip KDP, câmpul electric alternativ fiind aplicat după axa Z, modul de vibrație al cristalului la rezonanță este de forfecare superficială (Face-shear). După cum arată Mason [35], acest mod de vibrație este caracterizat de două frecvențe de rezonanță

$$f_{1,2} = \frac{1}{2l} \sqrt{\frac{(c_{22} + c_{66}) \pm \sqrt{(c_{22} - c_{66})^2 + 4c_{26}^2}}{2\rho}} \quad (2.87)$$

unde l este dimensiunea cristalului după X și Y , ρ este greutatea specifică iar c_{ij} sînt componentele tensorului rigidității mecanice (modulul lui Young). Deoarece la cristalele de tip KDP coeficientul c_{26} este nul iar $c_{22} = c_{11}$, relația (2.87) se transformă în

$$f_1 = \frac{1}{2l} \sqrt{\frac{c_{66}}{\rho}} \quad ; \quad f_2 = \frac{1}{2l} \sqrt{\frac{c_{11}}{\rho}} \quad (2.88)$$

Este interesant de remarcat faptul că grosimea cristalului are o influență foarte mică asupra acestor frecvențe de rezonanță, după cum se constată din cercetările experimentale. Totodată se observă că raportul frecvențelor $f_2/f_1 = c_{11}/c_{66}$ și este independent de dimensiunile cristalului, fapt verificat de autor pentru un număr de cristale de diferite dimensiuni. La cristalul KDP acest raport este de 2,36, iar la cristalul ADP de 2,8.

Referitor la frecvențele de rezonanță obținute de Carpenter, după cum rezultă din fig. 2.9, $f_1 \approx 38$ kHz și $f_2 \approx 105$ kHz, trebuie să arătăm că pentru cristalul ADP utilizat, aceste frecvențe nu se pot obține pentru dimensiunile cristalului date de Carpenter [23]. Într-adevăr, utilizînd datele lui Mason pentru $c_{11} = 55,5 \cdot 10^{10}$ dyne/cm², $c_{66} = 7 \cdot 10^{10}$ dyne/cm² și $\rho = 1,304$ g/cm³, rezultă că dimensiunile transversale ale cristalului folosit de Carpenter trebuiau să fie de aproximativ 1 in x 1 in.

2.4 Un nou tip de modulator electrooptic comandat la rezonanță piezoelectrică realizat de autor

Pentru determinarea factorului de calitate al cristalului autorul a utilizat metoda dezaordului la 3 dB. Instalația de măsură este prezentată în fig. 2.10. Cristalul a fost plasat între doi electrozi plani de aluminiu care presau foarte ușor pe suprafața plăcuței de cristal tăiată perpendicular pe axa Z . Dispozitivul a fost același care s-a utilizat în bancul optic, deci cristalul s-a aflat în aceleași condiții ca la experimentările electrooptice.

Cristalului i s-a aplicat o tensiune de aproximativ 20 V la frecvența de rezonanță, urmărindu-se amplitudinea maximă a

semnalului pe ecranul osciloscopului. S-au obținut rezultatele din tabelul de mai jos pentru un cristal KDP și pentru unul ADP.

Cristalul	f_0	f_1	f_2	f	$Q=f/\Delta f$
KDP	58075	58063	58087	24	2420
ADP	74547	74500	74594	94	793

Rezultate apropiate s-au obținut și la alte cristale și deasemenea și pentru cea de a doua frecvență la care cristalele de tip XH_2PO_4 intră în rezonanță.

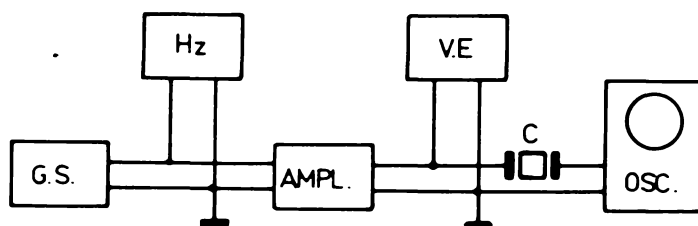


Fig.2.10

G.S.- Generator de semnal, Hz- Frecvențmetru numeric, AMPL.- Amplificator video, V.E.- Voltmetru electronic, C- cristalul de măsurat, OSC.- Osciloscop catodic.

Trebuie menționat că rezultate identice pentru factorul de calitate al cristalului montat în aceleași condiții s-au obținut tot prin metoda dezacordului dar urmărind variațiile intensității luminoase (componenta continuă) la ieșirea din cristalul plasat între polarizori încrucișați.

Valoarea factorului de calitate depinde însă sensibil de apăsarea electrozilor. Astfel la repetate determinări au obținut la KDP valori pentru Q cuprinse între 1000 și 6700 după cum se regăsește apăsarea electrozilor.

Defazajul ce apare între raza ordinară și extraordinară la ieșirea din cristalul la rezonanță piezoelectrică

$$\Gamma = \frac{2\tilde{\pi}n_0^3u}{\lambda} (r_{63}' + p_{66}d_{36}Q) \quad (2.89)$$

care dacă devine egal cu $\tilde{\pi}$ se produce o variație maximă a

intensității luminoase la tensiunea de

$$u_{\lambda/2} = \frac{\lambda}{2n_0^3(r_{63}^2 + p_{66}d_{36}^2)} \quad (2.90)$$

Notînd cu $u'_{\lambda/2} = \lambda/2n_0^3r_{63}^2$ tensiunea de semiundă a cristalului comandat în afara rezonanței piezoelectrice, rezultă că raportul acestor tensiuni este

$$\frac{u_{\lambda/2}}{u'_{\lambda/2}} = 1 + \frac{p_{66}d_{36}^2}{r_{63}^2} \quad (2.91)$$

Linînd seama că raportul $p_{66}d_{36}^2/r_{63}^2$ este de aproximativ 0,2 , după cum s-a văzut și considerînd factorul de calitate în jur de 2500, rezultă că tensiunea de comandă a cristalului comandat la rezonanța piezoelectrică se micșorează de aproximativ 500 ori. După cum se va vedea în continuare, rezultatele experimentale confirmă acest lucru.

2.4.1 Modulator cu un cristal

Instalația utilizată pentru comandarea cristalului la rezonanță piezoelectrică este prezentată în figura 2.11.

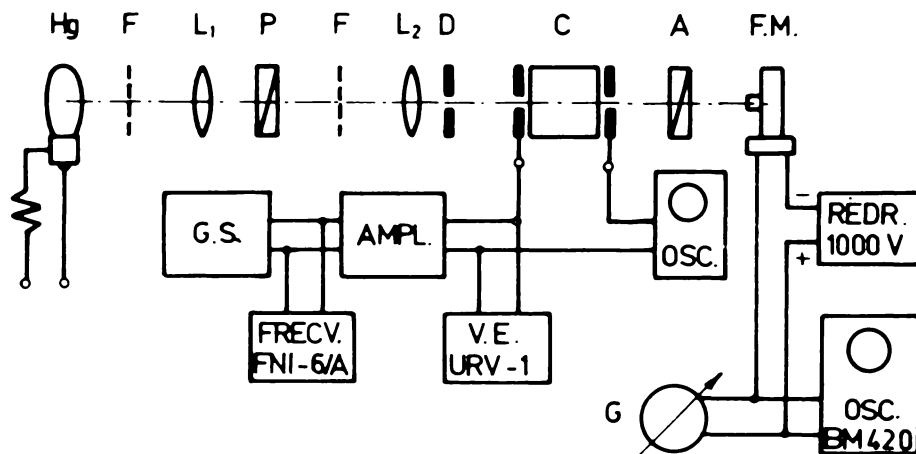


Fig.2.11

Fig- Lampă cu vapori de mercur, F- Filtru monocromatic, L₁, L₂- Lentile, P- Polarizor, D- Diafragmă, C- Cristal, A- Analizor, F.M.- Fotomultiplicator.

La primele experimentări, cristalul a fost așezat pe un suport orizontal din sticlă organică. Electrozii au fost con -

fecționati din folie subțire de aluminiu, cu un orificiu central pentru trecerea luminii și presa ușor fețele transversale ale cristalului tăiat perpendicular pe axa Z.

Ulterior, cristalul a fost montat într-un dispozitiv astfel construit încât cristalul să poată oscila cu amplitudine minimă în nodul de vibrație de forfecare superficială. Pentru aceasta cristalul a fost suspendat cu ajutorul a patru lamele elastice care îl susțin în punctele de minimă deplasare pentru modul respectiv de vibrație, adică în mijlocul fețelor laterale (fig.2.12). Două din lamele servesc și pentru con tactul electric

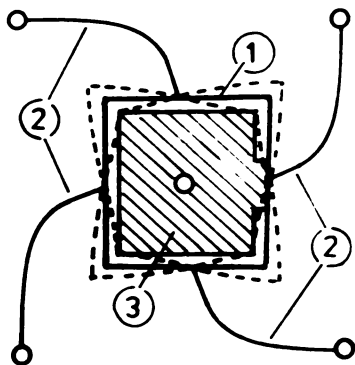


Fig.2.12

1-cristal, 2-lame elastice, 3-electrozi.

cu electrozii cristalului. Acești electrozi au fost realizați din folie foarte subțire de staniol ($25 \mu\text{m}$) lipită pe fețele transversale ale cristalului. În fig.2.13 este prezentă fotografia dispozitivului de susținere a cristalului văzută dintr-o parte iar în fig. 2.14, același dispozitiv rotit cu 180° . Dispozitivul este prevăzut cu șubururile de reglaj necesare pentru centrarea cristalului.

S-a lucrat cu mai multe cristale de tip KDP și ADP. Rezultatele obținute au fost similare la toate cristalele utilizate, exceptând valoarea frecvențelor de rezonanță care sînt funcții de dimensiunile cristalului. În continuare se va descrie însă numai rezultatele experimentărilor făcute cu un cristal KDP cu dimensiunile de $13,3 \times 17,9 \times 14 \text{ mm}$.

Primele experimentări au fost numai calitative cu scopul de a studia fenomenele ce apar. Astfel, în locul fotomultipliatorului s-a montat un ocular și s-a studiat figurile conoscopice ce apar la diverse moduri de comandare a cristalului. În figurile 2.15 pînă la 2.29 se prezintă fotografiile acestor figuri conoscopice. Numerele de ordine de pe filmul fotografic au fost lăsate intenționat la copierea negativului pentru a avea o identificare a clișeelor.

Toate fotografiile s-au făcut cu polarizori încrucișați, lumina propagîndu-se după axa Z iar cîmpul electric s-a aplicat deasemenea după axa Z. În figurile 2.15 pînă la 2.20 se prezintă

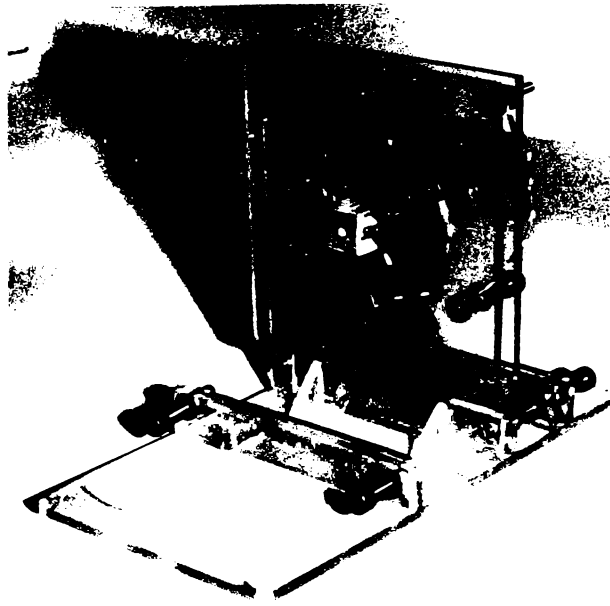


Fig.2.13

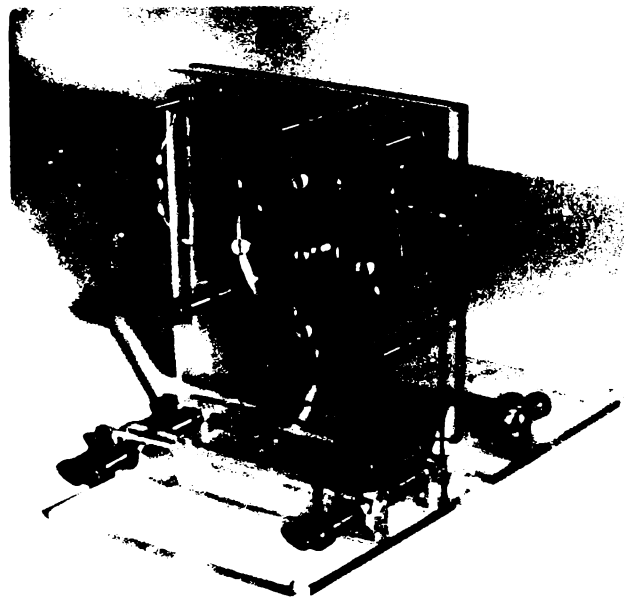


Fig.2.14

secvența de imagini care apare la aplicarea pe fețele cristalului a unei tensiuni alternative cu valoarea efectivă de 30 V și frecvența variabilă în jurul frecvenței de rezonanță piezoelectrică a cristalului. Polarizorii sînt orientați la 45° față de axele X' și Y' ale cristalului. Astfel fig. 2.15 reprezintă imaginea conosopică cînd frecvența semnalului aplicat diforă mult de frecvența de rezonanță a cristalului. Fig. 2.13 reprezintă figura conosopică obținută la rezonanță, fig. 2.17 și

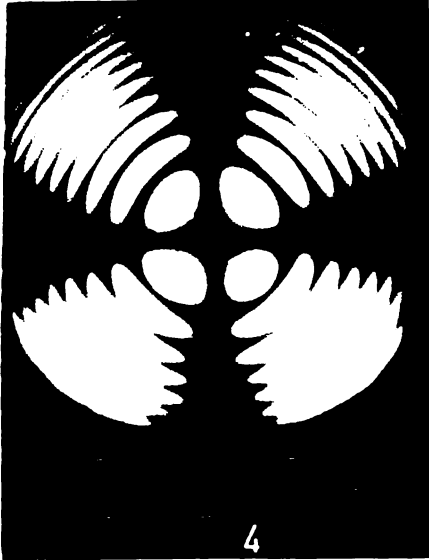


Figure 4

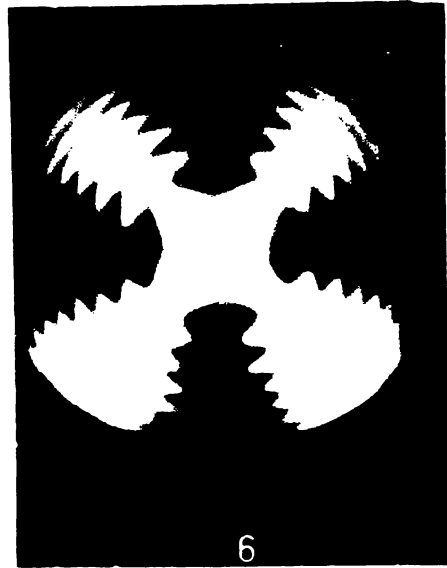


Figure 6

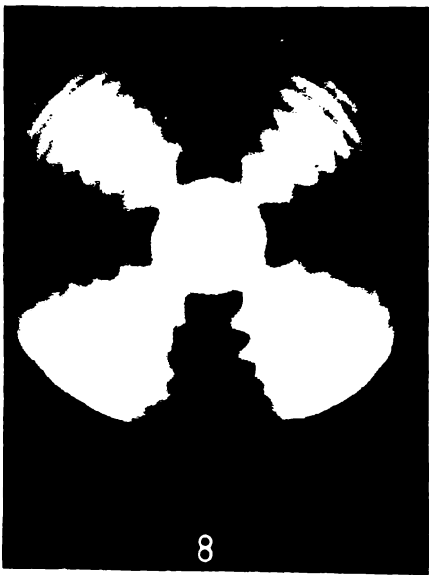


Figure 8

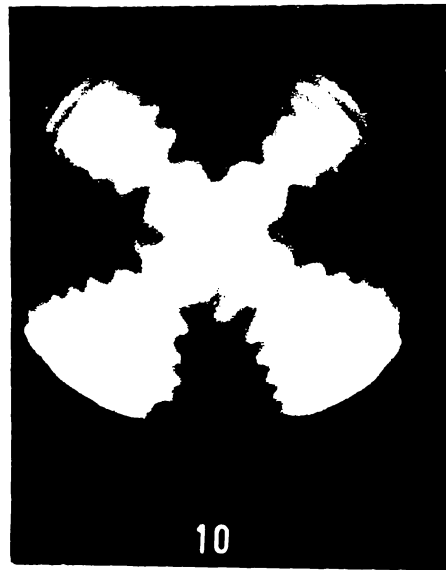


Figure 10

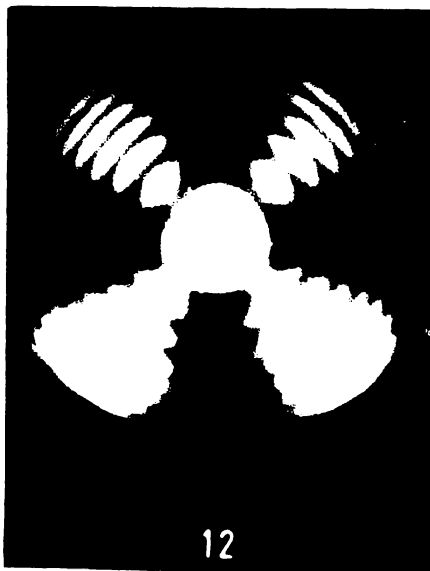


Figure 12

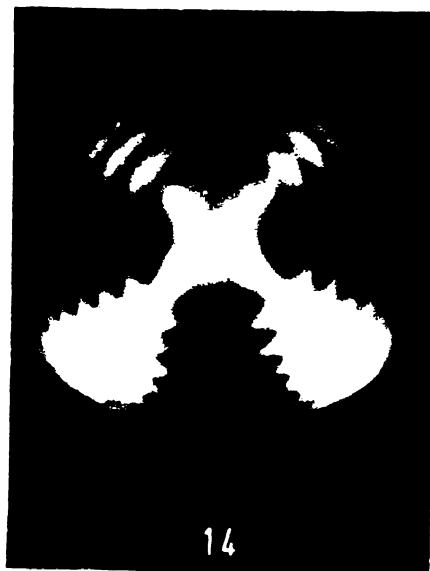


Figure 14

2.19 la un foarte mic dezacord de aproximativ 15 Hz de o parte și de alta față de frecvența de rezonanță, iar figurile 2.16 și 2.20 la un dezacord de aproximativ 30 Hz. La cristalul utilizat prima frecvență de rezonanță este de 58075 Hz.

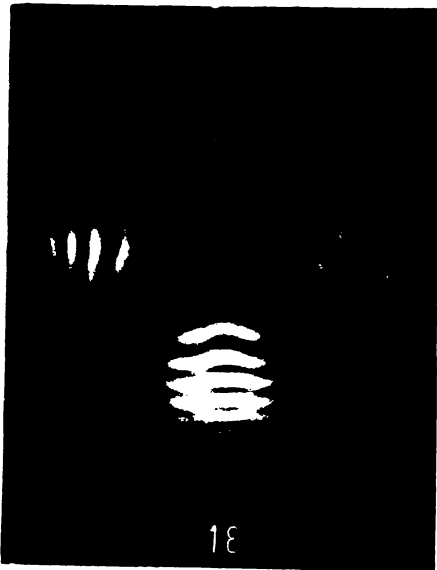


Fig.2.21

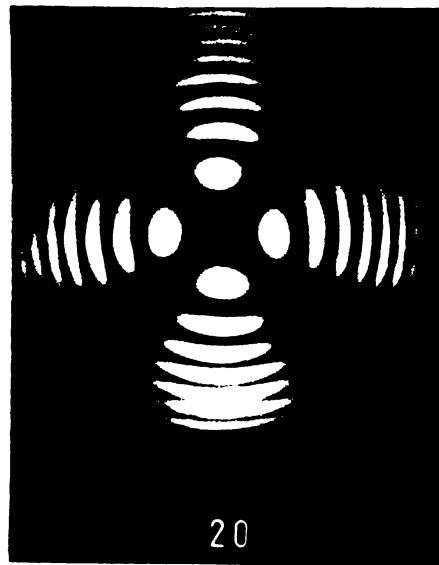


Fig.2.22

Se observă, în primul rând, simetria figurilor față de situația la rezonanță. În al doilea rând, luând în considerare numai centrul figurilor, se observă variația intensității luminoase provocate de variația frecvenței. Astfel apare o modulație de looș la varierea frecvenței de la situația din fig. 2.15 la situația din fig.2.17 sau 2.19, adică la scoaterea sau aducerea cristalului la rezonanță prin varierea frecvenței semnalului aplicat sau la deconectarea sau conectarea cristalului la o tensiune având frecvența de rezonanță, deoarece, în lipsa unei tensiuni aplicate cristalului, imaginea conoscopică ce apare este identică cu cea din fig.2.15.

Rotind polarizorii astfel încât ei să rămână perpendiculari dar orientați după axele X' și Y' ale cristalului, s-a obținut imaginea din fig.2.21 când cristalului i s-a aplicat aceeași tensiune de 30 V la rezonanță, iar în fig.2.22, în afara rezonanței.

Pentru a putea interpreta și compara aceste imagini, s-a aplicat cristalului tensiuni de comandă continue și tensiuni alternative de 50 Hz.

Astfel, fig.2.23 reprezintă imaginea conoscopică la aplicarea pe cristal a unei tensiuni continue de 10 kV cu borna plus legată la electrodul dină spre sursa de lumină, iar fig.

2.24, aceeași situație, polaritatea tensiunii fiind însă inversată. Polarizorii au fost încrucișați și orientați la 45° față de axele X' și Y' . Se observă cum cristalul recomandat este uniax și devine biax sub acțiunea tensiunii de comandă.



Fig.2.23



Fig.2.24

La comandarea cristalului cu tensiune continuă de 10 kV, polarizorii fiind însă orientați după axele X' și Y' , figurile conoscopice rezultate sînt prezentate în fig.2.25 cînd plusul tensiunii este aplicat la fața cristalului dinspre sursa de lumină și în fig.2.26 cînd polaritatea este inversată.

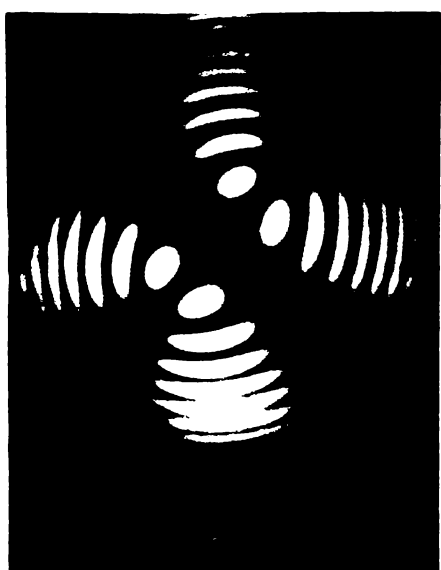


Fig.2.25

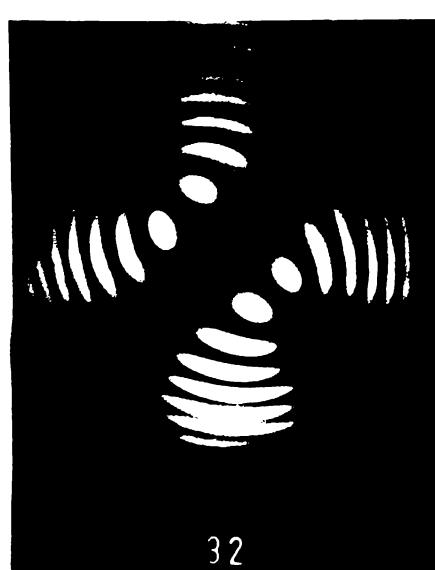


Fig.2.26

În fine, cristalului i s-a aplicat tensiuni alternative de 50 Hz. În fig.2.27 și 2.28 se văd imaginile conoscopice în cazul polarizorilor orientați la 45° față de axele X' și Y' la tensiuni de 7 kV, respectiv 10 kV valoare efectivă aplicate cristalului. În cazul polarizorilor orientați după axele X' și Y' , la o tensiune aplicată tot de 10 kV valoare efectivă, imaginea conoscopică se vede în fig. 2.29.

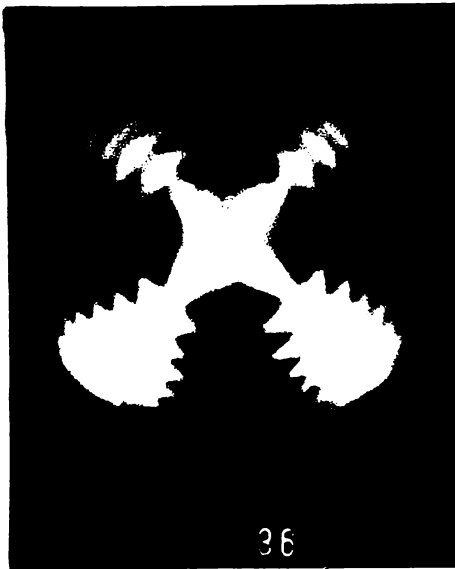


Fig.2.27

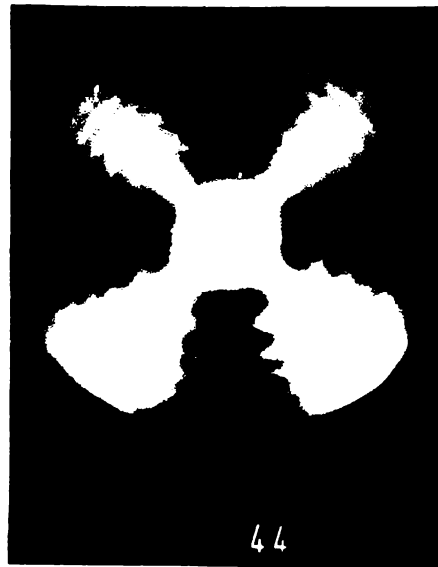


Fig.2.28

De la început se observă perfectă identitate între fig. 2.18 sau 2.20 și fig.2.27 și asemănarea între fig.2.21 și fig. 2.29, de unde se poate trage concluzia că cristalul poate fi adus în aceeași stare electrooptică prin comandarea lui cu o tensiune de aproximativ 20-30 V având frecvența de rezonanță a cristalului ca cea care se obține la comandarea cristalului cu 7-10 kV tensiune de 50 Hz.

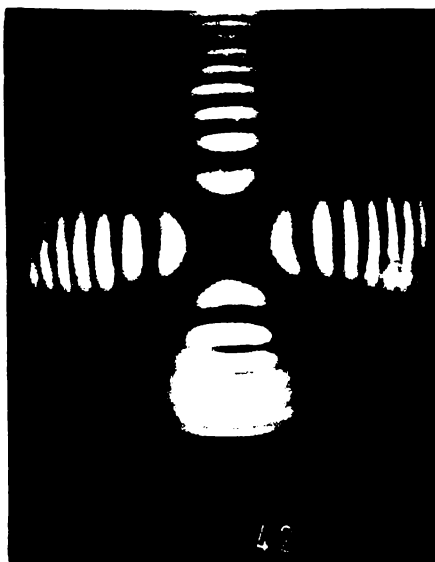


Fig.2.29

Rezultatele obținute au determinat pe autor să studieze variația în timp a intensității luminii ce trece prin cristalul adus la rezonanță, în funcție de variația amplitudinii și frecvenței tensiunii de comandă a cristalului. Pentru aceasta s-a utilizat un osciloscop catodic Tesla M 420, a cărui intrare de c.c. a fost conectată în paralel cu galvanometrul care măsoară curentul fotomultiplicatorului. S-a urmat în același timp variația componentei continue a cu-

rentului fotomultiplicatorului precum și componenta alternativă. S-a urmărit variația acestor componente atât în funcție de variația amplitudinii tensiunii aplicate cristalului cât și în funcție de variația frecvenței acestuia în jurul rezonanței. Curbele obținute sînt arătate în figurile 2.30 pînă la 2.43. Pentru obținerea lor s-a procedat astfel : S-a aplicat cristalului o tensiune oarecare și s-a reglat frecvența semnalului urmărind rezonanța cristalului după amplitudinea maximă observată pe ecranul osciloscopului înseriat cu cristalul (fig.2.11). S-a redus apoi tensiunea la zero și avînd polarizorii încruciași și orientați după axele cristalografice X, Y ale cristalului (la 45° față de axele X' și Y'), s-a centrat cristalul astfel ca curentul fotomultiplicatorului să fie minim (practic zero), iar pe ecranul osciloscopului B 420 se obține o linie orizontală care s-a reglat să coincidă cu linia inferioară a rastrului osciloscopului, care se ia ca axă de origine. Apoi se crește tensiunea de comandă a cristalului pînă ce componenta continuă a curentului fotomultiplicatorului a atins un maxim.

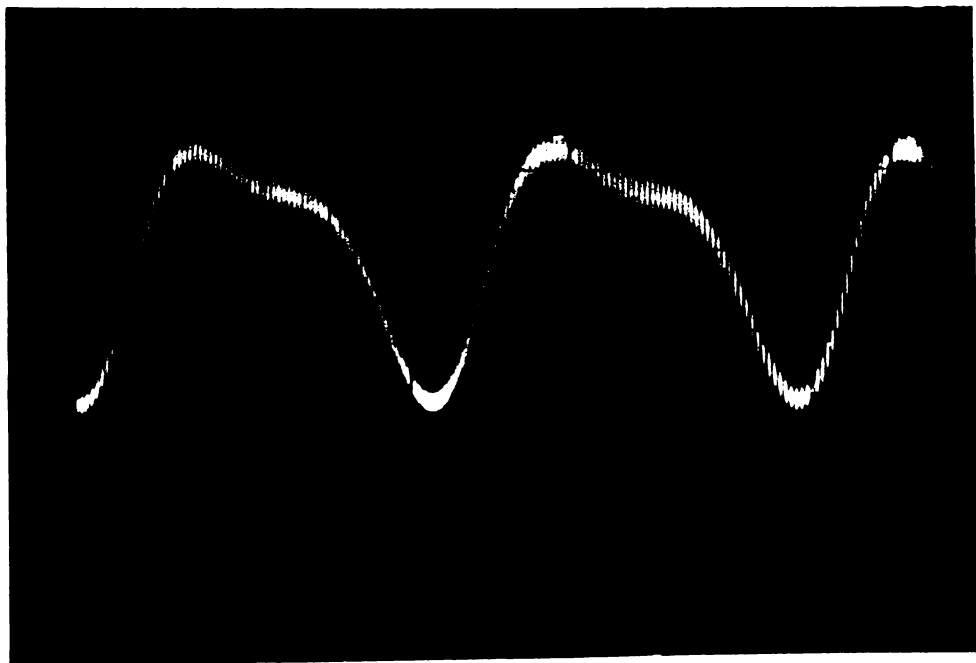


Fig.2.30

În același timp, pe ecran apare imaginea unui semnal alternativ avînd frecvența egală cu dublul celei de alimentare a cristalului, a cărei amplitudine crește în același timp cu componenta continuă. Reglînd tensiunea de alimentare a fotomultiplicatorului, s-a aranjat ca acest maxim să corespundă la $100 \mu A$. Fig.2.30 reprezintă fotografia imaginii în această situație.

Tensiunea de alimentare a cristalului, măsurată cu voltmetrul electronic este de 15 V.

Crescând mai departe tensiunea de comandă, componenta continuă începe să scadă iar componenta alternativă se modifică în sensul că vîrfurile oscilației se despică și apare o curbă înverșă, formîndu-se astfel armonica pară următoare. La un moment dat, la tensiunea de comandă de 25 V, componenta continuă începe să crească un minim ($50 \mu\text{A}$), iar componenta alternativă are forma din fig.2.31 .

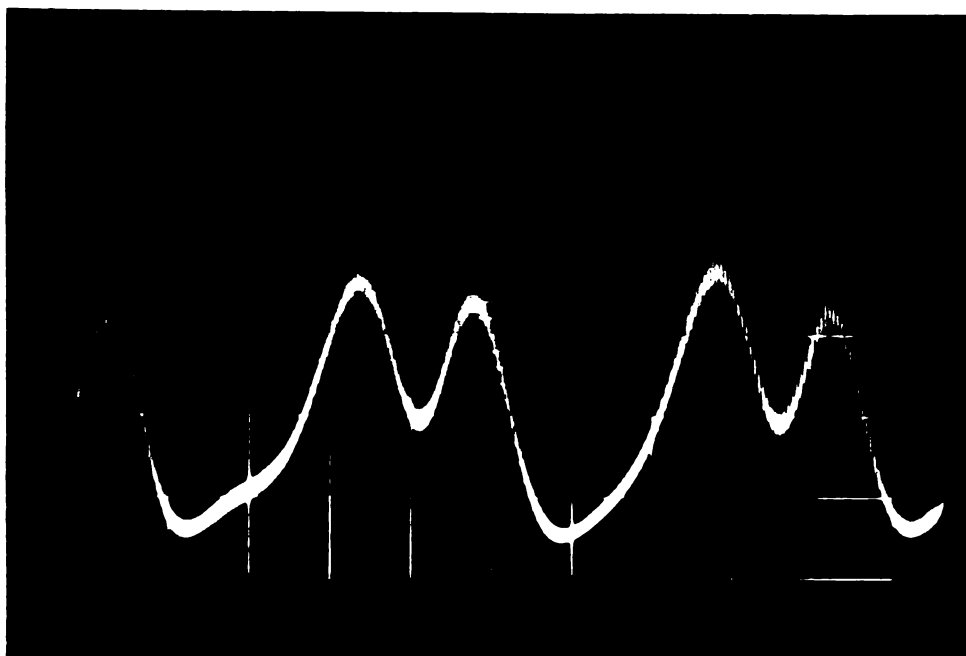


Fig.2.31

Crescând în continuare tensiunea de alimentare, la 40 V apare un al doilea maxim al componentei continue de $88 \mu\text{A}$ și componenta alternativă din nou se modifică luînd forma din fig. 2.32 .

La creșterea în continuare a tensiunii se obține un al doilea minim mai puțin pronunțat, cu componenta alternativă de forma din fig.2.33, apoi un al treilea maxim, mai mic ca precedentul (fig.2.34), și așa mai departe.

Componenta continuă tinde spre valoarea de $64-70 \mu\text{A}$ iar componenta alternativă își mărește frecvența. Imaginea din fig. 2.35 la tensiunea de alimentare de 100 V (al patrulea minim).

Pentru obținerea acestor imagini osciloscopul a fost reglat la o sensibilitate de aproximativ $0,125 \text{ V/cm}$, baza de timp la aproximativ $2 \mu\text{s/cm}$ iar spotul modulat cu un semnal cu perioada de $0,1 \mu\text{s}$.

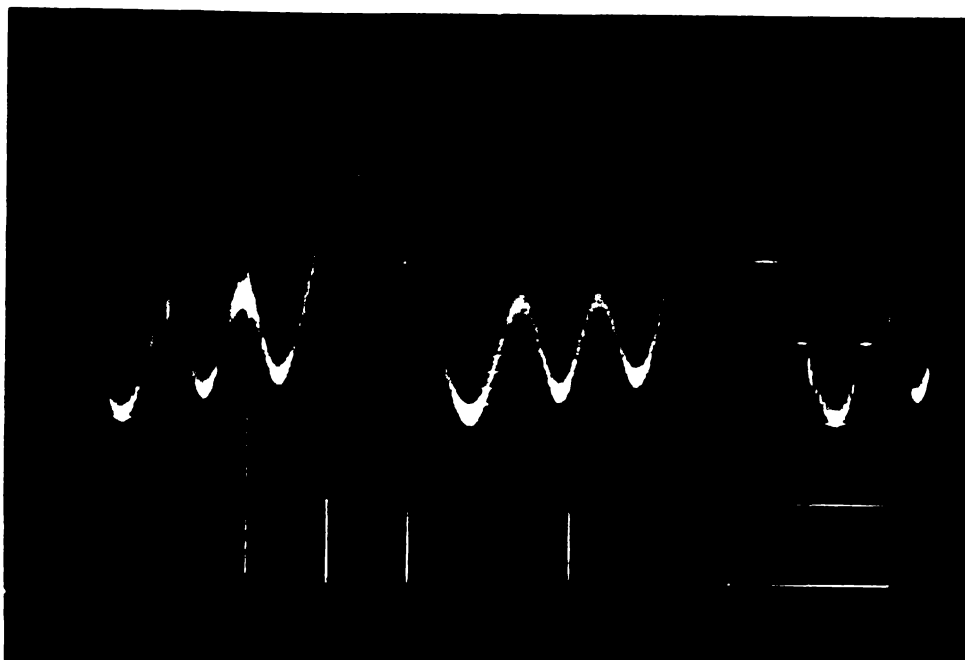


Fig.2.32

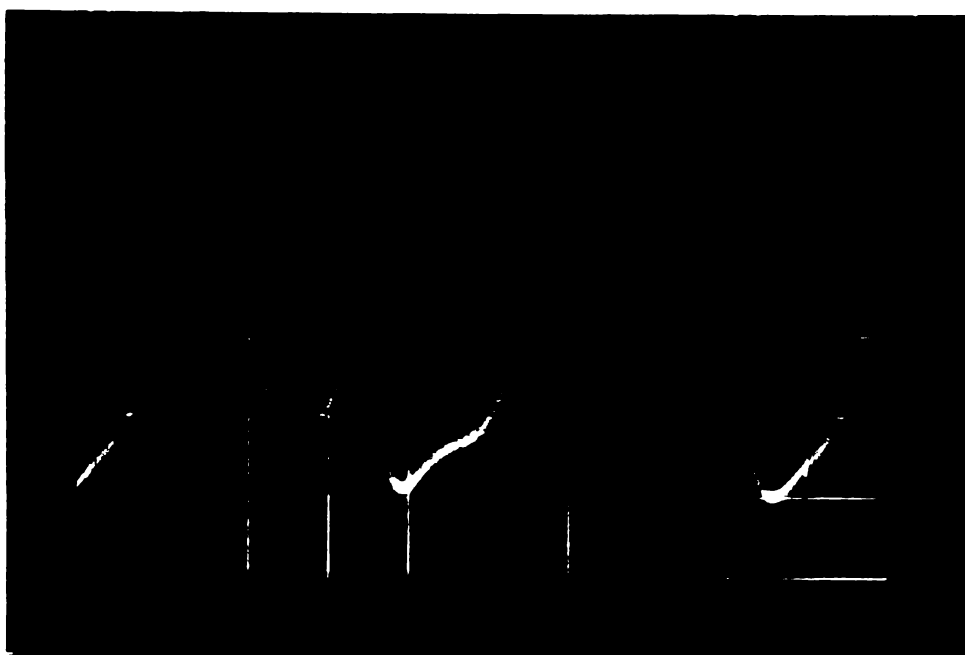


Fig.2.33

Fenomenul descris mai sus și imaginile prezentate s-au obținut și pentru alte cristale. Astfel în figurile 2.36-2.39 se prezintă fotografiile curbelor obținute pentru un cristal KDP cu dimensiunile 20,57 x 11,28 x 7,8 mm la prima frecvență de rezonanță de 72938 Hz. Fig.2.36 corespunde primului maxim, fig.2.37 - primului minim, fig.2.38 - al doilea maxim, fig.2.39 - al doilea minim al componentei continue. Imagini identice s-au obținut și pentru un cristal AMZ cu dimensiunile de 15,95 x 15,95 x 6,34 mm la $f_1 = 74527$ Hz.

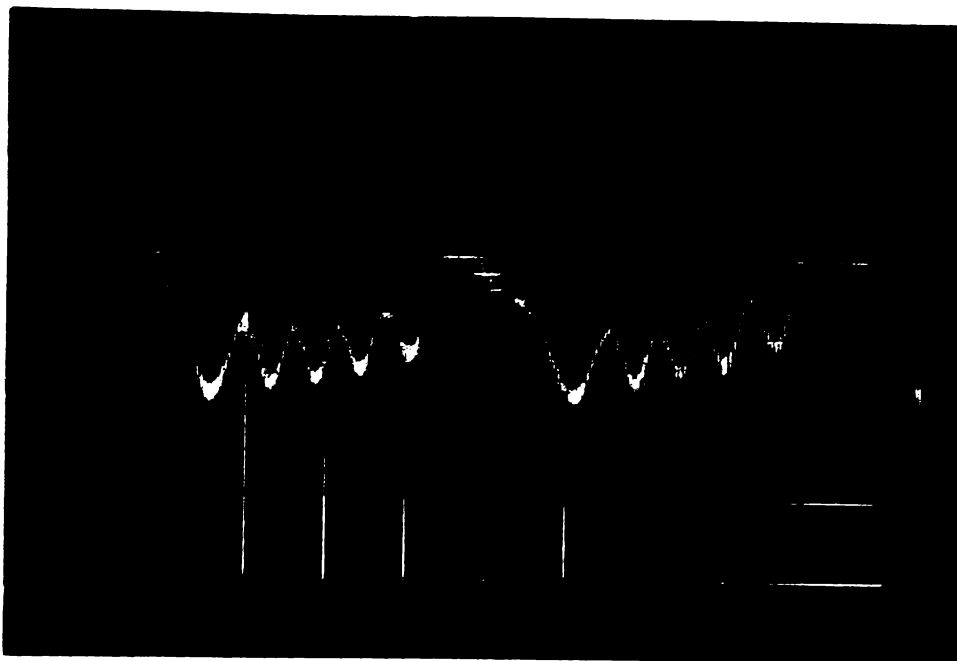


Fig.2.34

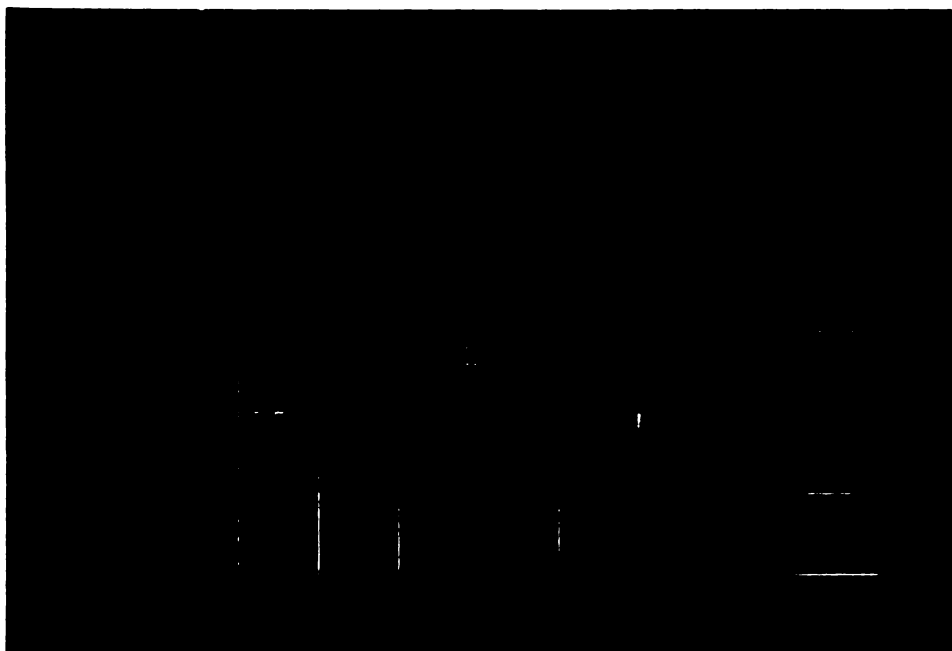


Fig.2.35

De remarcat că valoarea tensiunii de alimentare la stingerea diferitelor maxime sau minime diferea puțin (cu aprox. 10-20%) la diferite cristale, sau chiar la același cristal, în funcție de presarea electrozilor pe cristal, adică în funcție de factorul de calitate al cristalului montat în situația respectivă. Mărimea componentei continue și alura curbelor era însă identică în toate cazurile.

Fenomenele descrise pînă acum se potrec pentru cristale plasate între polarizori încrucișați. S-au refăcut aceleași experiențe și pentru polarizori paraleli.

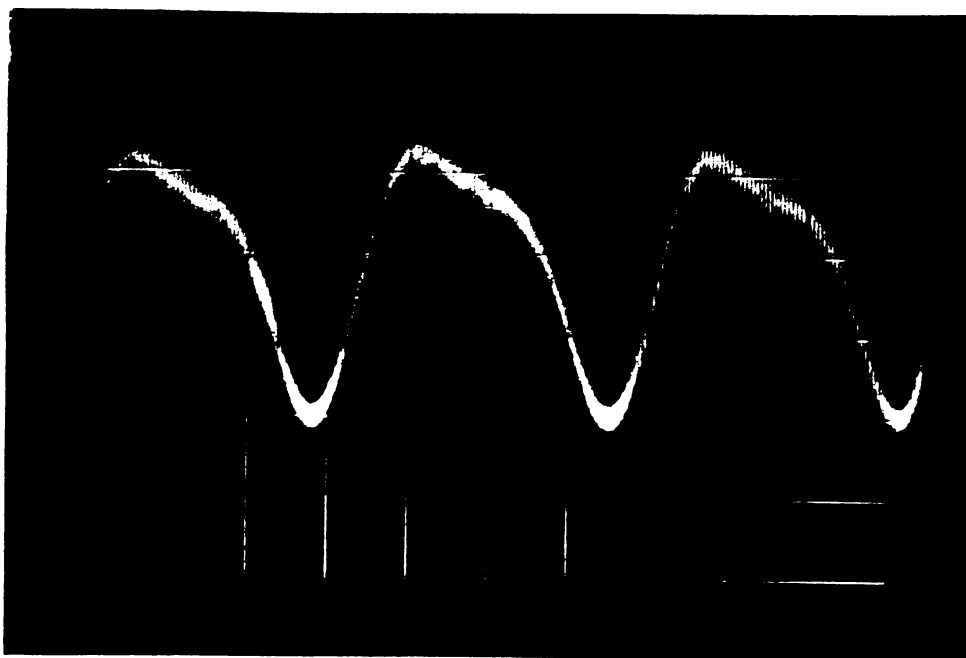


Fig.2.36

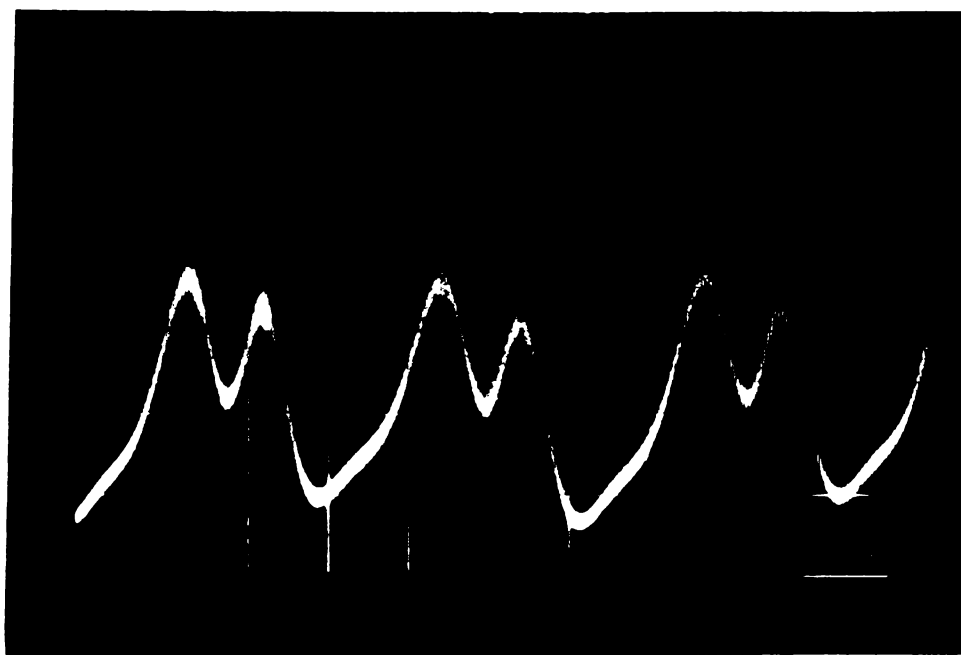


Fig.2.37

In acest caz situația apare inversată. Se obțin aceleași curbe dar inversate iar maximele componentei continue din cazul polarizorilor încrucișați, corespund cu minime în acest caz și viceversa.

Experiențele de mai sus s-au repetat și în lumina circular polarizată. Pentru aceasta între cristal și polarizor s-a plasat o lamă $\lambda/4$ orientată la 45° față de direcția de vibrație a polarizorului.

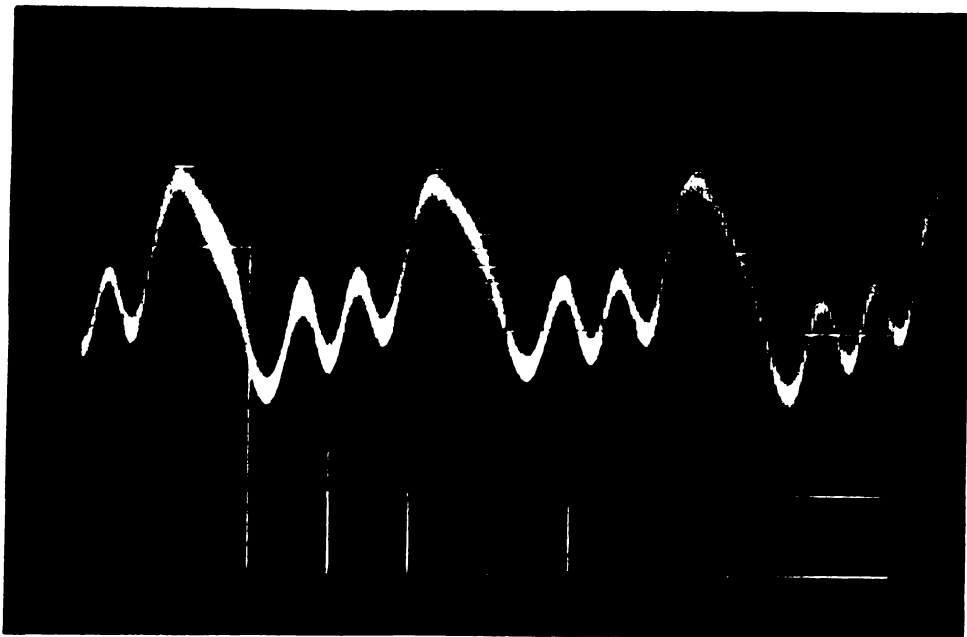


Fig.2.38

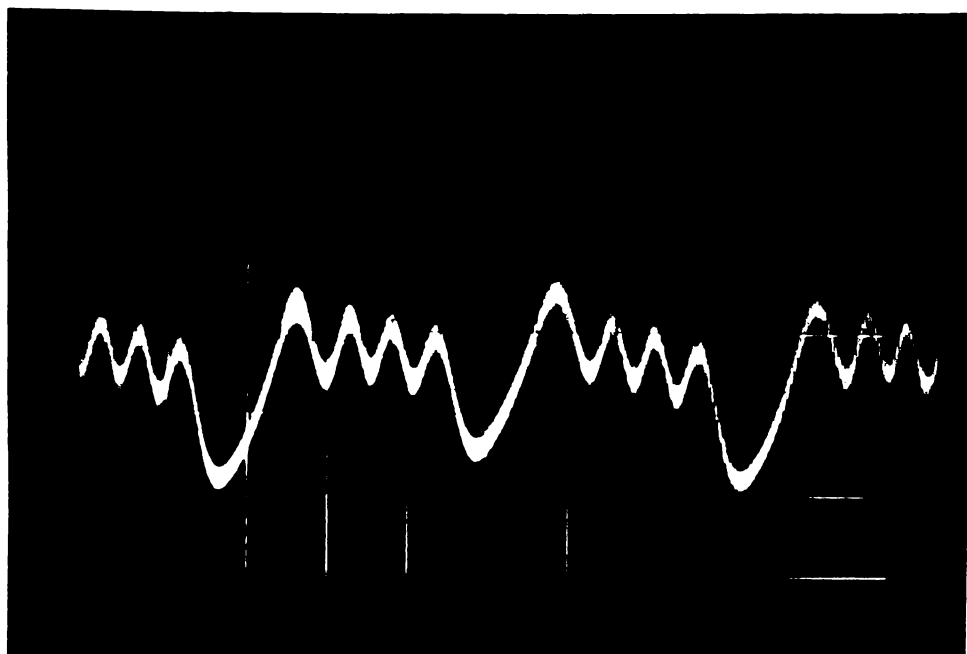


Fig.2.39

Pornind de la un curent de $50 \mu\text{A}$ prin fotomultiplicator pentru cristalul recomandat, s-a obținut seria de curbe din figurile 2.40 - 2.43 pentru un cristal KDP.

Cele patru momente au fost prinse când amplitudinile prezentau un maxim, după care, la creșterea tensiunii de comandă, vîrfurile semialternanțelor se despicau și sufereau o curbare inversă, aparînd astfel următoarea armonica impară. De remarcat că frecvența semnalului din prima imagine (fig.2.40) este egală cu frecvența tensiunii de comandă. Aceste momente

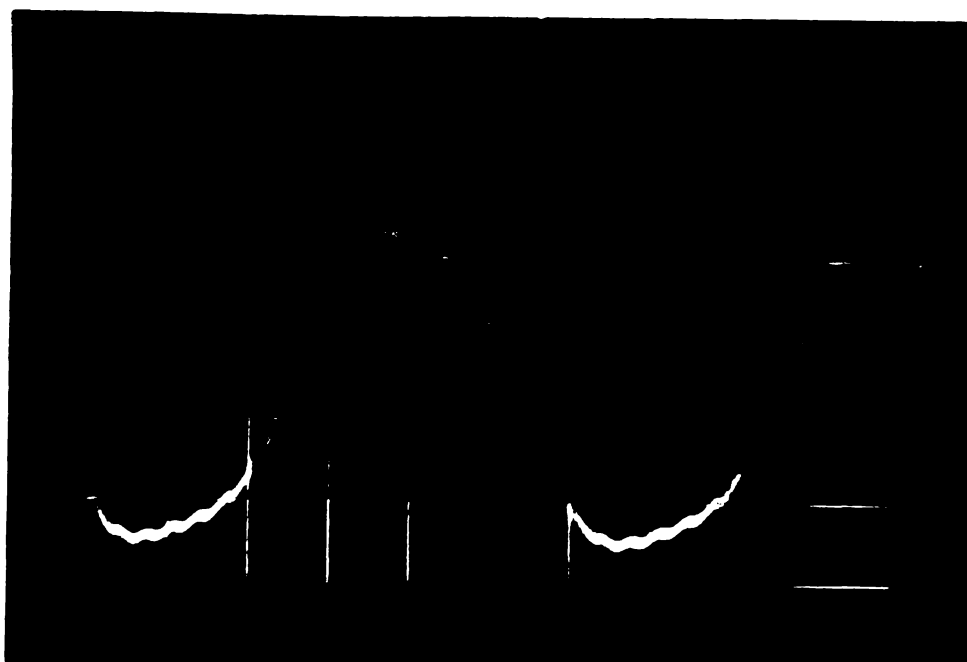


Fig.2.40

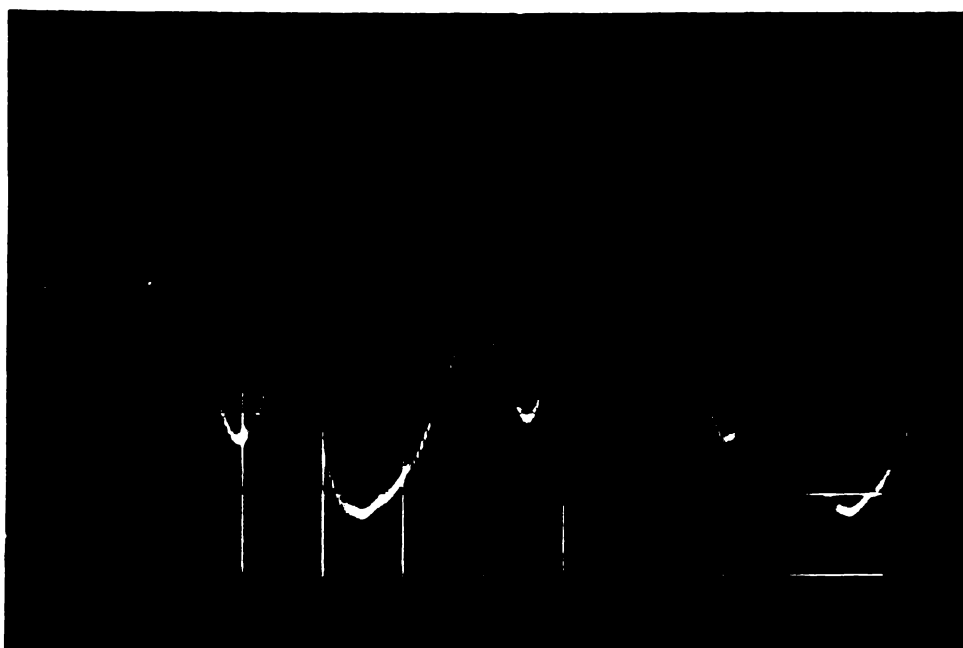


Fig.2.41

au corespuns la tensiunile de comandă de 23 V, 38 V, 49 V, și 30 V. pentru cristalul de 20,37 x 11,25 x 7,8 mm.

Pentru cristalul ADP, fenomenele sînt identice. Evident, în cazul luminii circular polarizate, componenta continuă a rămas nemodificată. Datorită faptului că cristalul nu a fost riguros centrat și că lumina nu a fost perfect circular polarizată, s-a înregistrat o mică variație (de aprox. 2 - 3 μ A) a componentei continue.

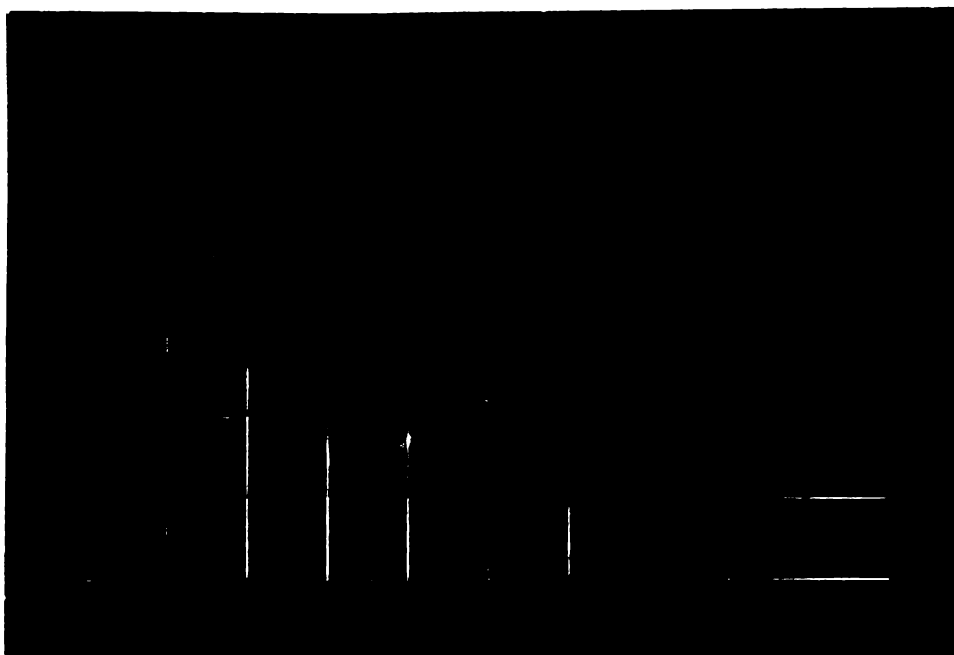


Fig.2.42

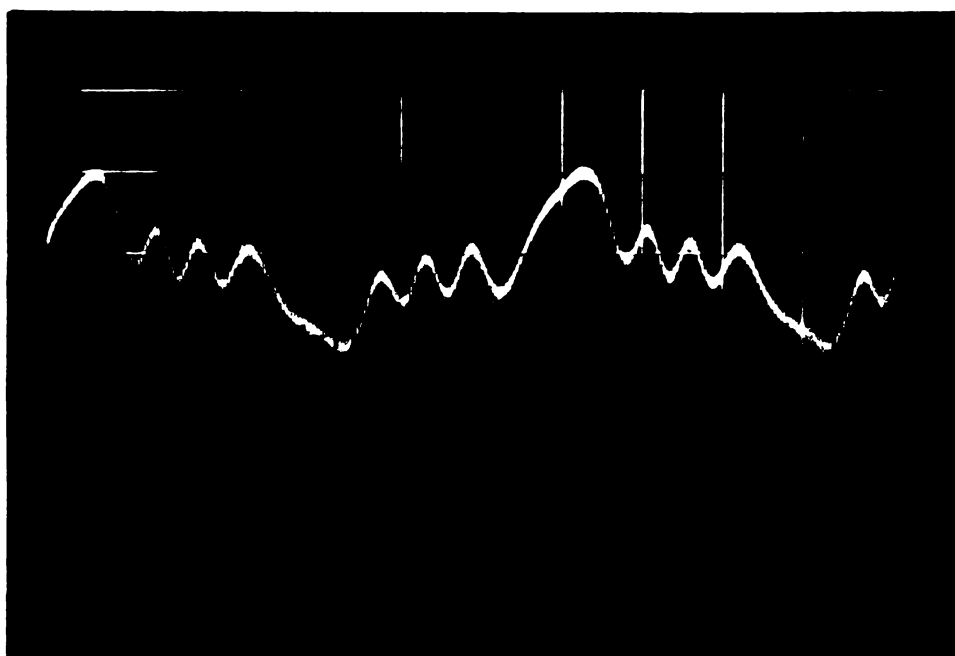


Fig.2.43

Cele descrise pînă acum, după cum s-a arătat, s-au petrecut la varierea tensiunii de alimentare a cristalului, frecvența acestuia fiind acordată pe frecvența de rezonanță a cristalului. O altă serie de experimentări s-au făcut păstrînd tensiunea de alimentare constantă (la diferite valori) și variînd frecvența în jurul rezonanței (producînd un dezacord prin creșterea sau scăderea frecvenței de la valoarea de rezonanță). Fenomenele înregistrate sînt identice cu cele descrise anterior, cu deosebirea că au fost parcurse invers prin creșterea dezacordului. De exemplu, dacă cristalul este alimentat cu o tensi-

une mai ridicată, de ordinul zecilor de volți, la rezonanță se obține pe ecranul osciloscopului imaginea din fig. 2.34. Dacă acum, din această situație, frecvența tensiunii de alimentare este mărită sau micșorată (păstrând amplitudinea ei constantă), se obțin toate situațiile prezentate în fig. 2.30 pînă la 2.33, dar parcurse în sens invers și astfel la un dezacord de cîtiva zeci de Hz, componenta alternativă dispăre iar componenta continuă devine nulă sau maximă după cum polarizorii sînt încrucișați sau paraleli. La o tensiune de alimentare mai mică se descriu în sens invers, la producerea dezacordului, etapele corespunzătoare acestei tensiuni. Astfel, dacă tensiunea de comandă a cristalului este numai atît de mare încît pe ecran apare curba din fig. 2.30 (corespunzătoare primului maxim), atunci la variarea frecvenței în afara rezonanței, această curbă își micșorează amplitudinea pînă dispăre. Evident, în același timp și componenta continuă variază de la valoarea maximă pînă la zero. Prin urmare, răspunsul cristalului este identic fie că se variază amplitudinea fie că se variază frecvența tensiunii de comandă.

Pentru explicarea teoretică a acestor fenomene trebuie să plecăm de la expresia intensității luminoase a modulatorului cu un cristal (relația 2.18) comandat în curent alternativ. Considerînd polarizorii încrucișați, orientați la 45° față de axele X' și Y' ale cristalului, este valabilă relația

$$\frac{I}{I_0} = \sin^2(\Gamma/2) = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \cos \Gamma \quad . \quad (2.92)$$

În cazul nostru, defazajul introdus de cristal este

$$\Gamma = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot n_o^3 \cdot r_{63} \cdot u \quad , \quad (2.93)$$

unde u este tensiunea de comandă a cristalului, presupusă sinusoidală și avînd pulsația Ω

$$u = \sqrt{2} U_0 \sin \Omega t \quad . \quad (2.94)$$

Se notează în continuare cu

$$\Gamma_0 = \frac{2\sqrt{2}\pi}{\lambda} n_o^3 \cdot r_{63} \cdot U_0 \quad , \quad (2.95)$$

factorul constant în raport cu timpul și deci

$$\frac{I}{I_0} = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \cos(\Gamma_0 \sin \omega t) \quad (2.96)$$

Utilizând funcțiile Bessel pentru dezvoltarea în serie Fourier

$$\cos(z \sin \theta) = J_0(z) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(z) \cos 2n\theta \quad (2.97)$$

se obține

$$\begin{aligned} \frac{I}{I_0} = & \frac{1}{2} - \frac{1}{2} J_0(\Gamma_0) - J_2(\Gamma_0) \cos 2\omega t - J_4(\Gamma_0) \cos 4\omega t - \\ & - J_6(\Gamma_0) \cos 6\omega t - \dots \end{aligned} \quad (2.98)$$

Partea constantă în raport cu timpul reprezintă componenta continuă relativă a intensității luminoase

$$\frac{I_{cc}}{I_0} = \frac{1}{2} [1 - J_0(\Gamma_0)] \quad (2.99)$$

După cum se știe

$$J_0(\Gamma_0) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} \cos(\Gamma_0 \sin \theta) d\theta = \frac{2}{\pi} \int_0^{\sqrt{y}2} \cos(\Gamma_0 \sin \theta) d\theta, \quad (2.100)$$

sau dezvoltate în serie

$$J_0(\Gamma_0) = 1 - \frac{\Gamma_0^2}{2^2} + \frac{\Gamma_0^4}{(2 \cdot 4)^2} - \frac{\Gamma_0^6}{(2 \cdot 4 \cdot 6)^2} + \dots \quad (2.101)$$

Variația funcției Bessel de ordinul zero $J_0(\Gamma_0)$ în funcție de Γ_0 este dată în figura 2.44. $J_0(\Gamma_0)$ devine nul pentru $\Gamma_0 = 2,405 ; 5,520 ; 8,654 ; 11,79 ; 14,93$. Semiperioada lui pentru valori mai mari a lui Γ_0 este aproximativ 3,14.

Este necesar să se calculeze valoarea lui Γ_0 în cazul nostru. Ținând seama de relațiile (2.86) și (2.95), rezultă

$$\Gamma_0 = \frac{2\sqrt{2}\pi}{\lambda} n_0^3 (r_{63}^2 + p_{66} d_{36} \cdot Q) U_0 \quad (2.102)$$

După cum am arătat, valori sigure pentru coeficienții p_{66} și d_{36} nu sînt publicate, iar factorul de calitate al

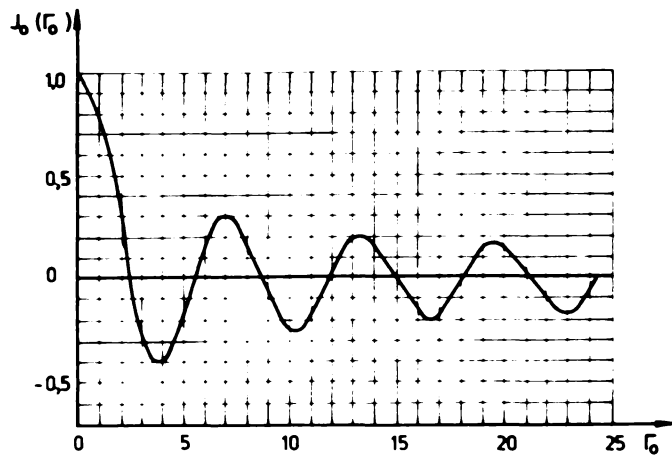


Fig.2.44

cristalului este relativ variabil în funcție de condițiile de montare a lui. Un calcul aproximativ, considerând ca valori sigure pentru KDP mărimile: indicele de refracție pentru raza ordinară $n_o = 1,468$ și coeficientul electrooptic al cristalului blocat $r_{63} = 10,3 \cdot 10^{-12}$ m/V și ca valori probabile $p_{66} \cdot d_{36} = 2 \cdot 10^{-12}$ m/V și $Q = 2400$ și lucrând cu o sursă de lumină având lungimea de undă $\lambda = 534$ nm, se obține

$$\Gamma_0 = \frac{2\sqrt{2}\pi}{534 \cdot 10^{-9}} \cdot 3,14 \cdot 10^{-12} (10,3 + 2 \cdot 2400) U_0 \quad ,$$

$$\Gamma_0 = \frac{2\sqrt{2}\pi}{534} 3,14 \cdot 4810 \cdot U_0 = \frac{134}{534} U_0 = 0,248 U_0 \quad . \quad (2.103)$$

Primul maxim al componentei continue se obține la $\Gamma_0 = 3,83$, pentru care $J_0(3,83) = -0,4$ și

$$\frac{I}{I_0} = \frac{1}{2} (1 + 0,4) = 0,7 \quad (2.104)$$

Pentru ca $\Gamma_0 = 3,83$, rezultă că $U_0 = 3,83/0,248 = 15,3$ V valoare efectivă.

Valoarea minimă a tensiunii de comandă pentru care s-a obținut maximele componentei continue este de 12,6 V, iar valoarea maximă de 20 V, cele mai multe determinări dădeau însă valoarea de 16 V. Se vede deci că valorile considerate pentru produsul $p_{66} d_{36}$ și pentru factorul de calitate sînt corecte.

Primul minim al curentului fotomultiplicatorului se obține pentru $\Gamma_0 = 7$ cînd $J_0(\Gamma_0) = 0,3$ și

$$\frac{I}{I_0} = \frac{1}{2} (1 - 0,3) = 0,35 \quad , \quad (2.105)$$

adică jumătate din valoarea înregistrată la primul maxim, situație care corespunde întru totul măsurărilor efectuate. Pentru ca $\Gamma_0 = 7$, rezultă că este necesară o tensiune de comandă $U_0 = 28,2 \text{ V}$, fapt care se confirmă la măsurători, datele înregistrate în această situație oscilând în jurul acestei valori.

Al doilea maxim al curentului are loc pentru al doilea minim al funcției J_0 . La $\Gamma_0 = 10$; $J_0(10) = -0,25$ și

$$\frac{I}{I_0} = \frac{1}{2} (1 + 0,25) = 0,625 \quad (2.106)$$

adică 39,3% din valoarea primului maxim. Pentru aceasta este necesară o tensiune de comandă $U_0 = 10/0,248 = 40,3 \text{ V}$. Valorile măsurate au oscilat în jurul acesteia între 33 V și 56 V. Explicația obținerii unei dispersii așa de mari în jurul valorii ce rezultă din calcul constă în faptul că factorul de calitate al cristalului variază sensibil în funcție de apăsarea electrozilor, iar pe de altă parte, în vibrație fiind, frecarea cristalului cu armăturile lui se modifică și deci și factorul lui de calitate.

Variația componentei continue a intensității luminoase în funcție de tensiunea de comandă este arătată în figura 2.45.

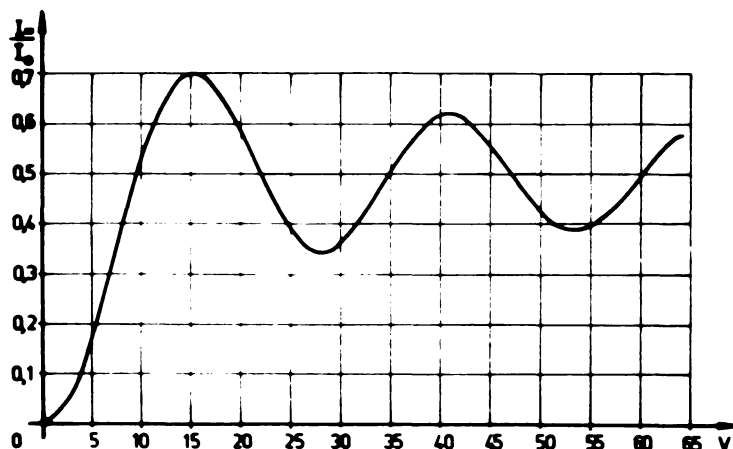


Fig.2.45

Pentru funcționarea ca modulator a dispozitivului cu cristalul comandat la rezonanță, interesează porțiunea inițială pînă la primul maxim (fig.2.46).

Curba se poate considera liniară în porțiunea în care curentul variază de la 10% pînă la 90% din valoarea lui maximă. De remarcat că pentru realizarea unui stît de mare grad de modulație, tensiunea de comandă este extrem de redusă, de aproximativ 12 V, în comparație cu tensiunea de ordinul 7...8 kV necesară comandării cristalului în curent continuu.

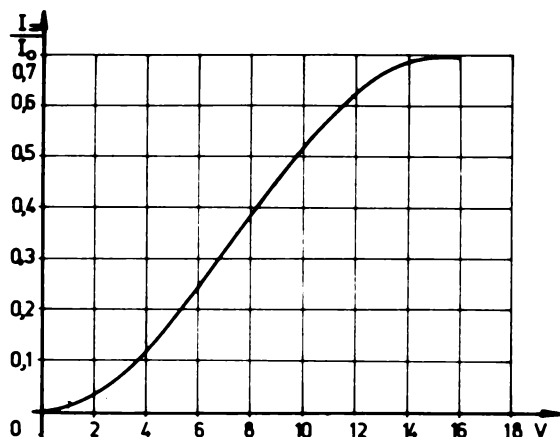


Fig. 2.46

În cazul cînd cristalul este plasat între polarizori paraleli, orientați la 45° față de axa X' sau Y' a indelipsoidului (după axele cristalografice X sau Y), intensitatea luminoasă relativă este dată de relația

$$\frac{I}{I_0} = \cos^2(\Gamma/2) = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos \Gamma \quad (2.107)$$

Utilizînd relațiile (2.93), (2.94) și (2.95) și descompunînd în serie după funcțiile Bessel, rezultă

$$\begin{aligned} \frac{I}{I_0} &= \frac{1}{2} \left[1 + J_0(\Gamma_0) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(\Gamma_0) \cos 2n \Omega t \right] = \quad (2.108) \\ &= \frac{1}{2} + \frac{1}{2} J_0(\Gamma_0) + J_2(\Gamma_0) \cos 2 \Omega t + J_4(\Gamma_0) \cos 4 \Omega t + \dots \end{aligned}$$

Se observă că intervin aceleași componente dar cu semn schimbat. Cînd cristalul este necomandat rezultă $\Gamma_0 = 0$; $J_0(0) = 1$ și $I/I_0 = 1$, adică componenta continuă a curentului fotomultiplicatorului prezintă un maxim. Urmează apoi primul minim la $\Gamma_0 = 3,83$ cînd $I/I_0 = 0,3$, etc.

În tabelul de mai jos sînt date rezultatele determinărilor experimentale în cele două cazuri; polarizori încrucișați

și polarizori paraleli.

S-a procedat astfel : după ce cristalul a fost perfect centrat ca recomandat, curentul fotomultiplicatorului să fie nul la polarizori încrucișați, s-a reglat sensibilitatea acestuia (reglînd tensiunea anodică) astfel ca la polarizori paraleli curentul fotomultiplicatorului să fie 100μA. Apoi s-a crescut tensiunea de alimentare a cristalului și s-a reglat frecvența acesteia ca să se obțină rezonanța. S-a notat valoarea tensiunii de comandă și a curentului fotomultiplicatorului pentru care se obțin maximele și minimele curentului în cele două cazuri. Se observă buna coincidență a măsurătorilor cu calculele efectuate.

U ₀ V		Polarizori încrucișați			Polarizori paraleli		
Calculat	Măsurat	Fenomenul	I _z μA		Fenomenul	I _z μA	
			Calculat	Măsurat		Calculat	Măsurat
0	0	zero	0	5	max.I	100	100
15,3	15	max.I	70	70	min.I.	30	40
28,8	28	min.I	35	37	max.II	65	64
40,3	40	max.II	62,5	61,5	min.II	37,5	40
53,5	53	min.II	40	42	max.III	60	60

S-a studiat în continuare variația componentelor alternative ale curentului fotomultiplicatorului corespunzătoare momentelor cînd componenta continuă înregistrează maxime sau minime. Astfel s-a calculat amplitudinile armonicilor pentru curba din fig.2.30 sau 2.36 corespunzătoare primului maxim pentru care $\Gamma_0 = 3,8317$. După cum rezultă din relația (2.98), există în afara componentei continue, numai armonici pare. Deoarece valori pentru funcții Bessel de ordin superior pentru valori întregi ale variabilei nu sînt date în tabele, se vor calcula valorile acestor funcții utilizînd relațiile de recurență

$$J_{n-1}(z) + J_{n+1}(z) = \frac{2n}{z} J_n(z) \quad (2.109)$$

de unde, pentru $n = 1$, rezultă

$$J_2(z) = \frac{2}{z} J_1(z) - J_0(z) \quad . \quad (2.110)$$

Cum pentru valori ale lui z pentru care $J_0(z)$ are maxime și minime, funcția Bessel de ordinul I $J_1(z) = 0$, rezultă

$$z = \Gamma_0 = 3,83 \quad ; \quad J_0(3,83) = -0,4028$$

și deci

$$J_2(3,83) = -J_0(3,83) = 0,4028$$

mai departe, pentru $n = 2$, din relația (2.109)

$$J_3(z) = J_1(z)\left(\frac{8}{z} - 1\right) - \frac{4}{z} J_0(z) \quad (2.111)$$

și

$$J_3(3,83) = -\frac{4}{3,83} J_0(3,83) = \frac{4}{3,83} 0,4028 = 0,420 \quad .$$

În continuare, pentru $n = 3$

$$J_4(z) = \frac{6}{z} J_3(z) - J_2(z) \quad , \quad (2.112)$$

și înlocuind

$$J_4(3,83) = \frac{6}{3,83} 0,420 - 0,403 = 0,258 \quad .$$

Pentru $n = 4$

$$J_5(z) = \frac{8}{z} J_4(z) - J_3(z) \quad . \quad (2.113)$$

$$J_5(3,83) = \frac{8}{3,83} 0,258 - 0,420 = 0,119 \quad .$$

Pentru $n = 5$

$$J_6(z) = \frac{10}{z} J_5(z) - J_4(z) \quad , \quad (2.114)$$

astfel

$$J_6(3,83) = \frac{10}{3,83} 0,119 - 0,258 = 0,053 \quad .$$

Celelalte funcții Bessel de ordin superior rezultă neglijabil de mici.

Astfel, relația (2.98) la $\Gamma_0 = 3,83$ pentru care componenta continuă înregistrează primul maxim este

$$\frac{I}{I_0} = 0,701 - 0,403 \cos 2 \Omega t - 0,258 \cos 4 \Omega t - 0,053 \cos 6 \Omega t \quad (2.115)$$

Pe de altă parte, se procedează la o analiză armonică a curbei obținute pe ecranul osciloscopului pentru primul maxim. Utilizând metoda dată de Angot [36], se împarte perioada funcției în 12 intervale. Se notează ordonatele $f_1 \dots f_{12}$ corespunzătoare celor 11 abscise. Se întocmește tabelul

	f_1	f_2	f_3	f_4	f_5	f_6
	f_{12}	f_{11}	f_{10}	f_9	f_8	f_7
Sume	s_0	s_1	s_2	s_3	s_4	s_5
Diferențe		d_1	d_2	d_3	d_4	d_5

Pentru curba din fig. 2.30 care a fost desenată prin proiecție pe hîrtie milimetrică astfel ca perioada ei să corespundă la 120 mm, obținem următoarele valori (în mm) pentru cele 12 ordonate :

$$f_1 = 35 ; f_2 = 55 ; f_3 = 50 ; f_4 = 45 ; f_5 = 35 ; f_6 = 2,5$$

$$f_7 = 35 ; f_8 = 55 ; f_9 = 50 ; f_{10} = 45 ; f_{11} = 35 ; f_{12} = 2,5$$

Se completează tabelul

	35	55	50	45	45	2,5
	2,5	35	45	50	55	35
Sume	2,5	70	100	100	100	70
Diferențe	0	0	10	0	-10	0

Se întocmește apoi tabelul sumelor și diferențelor

	s_0	s_1	s_2	s_3		d_1	d_2	d_3
	s_6	s_5	s_4			d_5	d_4	
Sume	σ_0	σ_1	σ_2	σ_3		θ_1	θ_2	θ_3
Diferențe	δ_0	δ_1	δ_2			η_1	η_2	

Făcînd înlocuirile, se obține

	2,5	70	100	100		0	10	0
	2,5	70	100			0	-10	0
Sume	5	140	200	100		0	0	0
Diferențe	0	0	0			0	20	

Se alcătuiesc apoi următoarele tabele de unde rezultă coeficienții sinusurilor și cosinusurilor

Coeficienții sinusurilor						
0,5	θ_1					
0,866		θ_2	η_1	η_2		
1,0	θ_3				θ_1	θ_3
	I	II	I	II	I	II
I+II	$6 a_1$		$6 a_2$			
I-II	$6 a_5$		$6 a_4$		$6 a_3$	

Coeficienții cosinusurilor								
0,5			δ_2		$-\zeta_2$	ζ_1		
0,866				δ_1				
1,0	$\zeta_0 + \zeta_2$	$\zeta_1 + \zeta_3$	δ_0		ζ_0	$-\zeta_3$	δ_0	δ_2
	I	II	I	II	I	II	I	II
I+II	$12 b_0$		$6 b_1$		b_2			
I-II	$12 b_6$		$6 b_5$		$6 b_4$		$6 b_3$	

În cazul considerat, după cum se observă, există numai diferența diferențelor η_2 și prin urmare dintre coeficienții sinusurilor există numai a_2 și a_4 . Astfel

$$a_2 = \frac{0,866 \eta_2}{6} = \frac{0,866 \cdot 20}{6} = 2,9$$

și

$$a_4 = -\frac{0,866 \eta_2}{6} = -\frac{0,866 \cdot 20}{6} = -2,9$$

În ce privește coeficienții cosinusurilor, întocmind tabelul, se observă că nu există diferențe de semn δ

Coeficienții cosinusurilor				
0,5			-200	140
0,566				
1,0	205	240	5	-120
	205	240	-55	-30
I-II	12 $b_0 = 445$		6 $b_2 = -125$	
I-II	12 $b_6 = -35$		6 $b_4 = -65$	

Prin urmare, coeficienții cosinusurilor vor fi

$$b_0 = 445/12 = 37 \quad ; \quad b_2 = -125/6 = -20,8$$

$$b_4 = -65/6 = -10,8 \quad ; \quad b_6 = -35/12 = -2,9$$

Dimensiunile acestor coeficienți rezultă în mm. Pentru a rezulta în valori relative, ținem seama că b_0 reprezintă componenta continuă, care în această situație este 0,7. Prin urmare coeficienții se vor înmulți cu raportul $0,7/37$, care reprezintă scara la care a fost trasată curba de analizat. Astfel

$$b_2 = -20,8 \cdot 0,7/37 = -0,393$$

$$b_4 = -10,8 \cdot 0,7/37 = -0,204$$

$$b_6 = -2,9 \cdot 0,7/37 = -0,055$$

și de asemenea

$$a_2 = 2,9 \cdot 0,7/37 = 0,055$$

$$a_4 = -2,9 \cdot 0,7/37 = -0,055$$

Cu această expresia analitică a funcției căutate este

$$f(x) = b_0 + \sum_{k=1}^p b_k \cos kx + \sum_{k=1}^p a_k \sin kx \quad (2.116)$$

și deci

$$\frac{I}{I_0} = 0,7 - 0,393 \cos 2\Omega t - 0,204 \cos 4\Omega t - 0,024 \cos 6\Omega t +$$

$$+ 0,055 \sin 2\Omega t - 0,055 \sin 4\Omega t \quad . \quad (2.117)$$

Comparând această expresie cu relația (2.115) se observă

că exceptând componentele sinusoidale (de altfel mici), componentele cosinusoidale corespund atât ca amplitudine cât și ca semn. Apariția componentelor sinusoidale se explică prin faptul că în instalația de măsură au intervenit mici defazări ale semnalului și de asemenea datorită erorilor de măsură și calcul.

S-au făcut asemenea analize armonice și pentru curbele corespunzătoare primului minim (fig.2.31 sau 2.37) și al doilea maxim (fig.2.32 sau 2.38), obținându-se bune coincidențe cu expresiile analitice ale curbelor respective.

Să analizăm acum cazul când între polarizorii cristal se plasează o lamelă defazoare $\lambda/4$.

Presupunând polarizorii încrucișați, intensitatea luminoasă relativă este

$$\frac{I}{I_0} = \frac{1}{2} (1 - \cos \Gamma) \quad . \quad (2.118)$$

Unghiul de defazare va fi format în acest caz din două părți; una variabilă produsă de cristal $\Gamma_c = \Gamma_0 \sin \Omega t$ și alta constantă produsă de plăcuța defazoare $\Gamma_p = \pi/2$. Astfel

$$\frac{I}{I_0} = \frac{1}{2} [1 - \cos(\Gamma_p + \Gamma_0 \sin \Omega t)] \quad . \quad (2.119)$$

Aplicând transformări trigonometrice simple și înlocuind $\Gamma_p = \pi/2$

$$\frac{I}{I_0} = \frac{1}{2} [1 - \cos(\pi/2) \cos(\Gamma_0 \sin \Omega t) + \sin(\pi/2) \sin(\Gamma_0 \sin \Omega t)] \quad , \quad (2.120)$$

$$\frac{I}{I_0} = \frac{1}{2} [1 + \sin(\Gamma_0 \sin \Omega t)] \quad . \quad (2.121)$$

Aplicând descompunerea în serie Fourier în termeni de funcții Bessel

$$\sin(z \sin \psi) = 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n-1}(z) \sin(2n-1)\psi \quad . \quad (2.122)$$

Rezultă

$$\frac{I}{I_0} = \frac{1}{2} + J_1(\Gamma_0) \sin \Omega t + J_3(\Gamma_0) \sin 3 \Omega t + J_5(\Gamma_0) \sin 5 \Omega t + \dots \quad (2.123)$$

Se observă că apar numai armonici impare și dispare funcția Bessel de ordinul zero J_0 care determină componenta continuă variabilă, fapt care rezultă și din analiza curbelor din fig. 2.40...2.43.

2.4.2 Modulador cu două cristale comandate la rezonanță înseriate optic

Modulatorul prezentat în acest paragraf a fost realizat de autor după o idee absolut nouă. Este format din două cristale înseriate optic după axa Z și comandate la rezonanță cu două semnale de aceeași frecvență. Pentru aceasta cele două cristale au fost șlefuite la aceleași dimensiuni astfel că au aceleași frecvențe de rezonanță. Cristalele s-au montat în dispozitivul descris în paragraful 2.4.1, ca să poată oscila liber. Două asemenea dispozitive s-au montat astfel ca raza de lumină să treacă prin ambele cristale. O fotografie a instalației este prezentată în fig.2.47.

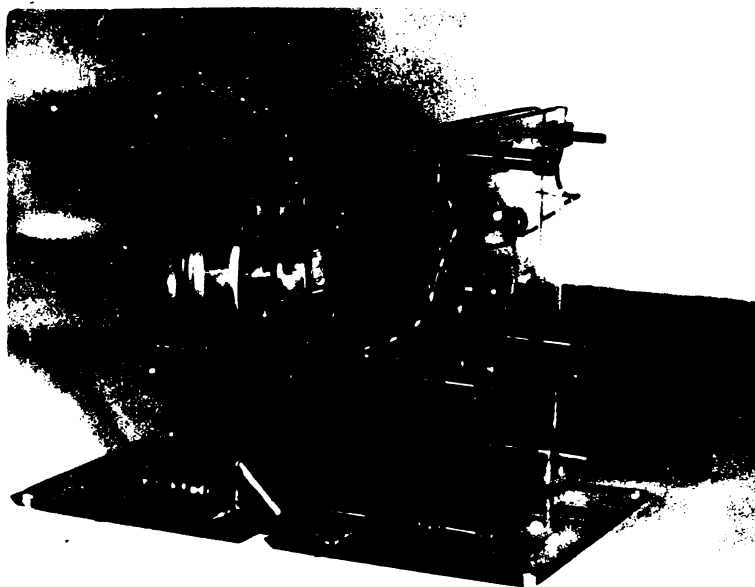


Fig. 2.47

Lucrând cu polarizori încrucișați, orientați după axele cristalografice, intensitatea luminoasă relativă la ieșirea din modulator, după cum s-a arătat în paragraful 2.2.2, este dată de relația

$$\frac{I}{I_0} = \sin^2 \frac{\Gamma_1 + \Gamma_2}{2} = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \cos(\Gamma_1 + \Gamma_2) \quad (2.124)$$

În cazul de față defazările Γ_1 și Γ_2 sînt produse de cele două cristale care sînt comandate cu două tensiuni de aceeași frecvență dar avînd o defazare oarecare ψ . Astfel

$$\Gamma_1 = \Gamma_0 \sin \Omega t ; \quad \Gamma_2 = \Gamma_0 \sin(\Omega t \pm \varphi) \quad (2.125)$$

unde Γ_0 este dat de relația (2.89)

$$\Gamma_0 = \frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 U_0 (r_{63} + p_{66} d_{36}^Q) \quad (2.126)$$

Inlocuind

$$\begin{aligned} \frac{I}{I_0} &= \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \cos [\Gamma_0 \sin \Omega t + \Gamma_0 \sin(\Omega t \pm \varphi)] = \\ &= \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \cos [2\Gamma_0 \cos(\varphi/2) \cdot \sin(\Omega t \pm \varphi/2)] \quad (2.127) \end{aligned}$$

Dezvoltat în serie în termeni de funcții Bessel

$$\frac{I}{I_0} = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \left\{ J_0 [2\Gamma_0 \cos(\varphi/2)] + 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n} [2\Gamma_0 \cos(\varphi/2)] \cos 2n(\Omega t \pm \varphi/2) \right\} \quad (2.128)$$

Se va considera în continuare numai componenta continuă

$$\frac{I}{I_0} = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} J_0 [2\Gamma_0 \cos(\varphi/2)] \quad (2.129)$$

Prin urmare, se observă că modulația se poate realiza nu numai prin varierea lui Γ_0 (respectiv U_0) ci și prin varierea unghiului de defazaj dintre cele două tensiuni care se aplică pe cristale.

Se ia următoarele cazuri limită

1. Tensiunile în fază. $\varphi = 0^\circ$

$$\frac{I}{I_0} = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} J_0(2\Gamma_0) \quad (2.130)$$

Maximul acestei componente se produce la primul maxim negativ a lui J_0 . Aceasta se petrece la $2\Gamma_0 = 3,83$ când $J_0(3,83) = -0,403$.

Astfel

$$\frac{I}{I_0} = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} 0,403 = 0,701 \quad .$$

Se observă că în acest caz este suficientă o tensiune de comandă de viteză jumătate decât cea necesară în cazul modulatorului cu un cristal .

2. Tensiunile în antifază. $\varphi = 180^\circ$

$$\frac{I_{\text{med}}}{I_0} = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} = 0$$

Prin reglarea continuă a fazei între 0° și 180° se poate deci varia intensitatea luminoasă de la maxim la zero și deci se poate realiza un grad de modulație de 100%.

Variația componentei continue a intensității luminoase în funcție de φ este dată în figura 2.48. Se observă că la variația lui φ între 90° și 150° , variația intensității luminoase este practic liniară între 14,3% și 81,5%.

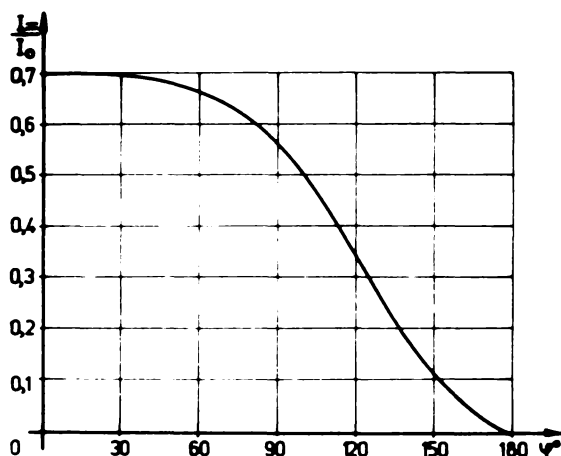


Fig.2.48

Pentru reglarea fazei s-a construit un circuit defazor cu mas comună. Schema acestui circuit și conectarea lui la electrozii cristalului este arătată în figura 2.49.

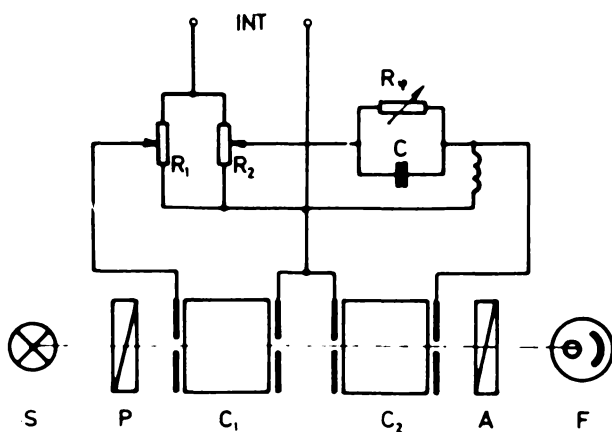


Fig.2.49

Rezistoarele R_1 și R_2 servesc pentru a regla tensiunile ce se aplică celor două cristale. Reglarea acestor tensiuni este necesară pentru a face ca Γ_1 să fie egal cu Γ_2 . Deoarece cristalele nu se pot monta în condiții absolut identice, factorul lor de calitate poate diferi și deci dacă cristalele sînt alimentate cu aceeași valoare a tensiunii, Γ_1 și Γ_2 diferă.

Circuitul de defazare propriu zis este format din inductivitatea L , condensatorul C și rezistorul reglabil R_φ . Circuitul trebuie să îndeplinească condiția

$$\Omega L = \frac{1}{2\Omega C} \quad , \quad (2.131)$$

în care caz unghiul de defazaj

$$\varphi = 2 \operatorname{arctg} \Omega R_\varphi C \quad , \quad (2.132)$$

de unde

$$R_\varphi = \frac{\operatorname{tg}(\varphi/2)}{\Omega C} \quad . \quad (2.133)$$

Considerînd $\Omega C = 3,14 \cdot 10^{-4}$ (frecvența de rezonanță a cristalelor este în jur de 100 kHz iar C poate fi reglat în jur de 500 pF), se poate calcula dependența dintre R_φ și φ și deci și dependența intensității luminoase I/I_0 în funcție de R_φ . Această dependență este dată în figura 2.50.

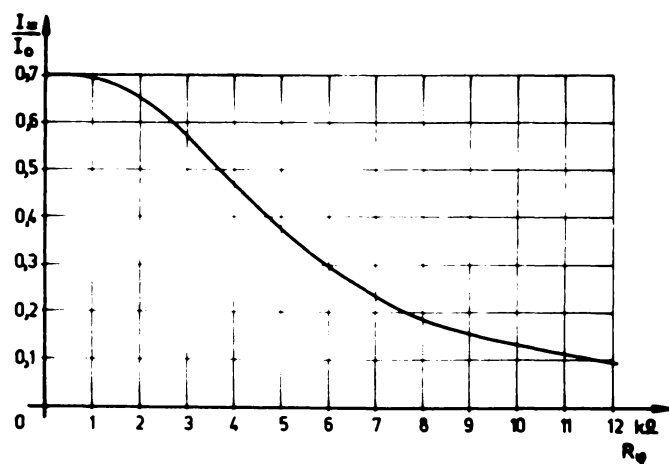


Fig.2.50

Rezistorul R_φ poate fi reglat manual sau rolul lui poate fi supliniț de o schemă electronică care să realizeze aceeași rezistență echivalentă. Pentru a produce variația lui φ între 90° și 150° este necesar ca rezistorul R_φ să-și modifice

valoarea de la 3 kohmi la 11,3 kohmi, ceea ce este ușor de realizat.

In afara modulatorului descris mai sus, s-a experimentat și modulatorul cu două cristale plasate între trei polarizori, plasând între cele două cristale din modulatorul descris mai sus un al treilea polarizor. Cu acest modulator s-a experimentat toate posibilitățile descrise în paragraful 2.2.3. Rezultatele experimentale au coincis cu relațiile deduse în paragraful arătat.

CAPITOLUL 3

ELEMENTE LOGICE BAZATE PE EFECTE ELECTROOPTICE

3.1 Tipuri cunoscute de elemente logice electrooptice

Efectele electrooptice au intrat în atenția constructorilor de calculatoare din necesitatea de a mări viteza de lucru a acestora.

Anul 1970 se caracterizează prin apariția calculatoarelor din generația 4-a la care timpul de efectuare a unei operații s-a micșorat pînă la ordinul nanosecundelor. Ca exemplu poate fi dată mașina ILLIAC IV la care timpul de îndeplinire a comenzii este de aproape 1 ns [37].

La funcționarea dispozitivelor rapide de calcul în domeniul nanosecundelor, începe să se manifeste viteza finită de propagare a semnalelor electrice, care este de 20-25 cm/ns. În cazul cînd elementul comută în 1 ns, timpul de întîrziere a semnalului poate fi neglijat numai pentru lungimi de linii de transmisie mai mici de 2-2,5 cm. La neadaptarea liniei de transmisie, această lungime trebuie să fie și mai mică, deoarece semnalul atinge valoarea nominală pe sarcină numai după cîteva reflexii. Pentru a nu distorsiona semnalul, linia de legătură trebuie să fie de bandă largă, bandă ce trebuie considerată de sute MHz.

Avînd în vedere cele de mai sus, mărirea vitezei de lucru a calculatoarelor se poate face numai prin abordarea următoarelor căi [37], [38], [39]:

1. Micșorarea însemnată a dimensiunilor dispozitivelor de calcul prin microminiaturizarea elementelor. Această micșorare masivă a gabaritelor și mărirea densității montajului are și partea ei negativă deoarece se înrăutățește răcirea calculatorului și elementele constitutive vor lucra într-un regim termic mai greu. Pe de altă parte, micșorarea puterii duce la micșorarea puterii semnalului, înrăutățindu-se astfel raportul semnal/zgomot.

2. Proiectarea schemelor logice urmărindu-se micșorarea timpului de comutare a elementelor separate și posibilitatea întîrzierii semnalelor pe etaje. Aceasta complică însă problema prin condiționarea legăturilor reciproce corecte între diferitele

etaje și blocuri.

3. Utilizarea unor noi tipuri de elemente logice care se bazează pe efecte volumetrice în semiconductori, precum și utilizarea elementelor electrooptice, care au mare perspectivă.

Se poate afirma că calculatoarele optice pot să aibă viteza de lucru cu câteva ordine de mărime mai ridicate decât calculatoarele electronice actuale. Aceasta se bazează pe faptul că utilizând câmpul electromagnetic de frecvențe optice, putem să pătrundem între atomi și molecule unde timpul de tranziție poate fi mai mic de 10^{-12} secunde. În felul acesta viteza de propagare și banda de frecvență a acestor semnale optice poate fi mult mai mare decât a semnalelor utilizate în calculatoarele obișnuite, [33].

Prima comunicare despre posibilitatea utilizării elementelor optice în sisteme de prelucrare a informației, a apărut în 1961 în Aviation Week and Space Technology având titlul "Ultra-high speed computer investigated". De atunci au apărut o serie de comunicări, articole și îndeosebi brevete de invenții (în special în SUA) care abordează această problemă. Se poate însă spune că aceste lucrări nu au ieșit încă din stadiul de laborator.

După cum s-a arătat în capitolul 2, modulatorul de lumină cu cristal ferroelectric poate fi relativ simplu reglat de la legea de modulație pozitivă $I/I_0 = \sin^2(\Gamma/2)$ la legea de modulație negativă $I/I_0 = \cos^2(\Gamma/2)$. Mai mult, se pot construi modulatatoare electrooptice care să aibă două ieșiri optice a căror lege de modulație este reciproc complementară.

Pentru a analiza posibilitățile funcționale ale modulatorului electrooptic pentru realizarea operațiilor logice, vom considera acest caz general al modulatorului cu două ieșiri optice complementare. În figura 3.1 se prezintă cea mai simplă schemă logică bazată pe modulatorul electrooptic cu două ieșiri.

Sursa de radiație luminoasă 1 o considerăm la început necomandată ($I_0 = \text{const}$). La modulator se aplică tensiunea de comandă U , pe care în continuare o vom denumi semnalul de intrare x . Schemă poate să aibă în general două ieșiri optice z_1 și z_2 la care corespund intensitățile luminoase I_1 și I_2 . Desigur că în particular se poate oricând renunța la o ieșire în favoarea celeilalte sau să se utilizeze modulatatoare cu o singură ieșire.

O și mai bogată posibilitate funcțională o are schema cu dublă modulație. În figura 3.2 este prezentată schema logică care utilizează o dublă modulație serie a luminii.

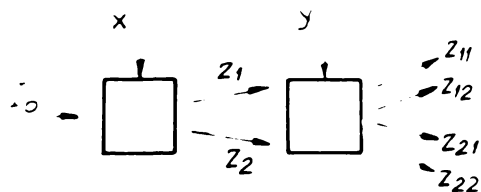


Fig.3.2

Fiecare din cele două posibilități de ieșire intermediară ale primului modulator, z_1 și z_2 , duce la apariția a două ieșiri la cel de al doilea modulator. Dacă considerăm fluxul luminos ce intră în sistem $I_0 = \text{constant}$, pentru valorile celor patru funcții posibile de ieșire se poate întocmi

Tabelul 3

x	y	z_{11}	z_{12}	z_{21}	z_{22}
0	0	0	0	0	1
0	1	0	0	1	0
1	0	0	1	0	0
1	1	1	0	0	0

După cum rezultă din tabel, cu o asemenea schemă se pot realiza patru operații logice după cum urmează :

La ieșirea z_{11} se realizează operația de produs logic (ȘI), la ieșirea z_{12} - INHIBARE după y (x și nu y), la ieșirea z_{21} de asemenea INHIBARE (y și nu x) iar la ieșirea z_{22} se realizează una din cele două funcții complete - operația NICI (Pierce).

Analizând tabelul de mai sus, se vede că schema cu dublă modulație serie poate fi privită și ca un comutator de adresă cu patru poziții, comandată de cele două semnale de intrare.

Enumerarea celor patru operații logice ce se pot obține la ieșirile schemei din fig.3.2 nu au epuizat toate posibilitățile acestei scheme. O serie nouă de operații se pot îndeplini dacă se asociază în diferite combinații ieșirile schemei. Fizic această combinație se realizează simplu adunând razele de lumină de la ieșirile respective. Funcțiile logice care rezultă din această combinație sînt arătate în tabelul 4.

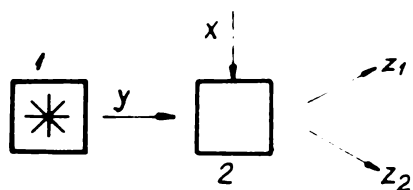


Fig.3.1

- 1- ursă de radiație optică
- 2- Modulator de lumină

Utilizînd modulatorul electrooptic ca element logic, semnalul de la intrare va lua două valori discrete, una corespunzătoare stării zero, iar cealaltă - unității. Pentru aceasta se poate regla tensiunea de comandă la valoarea U_1 pentru care $I/I_0 = 0$, respectiv la valoarea U_2 pentru care $I/I_0 = 1$, adică în funcție de două valori posibile ale intrării x , valoarea funcției de ieșire z_1 și z_2 se poate fi determinate din

Tabelul 1

x	z_1	z_2
0	0	1
1	1	0

După cum se vede, pentru ieșirea z_1 , schema lucrează ca **AND** iar pentru ieșirea z_2 , ca **INV. AND**.

Dacă radiația luminoasă ce sosește la intrarea modulatorului poate să constituie o a doua intrare (y) care poate de asemenea lua două valori discrete, atunci putem extinde posibilitatea funcțională a schemei văzute. Valoarea funcțiilor la ieșire, z_1 și z_2 , în acest caz, rezultă din

Tabelul 2

x	y	z_1	z_2
0	0	0	0
0	1	0	1
1	0	0	0
1	1	1	0

Aici, pentru ieșirea z_1 se îndeplinește operația logică **ȘI** (conjunție) deoarece semnalul de ieșire z_1 apare atunci și numai atunci cînd se aplică semnal la ambele intrări x și y . La ieșirea z_2 se realizează operația logică **INHIBARE** (antiimplicație) după x (y și nu x).

funcțiile de ieșire ale schemei logice cu două moduletoare serie

Variabile	funcțiile de ieșire de bază				funcțiile de ieșire obținute prin combinații					
	z_{11}	z_{12}	z_{21}	z_{22}	$z_{11}+z_{12}+z_{21}$	$z_{12}+z_{21}+z_{22}$	$z_{11}+z_{21}+z_{22}$	$z_{11}+z_{12}+z_{22}$	$z_{11}+z_{22}$	$z_{12}+z_{21}$
0 0	0	0	0	1	0	1	1	1	1	0
0 1	0	0	1	0	1	1	0	0	0	1
1 0	0	1	0	0	1	0	0	1	0	1
1 1	1	0	0	0	1	0	1	1	1	0
	SI	INHIBARE după y		FICI	SAU	MUȘI (Sheffer)	TUTICĂ E x sau nu y		COINCI- DENȚA	SAU EXCLUSIV

Un astfel de circuit bistabil este arătat în figura 3.5 [41]. P_1 și P_2 reprezintă planurile de polarizare ale luminii care acționează tot timpul asupra sistemului, iar L_{c1} și L_{c2} sînt impulsuri de lumină de comandă. Cu $R_{\phi 1}$ și $R_{\phi 2}$ s-au notat elementele fotosensibile, de exemplu fotorezistențe sau fotodiode. Dacă se presupune că starea bistabilului la un moment dat este astfel încît trece lumină prin cristalul 1, atunci $R_{\phi 1}$ fiind luminat are o valoare foarte mică și deci tensiunea ce se aplică pe cristalul 2 este practic nulă. Deci prin elementul 2 nu poate trece lumină, $R_{\phi 2}$ nu este luminat, are o valoare ridicată și deci tensiunea pe cristalul 1 va fi ridicată permițînd prin aceasta trecerea luminii. Rezultă deci că această stare va fi stabilă. Dacă apare acum un semnal de comandă L_{c1} , acesta nu poate trece deoarece cristalul 1 este comandat, rotește planul de polarizare și deci polarizorul de la ieșire nu va lăsa să treacă lumina la elementul $R_{\phi 1}$. În schimb, la apariția semnalului de comandă L_{c2} , lumina va trece prin elementul 2 care nu rotește planul de polarizare, elementul $R_{\phi 2}$ va fi iluminat, scade rezistența lui și prin aceasta scade tensiunea pe cristalul 1, scade iluminarea lui $R_{\phi 1}$ a cărui valoare crește și deci pe cristalul 2 tensiunea începe să crească permițînd trecerea lui P_2 . În felul acesta se trece într-o nouă stare stabilă în care conduce elementul comandat. La apariția simultană a celor două impulsuri luminoase de comandă, bistabilul își schimbă starea. Faptul că cele două impulsuri L_{c1} și L_{c2} au planurile de polarizare perpendiculare este convenabil deoarece ele pot apărea ca rezultat al unei operații anterioare și deci intrările optice ale celor două elemente pot fi comune.

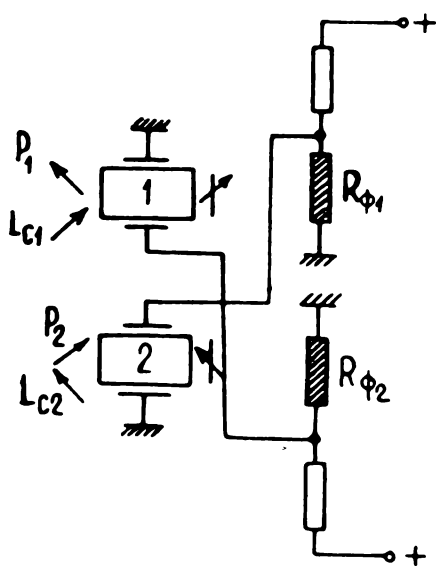


FIG. 3.5

Ideea utilizării modulateoarelor de lumină electrooptice pentru îndeplinirea operațiilor logice s-a întruchipat deja într-o serie de dispozitive. În lucrările [42], [43], [44], [45] se comunică despre un dispozitiv aritmetic, construit exclusiv cu scop demonstrativ, la care s-a utilizat modulateoare de polari-

După cum se vede, posibilitățile funcționale ale acestei scheme sînt mult mai sărace față de cele ale schemei cu modulatoare serie, rezultînd tot numai patru operații logice după cum urmează : SAU, IMPLICAȚIE (x sau nu y), IMPLICAȚIE (y sau nu x) și operația ȘI negat (Schoeffler).

Elementele electrooptice pot fi utilizate și pentru realizarea unor circuite logice ternare, posibilitate care a fost pentru prima dată arătată în lucrarea [41]. Cele trei valori ale variabilei ternare pot fi reprezentate prin lumină circular polarizată și două planuri perpendiculare a unei lumini liniar polarizate. Un asemenea element logic ternar este arătat în figura 3.4

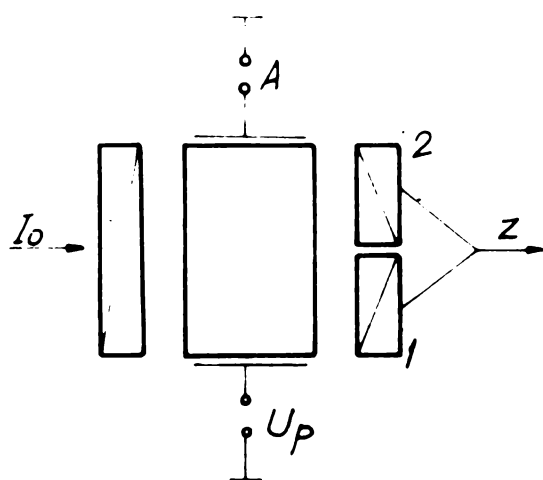


Fig.3.4

Cristalului i se pot aplica două tensiuni de comandă înseriate. Dacă i se aplică numai tensiunea de polarizare $U_p = U_{\lambda/2}$ atunci lumina la ieșire va fi circular polarizată și prin cei doi polarizori de la ieșire, orientați perpendicular, se va obține aceeași intensitate luminoasă. Dacă acum se aplică și semnalul A cu valoarea $+U_{\lambda/2}$, câmpul electric aplicat cristalului se anulează și lumina va trece nemodificată obținîndu-se un flux luminos numai la

ieșirea polarizorului 1. Dacă variabila A devine $-U_{\lambda/2}$, pe cristal se va aplica tensiunea de semiundă, planul luminii polarizate se rotește cu $\pi/2$ și numai prin polarizorul 2 va trece lumina. Intensitățile luminoase de la ieșirile celor doi polarizori vor comanda o schemă cu două fotodectoare, care va furniza o tensiune zero, pozitivă sau negativă, reprezentînd cele trei stări a elementului ternar.

Cu elemente electrooptice se pot realiza și circuite bistabile. O posibilitate constă în a utiliza, de exemplu, elemente NICI care după cum se știe permit o utilizare generală de realizare de funcții logice, inclusiv circuite bistabile. Există însă și o altă posibilitate la care comanda basculării să se facă optic, evitîndu-se necesitatea transformării semnalului de comandă în semnal electric. Aceste transformări nu sînt de dorit din cauza întârzierilor care apar.

Analizând tabelul 4, observăm largă posibilitate funcțională a schemei cu modulator de lumină serie. Oricare din operațiile arătate pot fi în mod real realizate și mai mult decât atât, putem să afirmăm că dacă este prevăzut un comutator de semnal special se poate transforma o operație logică în alta [40].

Trebuie arătat că există posibilitatea de a realiza scheme logice cu modulație paralelă a luminii. În figura 3.3 este prezentată un asemenea dispozitiv.

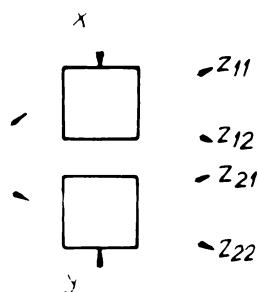


Fig.3.3

Si în acest caz funcțiile la ieșire sînt tot patru după cum rezultă din

Tabelul 5

x	y	z_{11}	z_{12}	z_{21}	z_{22}
0	0	0	1	0	1
0	1	0	1	1	0
1	0	1	0	0	1
1	1	1	0	1	0

Cele patru funcții corespund următoarelor operații :

z_{11} - IDENTITATE x , z_{12} - NU x , z_{21} - IDENTITATE y , z_{22} - NU y .

Si aici există posibilitatea de a combina unele ieșiri rezultînd alte funcțiuni logice după cum rezultă din

Tabelul 6

x	y	$z_{11}+z_{21}$	$z_{11}+z_{22}$	$z_{12}+z_{21}$	$z_{12}+z_{22}$
0	0	0	1	1	1
0	1	1	0	1	1
1	0	1	1	0	1
1	1	1	1	1	0

zare cu cristale KDP, iar ca sursă luminoasă, lumină obișnuită. În această machetă s-a realizat operația de adunare a numerelor binare cu patru ranguri. Rezultatul calculului se reprezenta printr-un număr binar cu cinci ranguri. Viteza dispozitivului aritmetic era limitată de timpul necesar pentru formarea semnalului electric de comandă, deoarece timpul de afișare a rezultatului calculului era determinat de timpul de trecere a luminii de la sursa de radiație la fotoreceptor. Dezavantajul esențial al acestui dispozitiv aritmetic trebuie considerat în necesitatea de a lucra cu tensiuni mari de comandă, până la 1000 V.

Modulatoarele de lumină electrooptice se pot utiliza nu numai în scheme logice discrete ci pot fi folosite de asemenea și în unele dispozitive de calcul analogice pentru rezolvarea ecuațiilor integrale [46], [47], [48]. Coeficienții rădăcinilor ecuației integrale se introduc în dispozitiv sub forma tensiunilor aplicate la diferite modulatoare construite din cristale KDP. În felul acesta, semnalul rezultat la ieșirea din dispozitiv va avea planul de polarizare determinat de coeficienții rădăcinilor ecuației.

Foarte interesantă este utilizarea modulatoarelor de lumină în combinație cu deflectoarele radiațiilor optice pentru realizarea dispozitivelor de memorie, de introducere și extragere a informației și de asemenea în dispozitivele indicatoare. Este vorba de așa numitele dispozitive de deflexie discretă a razelor de lumină la care elementul de bază îl constituie triggerurile optice [49], [50], [6], [7], [39].

Un asemenea trigger optic este format din două cristale. Primul cristal prezintă efect electrooptic (de exemplu cristal KDP) și permite trecerea luminii liniar polarizate după una din două posibilități ortogonale. Cel de al doilea cristal este uniaxial cu birefrință ridicată (de exemplu cristal de calcită CaCO_3). Acesta are proprietatea de a separa spațial razele de lumină cu polarizări ortogonale. După cum se știe, raza ordinară care se aplică normal la suprafața cristalului uniaxial va părăsi cristalul fără să fie deviată, în schimb raza extraordinară va suferi o deviație.

În figura 3.6 este prezentat un asemenea deflector electrooptic discret. Cristalul birefringent 3 este orientat astfel încât axa lui optică să fie conținută în planul YZ făcând un-

ghiul α cu axa OZ. Dacă la modulatorul electrooptic 2 se aplică o rază de lumină, polarizată după axa OX, atunci în funcție de aplicarea pe cristalul modulator a tensiunii $U_{\lambda/2}$ sau nu, raza de lumină de la ieșirea din modulator va fi polarizată după OY sau OX, adică va apărea în cristalul birefringent 3 ca rază extraordinară care va suferi o deviație, sau ca rază ordinară care va străbate cristalul birefringent nedeviată.

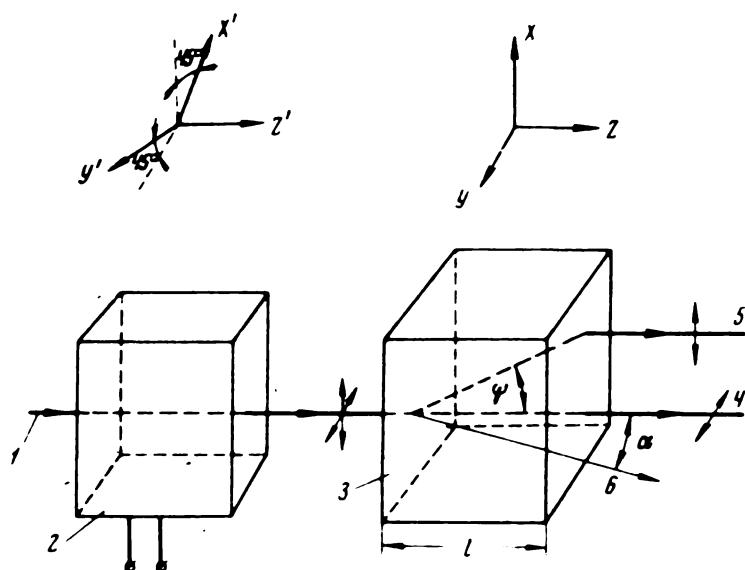


Fig.3.6

1- radiație optică, 2-modulator electrooptic (KDP),
3- cristal birefringent, 4- rază ordinară, 5-rază
extraordinară, 6- axă optică

Mărimea deviației h a razei extraordinare este proporțională cu lungimea cristalului .

$$h = l \cdot \text{tg } \psi \quad (3.1)$$

Unghiul de deviație ψ este maxim când axa optică a cristalului birefringent 3 face cu normala la suprafața de tăiere a cristalului unghiul α care îndeplinește condiția

$$\text{tg } \alpha = \frac{n_o}{n_e} \quad (3.2)$$

În acest caz unghiul ψ poate fi determinat din

$$\text{tg } \psi = \frac{n_o^2 - n_e^2}{2n_o n_e} \quad (3.3)$$

Pentru cristalul de calcită (CaCO_3) la $\lambda = 632,8 \text{ nm}$, unghiul $\alpha = 54,27^\circ$ iar unghiul de deflexie $\psi = 5,9^\circ$. În afară

de calcită se pot utiliza și alte cristale birefringente, chiar și KDP la care $\alpha = 53,87^\circ$ și $\psi = 1,48^\circ$.

Combinând mai multe asemenea elemente de deflexie binare se obține un dispozitiv deflector discret care se poate utiliza ca dispozitiv de memorie cu citire nedestructivă a informației. Dacă raza de lumină trece în serie prin n asemenea elemente binare, atunci la ieșirea sistemului se poate obține deflexia razei în una din 2^n poziții posibile. În figura 3.7 este ilustrată construcția unui astfel de dispozitiv pentru $n = 3$.

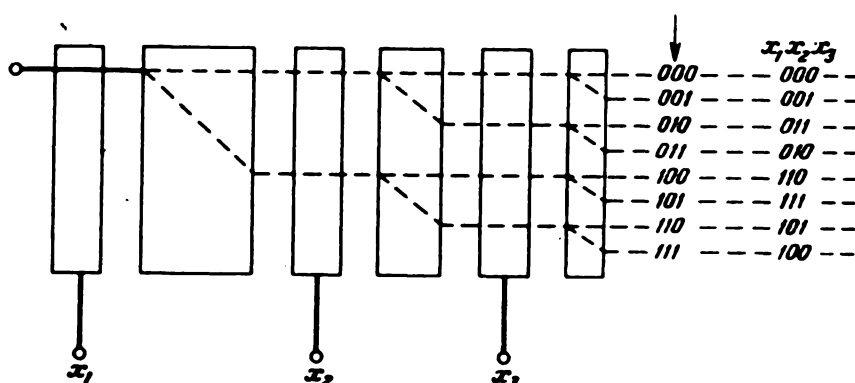


Fig.3.7

Fiecare combinație posibilă de tensiuni pe cele trei cristale electrooptice, x_1 x_2 x_3 , corespunde cu una din cele opt ieșiri a dispozitivului prezentat. Pentru a obține o poziție echidistantă a razelor la ieșire, lungimea cristalelor birefringente trebuie să varieze în raportul 1:2:4, etc.

Dacă axele optice ale tuturor cristalelor birefringente sînt conținute într-un singur plan, atunci se realizează comandarea poziției razei într-o singură direcție. Pentru obținerea unei comenzi bidimensionale este necesar ca o parte din cristalele birefringente să fie rotite cu 90° , astfel ca axele lor optice să stea în planul XZ. Dacă deflexia pe axa X conține m elemente iar pe axa Y p elemente, atunci numărul total de stări discrete la ieșirea dispozitivului este de $2^m \cdot 2^p$. Pozițiile corespund codului numeric de comandă a modulatorilor (adresei) și în felul acesta se realizează un acces de mare viteză la fiecare poziție. Situaarea pozițiilor este determinată de dimensiunile geometrice ale dispozitivului și prin urmare ea nu depinde de amplitudinea semnalului de comandă sau de fluctuațiile lui.

Puterea de separare a două poziții vecine limitează numărul maxim posibil de stări discrete. Considerând că $m = p$, numărul maxim de stări discrete posibile rezultă din

$$Q = \left(\frac{b}{a}\right)^2 \quad (3.4)$$

unde b este dimensiunea diafragmei modulatoarelor electrooptice și a este diametrul fascicolului de lumină. Numărul de etaje p necesar pentru a obține acest număr Q de stări discrete se determină din

$$p = 2 \log_2 \frac{b}{a} \quad (3.5)$$

După cum se vede, pentru obținerea unui număr maxim de stări discrete, trebuie micșorat diametrul fascicolului luminos și mărite dimensiunile transversale ale cristalelor. Apariția fenomenului de difracție limitează micșorarea diametrului fascicolului de lumină. În [49] se arată că s-a putut obține un fascicol luminos de $25 \mu\text{m}$, care a permis ca pentru a diafragma de $1 \times 1 \text{ cm}^2$ să se obțină 65.536 de poziții discrete pentru care sînt necesare 16 elemente defletoare binare.

Absorbția luminii în dispozitivul deflector este suficient de mică și prin urmare se pot utiliza raze de lumină provenite de la orice sursă de lumină. Dacă sistemul optic este bine concentrat se pot obține coeficienți de contrast mai mari de 1/100.

Principial, frecvența de comutare dintr-o poziție în alta poate atinge 10^9 Hz sau chiar mai mult. Valoarea mare a tensiunii de comandă $U_{\lambda/2}$ și puterea disipată în cristalele KDP de ordinul 10 W , au limitat frecvența de comutare la dispozitivul experimental la cîtiva MHz [49], [50]. Creșterea vitezei de comutare, la o putere admisibilă disipată pe cristale, este posibilă numai prin micșorarea tensiunii de comandă $U_{\lambda/2}$ a cărei valoare ridicată constituie principalul dezavantaj al acestui dispozitiv.

În afara elementelor descrise mai sus, în [51] sînt descrise și alte dispozitive utilizate în prelucrarea optică a informației, bazate pe fenomene electrooptice, ca defletoari interferențiali, defletoari electrooptici continui, defletoari cu prismă Wollaston.

3.2 Noi tipuri de elemente logice realizate pe baza modulatorilor cu cristale feroelectrice comandate la rezonanță piezoelectrică propuse de autor

Modulatorul cu un cristal comandat la rezonanță, descris în paragraful 2.4.1, necomandat fiind, va realiza la ieșire o intensitate luminoasă nulă $I_{\underline{}}/I_0 = 0$ în cazul polarizorilor încrucișați și o intensitate luminoasă maximă $I_{\underline{}}/I_0 = 1$, dacă polarizorii sînt paraleli. Comandat fiind, componenta continuă înregistrează un maxim în primul caz ($I_{\underline{}}/I_0 = 0,7$), iar în al doilea caz se obține un minim al intensității luminoase ($I_{\underline{}}/I_0 = 0,3$). Considerînd maximul $I_{\underline{}}/I_0 = 0,7$ ca unitate binară respectiv minimul $I_{\underline{}}/I_0 = 0,3$ ca zero binar, se observă că dispozitivul îndeplinește funcția de repetor în cazul polarizorilor încrucișați, respectiv de invertor în cazul polarizorilor paraleli [52].

Ceea ce este nou la acest dispozitiv utilizat ca element logic este posibilitatea lui de comandă. În primul rînd el poate fi comandat cu o tensiune extrem de redusă, după cum s-a arătat, în jur de 15 V valoare efectivă a cărei frecvență trebuie însă menținută egală cu frecvența de rezonanță piezoelectrică a cristalului. În al doilea rînd comandarea cristalului se poate face și prin varierea frecvenței în jurul rezonanței păstrînd tensiunea de alimentare constantă. După cum s-a arătat, este suficient un dezacord de cîtiva zeci de Hz pentru a comanda cristalul în felul acesta. Avantajele acestui modulator utilizat ca element logic sînt evidente dacă se compară cu modulatorul de lumină comandat cu tensiuni continue, la care este necesară o tensiune de mii de volți. Utilizarea noului modulator înlătură unul din principalele dezavantaje ale modulatorilor electrooptice ; necesitatea unei tensiuni foarte mari de comandă.

O largă posibilitate de aplicare pentru realizarea de elemente logice o are modulatorul cu două cristale comandate la rezonanță, descris în paragraful 2.4.2.

Să presupunem că la un asemenea dispozitiv, cele două cristale sînt alimentate de la două tensiuni de aceeași frecvență dar care sînt defazate cu 180° (aceasta se realizează prin conectarea tensiunii cu polaritatea corespunzătoare la electrozii cristalelor). Considerăm că polarizorii sînt încrucișați.

In acest caz, conform relației (2.65), intensitatea luminoasă la ieșirea din dispozitiv este

$$\frac{I}{I_0} = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \cos(\Gamma_1 + \Gamma_2) \quad (3.6)$$

In cazul analizat se poate scrie

$$\begin{aligned} \Gamma_1 &= \Gamma_0' \sin \Omega t \\ \Gamma_2 &= \Gamma_0'' \sin(\Omega t - \pi) = -\Gamma_0'' \sin \Omega t \end{aligned} \quad (3.7)$$

Inlocuind

$$\frac{I}{I_0} = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \cos(\Gamma_0' - \Gamma_0'') \sin \Omega t \quad (3.8)$$

sau dezvoltând în serie

$$\frac{I}{I_0} = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} J_0(\Gamma_0' - \Gamma_0'') + 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(\Gamma_0' - \Gamma_0'') \cos 2n \Omega t \quad (3.9)$$

In acest caz ne interesează numai componenta continuă a intensității luminoase

$$\frac{I_z}{I_0} = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} J_0(\Gamma_0' - \Gamma_0'') \quad (3.10)$$

Se considerăm ca la cele două cristale, tensiunile U_1 și U_2 ce se aplică au astfel de valori încît Γ_0' și Γ_0'' iau valoarea de 3,83 pentru care funcția Bessel de ordinul zero devine minim-minimorum cu valoarea - 0,4. Vom considera valoarea de 3,83 ca reprezentînd unitatea binară.

Se întocmește tabelul de adevăr al dispozitivului.

Γ_0'	Γ_0''	I_z/I_0
0	0	$0,5 - 0,5 \cdot J_0(0) = 0$
3,83	0	$0,5 - 0,5 \cdot J_0(3,83) = 0,5 + 0,2 = 0,7$
0	3,83	$0,5 - 0,5 \cdot J_0(-3,83) = 0,5 + 0,2 = 0,7$
3,83	3,83	$0,5 - 0,5 \cdot J_0(0) = 0$

Tinând seama că funcția Bessel de ordinul zero este simetrică față de origine și deci $J_0(-z) = J_0(z)$, se observă din tabelul de mai sus că dispozitivul analizat se comportă ca un element logic **SAU EXCLUSIV**, considerând că valoarea de 0,7 a intensității luminoase relative reprezintă unitatea binară.

Se consideră acum același dispozitiv însă având polarizorii paraleli. Conform relației (2.64)

$$\frac{I}{I_0} = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos(\Gamma_1 + \Gamma_2) \quad (3.11)$$

Γ_1 și Γ_2 având aceeași expresie dată de relația (3.7).

Făcând înlocuirile și dezvoltând ca mai înainte în serie, în termeni de funcții Bessel și reținând componenta continuă, se obține

$$\frac{I}{I_0} = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} J_0(\Gamma_0' - \Gamma_0'') \quad (3.12)$$

Cu aceleași observații, se întocmește tabelul de adevăr

Γ_0'	Γ_0''	I/I_0
0	0	$0,5 + 0,5 \cdot J_0(0) = 1$
3,83	0	$0,5 + 0,5 \cdot J_0(3,83) = 0,5 - 0,2 = 0,3$
0	3,83	$0,5 + 0,5 \cdot J_0(-3,83) = 0,5 - 0,2 = 0,3$
3,83	3,83	$0,5 + 0,5 \cdot J_0(0) = 1$

Dacă se consideră valoarea de 0,3 a intensității luminoase ca zero binar, se observă că dispozitivul se comportă ca un element logic de **COINCIDENTA**.

Deci unul și același dispozitiv, în funcție de orientarea planului de polarizare a polarizorului în raport cu analizorul, se comportă ca un element logic **SAU EXCLUSIV** sau **COINCIDENTA**.

Se poate considera la un asemenea dispozitiv ca variabilă binară, în afara tensiunilor de comandă ce se aplică celor două cristale și poziția planului de polarizare a luminii incidente. Dacă notăm cu P planul luminii ce intră în dispozitiv

cînd acesta este perpendicular pe direcția de vibrație a analizorului și cu \bar{P} situația cînd acest plan este paralel cu analizorul, atunci se poate scrie

$$\frac{I}{I_0} = P(A \oplus B) + \bar{P}(A \odot B) = A \oplus B \oplus \bar{P} \quad , \quad (3.13)$$

unde cu A și B s-au notat tensiunile de comandă ale celor două cristale. Relația de mai sus, după cum se observă, reprezintă ecuația unui sumator complet la care \bar{P} este transportul. Faptul că transportul apare ca direcție a planului de polarizare a luminii emergente, prezintă un mare avantaj deoarece la utilizarea acestui dispozitiv la alcătuirea unui sumator paralel, transportul se va propaga cu viteza luminii.

Autorul a experimentat de asemenea funcționarea ca element logic a modulatorului cu două cristale între trei polarizori. S-a utilizat dispozitivul descris în paragraful 2.4.2 la care, în afara polarizorului și analizorului, s-a mai montat un polarizor (notat cu O), între cele două cristale. Au fost luate în considerare cazurile particulare la care polarizorii sînt orientați după axele cristalografice, iar orientarea lor reciprocă se află în următoarele situații :

1) $P \parallel O \parallel A$; 2) $P + O + A$; 3) $P \parallel O \perp A$; 4) $P + O \perp A$,
unde prin semnul \parallel se înțelege că polarizorii sînt paraleli iar prin semnul $+$ că ei sînt încrucișați. Expresiile intensităților luminoase la ieșirea acestui modulator, pentru cele patru cazuri enumerate mai sus, au fost date în paragraful 2.2.3 în care s-a tratat teoria generală a acestui modulator. Astfel pentru cazul 1) ($P \parallel O \parallel A$), relația (2.76) ne dă

$$\frac{I}{I_0} = \cos^2(\Gamma_1/2) \cos^2(\Gamma_2/2) = \frac{1}{4}(1+\cos\Gamma_1)(1+\cos\Gamma_2) \quad . \quad (3.14)$$

Defazările Γ_1 și Γ_2 sînt produse de două tensiuni în fază a căror frecvență este egală cu frecvența de rezonanță a cristalului. Astfel

$$\Gamma_1 = \Gamma_0' \sin \Omega t \quad ; \quad \Gamma_2 = \Gamma_0'' \sin \Omega t \quad . \quad (3.15)$$

Înlocuind și dezvoltînd în serie Fourier în termeni de funcții Bessel, se obține

$$\frac{I_{\pm}}{I_0} = \frac{1}{4} [1 + J_0(\Gamma_0') + J_0(\Gamma_0'') + J_0(\Gamma_0') \cdot J_0(\Gamma_0'')] \quad (3.16)$$

Se consideră, ca mai înainte, că tensiunea de comandă pentru care $\Gamma_0 = 3,83$ reprezintă unitatea binară. Se alcătuiește tabelul de adevăr.

Γ_0'	Γ_0''	I_{\pm}/I_0
0	0	$0,25(1 + 1 + 1 + 1) = 1$
3,83	0	$0,25(1 - 0,4 + 1 - 0,4) = 1,2/4 = 0,3$
0	3,83	$0,25(1 + 1 - 0,4 - 0,4) = 1,2/4 = 0,3$
3,83	3,83	$0,25(1 - 0,4 - 0,4 + 0,16) = 0,36/4 = 0,09$

Fuind în considerare că o intensitate luminoasă cu valoarea sub 0,3 corespunde zeroului binar, se observă că dispozitivul în situația analizată se comportă ca un element logic NAND.

Cazul 2) ($\Gamma + 0 + \Lambda$)

Conform relației (2.77)

$$\frac{I_{\pm}}{I_0} = \sin^2(\Gamma_1/2) \sin^2(\Gamma_2/2) = \frac{1}{4} (1 - \cos \Gamma_1)(1 - \cos \Gamma_2) \quad (3.17)$$

Procedând analog ca în primul caz, se obține componenta continuă a intensității luminoase

$$\frac{I_{\pm}}{I_0} = \frac{1}{4} [1 - J_0(\Gamma_0') - J_0(\Gamma_0'') + J_0(\Gamma_0') \cdot J_0(\Gamma_0'')] \quad (3.18)$$

iar tabelul de adevăr pentru acest caz

Γ_0'	Γ_0''	I_{\pm}/I_0
0	0	$0,25(1 - 1 - 1 + 1) = 0$
3,83	0	$0,25(1 + 0,4 - 1 - 0,4) = 0$
0	3,83	$0,25(1 - 1 + 0,4 - 0,4) = 0$
3,83	3,83	$0,25(1 + 0,4 + 0,4 + 0,16) = 1,96/4 = 0,49$

Fuind intensitatea luminoasă de 0,49 drept unitatea binară, rezultă ca dispozitivul analizat mai sus se comportă ca un element logic și.

Cazul 3 (P || O + A)

Relația (2.73) dă

$$\frac{I}{I_0} = \cos^2(\Gamma_1/2) \sin^2(\Gamma_2/2) = \frac{1}{4} (1 + \cos \Gamma_1)(1 - \cos \Gamma_2) \quad (3.19)$$

care descompusă în serie și reținând componenta continuă, rezultă

$$\frac{I}{I_0} = \frac{1}{4} [1 + J_0(\Gamma_0') - J_0(\Gamma_0'') - J_0(\Gamma_0') \cdot J_0(\Gamma_0'')] \quad (3.20)$$

iar tabelul de adevăr

Γ_0'	Γ_0''	I/I_0
0	0	$0,25(1 + 1 - 1 - 1) = 0$
3,83	0	$0,25(1 - 0,4 - 1 + 0,4) = 0,$
0	3,83	$0,25(1 + 1 + 0,4 + 0,4) = 2,8/4 = 0,7$
3,83	3,33	$0,25(1 - 0,4 + 0,4 - 0,16) = 0,84/4 = 0,21$

Fuind în considerare valoarea de 0,7 a intensității luminoase relative drept unitatea binară iar valori mai mici de 0,21 drept zero binar, dispozitivul se comportă ca un element logic de INVERSARE ($\Gamma_0' + \bar{\Gamma}_0''$).

Cazul 4 (P + O || A)

Conform relației (2.79)

$$\frac{I}{I_0} = \sin^2(\Gamma_1/2) \cos^2(\Gamma_2/2) = \frac{1}{4} (1 - \cos \Gamma_1)(1 + \cos \Gamma_2) \quad (3.21)$$

din care rezultă, procedând ca în cazurile de mai sus

$$\frac{I}{I_0} = \frac{1}{4} [1 - J_0(\Gamma_0') + J_0(\Gamma_0'') - J_0(\Gamma_0') \cdot J_0(\Gamma_0'')] \quad (3.22)$$

și tabelul de adevăr

Γ_0'	Γ_0''	I_1/I_0
0	0	$0,25(1 - 1 + 1 - 1) = 0$
3,83	0	$0,25(1 + 0,4 + 1 + 0,4) = 2,8/4 = 0,7$
0	3,83	$0,25(1 - 1 - 0,4 + 0,4) = 0$
3,83	3,83	$0,25(1 + 0,4 - 0,4 - 0,16) = 0,84/4 = 0,21$

Cu aceleași observații de la cazul 3, dispozitivul se comportă tot ca un element logic de MINIM ($\Gamma_0'' + \Gamma_0'$).

Este de remarcat faptul că toate modulatoarele cu două cristale considerate ca elemente logice, cu excepția cazului 2, realizează operații logice universale.

CAPITOLUL 4

CE ÎNCĂTĂRI EXPERIMENTALE

4.1 Instalația de creștere a cristalelor KDP

Monocristalele folosite de autor pentru studiul efectelor electrooptice și utilizarea acestor efecte la construirea modulatorilor de lumină și la realizarea dispozitivelor logice, sînt de tip KDP (KH_2PO_4). Aceste cristale au fost produse de autor, prin creștere, din soluție apoasă prin scăderea controlată a temperaturii.

Instalația necesară creșterii cristalelor a fost adaptată după [4] și [53]. În literatura de specialitate se dau foarte puține detalii practice în ce privește creșterea cristalelor, în special de tip KDP, din care cauză au fost necesare foarte multe experimentări și tatonări pînă ce s-a ajuns la un procedeu de creștere convenabil. Cum viteza de creștere a cristalelor trebuie să fie menținută la o valoare redusă pentru a obține cristale de bună calitate, tatonările pentru găsirea regimului optim au durat timp destul de îndelungat, avînd în vedere că o șarjă durează pînă la 2-3 luni.

4.1.1 Vasul

Una din dificultățile principale la realizarea instalației de creștere a cristalelor a fost găsirea vasului de sticlă pentru baia termostată de cristalizare. Inițial s-au utilizat vase obișnuite de cristalizare de 10 litri dar care au crăpat cu toate că temperatura soluției nu depășea $80^\circ\text{--}90^\circ\text{C}$. Aceeași situație s-a menținut și după încercarea de tratament termic a vaselor pentru a li se reduce eventualele tensiuni interne. Problema a fost rezolvată prin utilizarea unui vas cilindric din sticlă Pyrex cu diametrul de 20 cm și înălțimea de 14 cm. Vasul acesta are capacitatea de numai 4,4 litri ceea ce a prezentat un mare dezavantaj deoarece a limitat creșterea unor cristale KDP de dimensiuni mai mari.

Vasul a fost susținut de un tripied metalic și acoperit cu un capac din oțel inoxidabil. Capacul a fost prevăzut cu orificiile necesare pentru trecerea termometrelor, încălzitorului

și agitatorului. Etanșările între capac și vasul de sticlă precum și etanșările la orificiile din capac s-au făcut cu teflon.

Pentru asigurarea unei bune omogenități a soluției și a temperaturii, s-a prevăzut un agitator format dintr-un ax central vertical ce trece prin capacul vasului și care are patru brațe laterale pe care sînt suspendate patru plăcuțe de sticlă cu rol de palete. Axul se rotește trei ture într-un sens și trei ture în sens contrar cu o viteză variabilă după o lege sinusoidală. Rotirea axului agitatorului se face cu o cromalieră prin intermediul unui dispozitiv bielă-manivelă, acționat de un motoras asincron prin intermediul unui reductor. Intregul mecanism este fixat pe capacul vasului. Axul agitatorului are o turație de 2 rotații pe minut iar schimbarea sensului de rotație a agitatorului se face de 4 ori pe minut. Tot pe axul agitatorului, confecționat din oțel inoxidabil, sînt fixate patru brațe horizontale, tot din oțel inoxidabil (aliaj Cr, Ni, Mo) pe care se plasează anorșele pentru creșterea cristalelor.

În exteriorul vasului, la o distanță de 3 cm este fixată o perdea din folie de polietilenă transparentă care asigură o izolație termică permițînd totodată observarea modului de creștere a cristalelor. În figura 4.1 se prezintă desenul vasului.

4.1.2 Instalația de termostatare și reglare

Vasul este prevăzut cu două elemente de încălzire, un element de preîncălzire realizat din 7 becuri de 25 W tip lumînare, plasate sub vasul de sticlă și cel de al doilea element, un termoplunjor de 300 W, confecționat dintr-o spirală de crom-nichel introdusă într-un tub de sticlă Pyrex, de forma literei U, imersat în soluție, avînd capetele prin care se face alimentarea cu energie electrică scoase prin capac. Becurile ce asigură preîncălzirea exterioară sînt alimentate de la un autotransformator reglabil, astfel că se poate regla puterea disipată de aceste becuri. Alimentarea termoplunjorului se face prin intermediul unui relee comandat de un termometru cu contact care realizează termostatarea. Un al doilea termometru servește pentru controlul temperaturii soluției.

Pentru reglarea temperaturii băii de creștere s-a acționat asupra șurubului termometrului cu contact prin intermediul

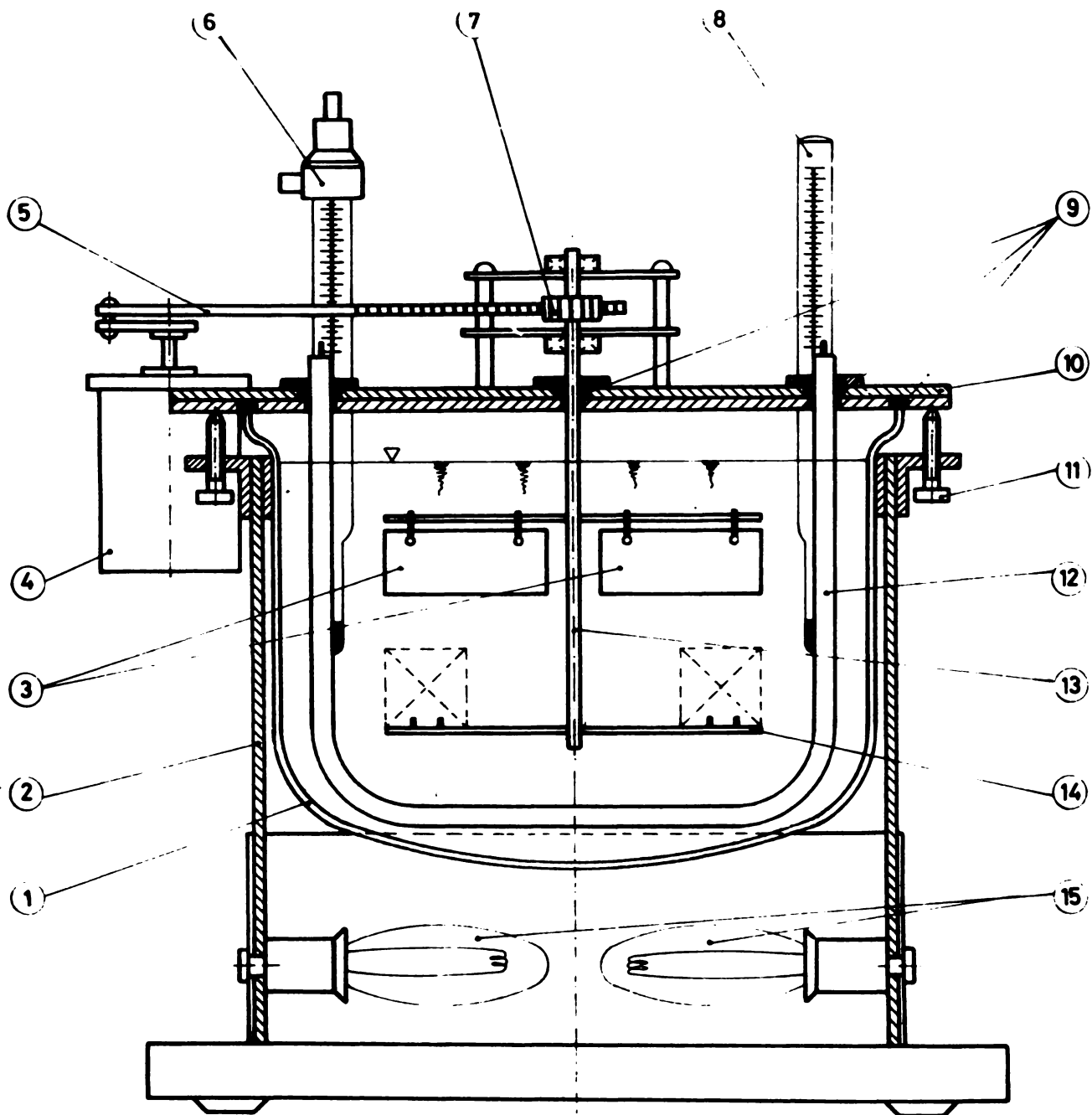


Fig.4.1

- 1 - Vas de sticlă pyrex, 2 - Suport, 3 - Paletele agitatorului, 4 - Motor electric, 5 - Crenalieră, 6 - Termometru cu contact, 7 - Pinion, 8 - Termometru de control, 9 - Garnituri de teflon, 10 - Capac din oțel inoxidabil, 11 - Surub de susținere a capecului, 12 - Incalzitor, 13 - Axul agitatorului și suportului amorselor, 14 - Suportul amorselor, 15 - Becuri electrice

unui electromagnet de tipul releului pas cu pas. Electromagnetul este comandat după program cu ajutorul unui mecanism de ceasornic. În felul acesta se poate asigura viteza dorită de scădere a temperaturii băii.

4.1.3 Contribuții ale autorului la tehnologia creșterii monocristalelor de KDP

Pentru prepararea soluției s-a utilizat apă distilată și substanță chimică pură de fosfat monopotasnic (KH_2PO_4) de fabricație Chemopol (R.S.Cehoslovacia) și Reanal (R.P.Ungară). Rezultate bune s-au obținut și cu substanță tehnică de fabricație românească provenită de la Combinatul chimic Valea Călugărească. Cantitatea necesară de sare s-a dozat astfel ca soluția să fie saturată la temperatura inițială de lucru (aprox. 80°C). Cu toate că se utilizează substanțe pure și se iau toate măsurile necesare, în soluția preparată apar impurități sub forma de fire și scame în suspensie. Deoarece acestea ar putea forma centre de cristalizare sau ar putea deranja creșterea omogenă a monocristalelor, soluția trebuie filtrată. Necesitatea filtrării apare apoi și după un anumit timp, tot din aceeași cauză.

Filtrarea soluției se face în stare caldă prin hîrtie de filtru, sub vid. Pentru a nu se colmata filtrul prin răcirea soluției, pîlnia Büchner care susține hîrtia de filtru este încălzită în exterior cu apă menținută aproape de temperatura de fierbere. Schema instalație de infiltrare este ilustrată în figura 4.2 .

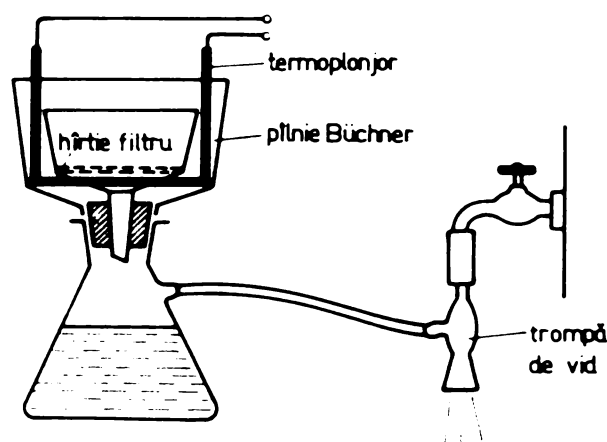


Fig.4.2

Pornirea procesului de creștere a cristalelor este o operație foarte pretențioasă. În momentul introducerii amorselor în soluție, aceasta trebuie să se afle într-o stare de saturație la limită; dacă soluția are cristale nedizolvate pe fundul vasului, acestea vor forma centre de cristalizare din care se vor forma cristale (evident neutilizabile) și care vor dăuna creșterii cristalelor din amorse, în caz că soluția este nesaturată, amorsele încep să se dizolve, se desprind din suport și cad pe fundul vasului.

După mai multe încercări autorul a găsit următorul procedeu de pornire a procesului, procedeu care a dat rezultate satisfăcătoare: Se urmărește timp de câteva zile starea de saturație la limită a soluției prin reglarea temperaturii în limite mici, pînă ce se ajunge în situația că aruncînd pe fundul vasului mici cristale de KDP, acestea nu se mai dizolvă. În acest moment se plasează amorsele. Pentru aceasta se ridică capacul vasului și odată cu acesta și agitatorul pe brațele căruia se vor fixa amorsele. Pentru fixare, amorselor li se dau două găuri de aproximativ 5 mm adîncime cu un burghiu de 1 mm diametru. Fixarea amorsei se face astfel ca în aceste găuri să intre două știfturi verticale fixate pe brațul orizontal al agitatorului (fig.4.3).

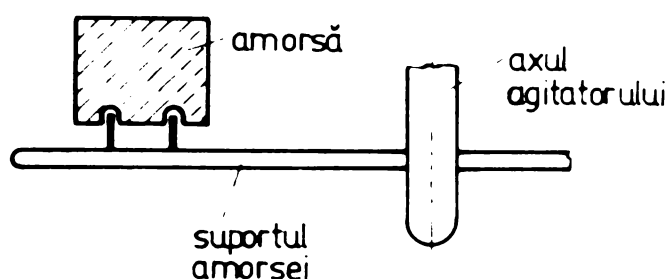


Fig.4.3

Amorsele necesare au provenit inițial din mici cristale de KDP obținute prin simpla evaporare a soluției. Acestea însă au dat naștere unor monocristale de dimensiuni reduse. Ulterior, utilizînd amorse rezultate dintr-o tăietură Z din

cristale crescute, după câteva generații, s-au obținut amorse suficiente de mari. Aceste amorse rezultau apoi de la sine prin prelucrarea monocristalului, prin tăierea vârfului și a amorsei vechi.

Trebuie avut grijă ca înainte de a fi introduse în soluția fierbinte, amorsele să fie preîncălzite la o temperatură apropiată de cea a soluției, deoarece, în caz contrar, ele se sparg. Înainte de a închide capacul, se scot eventualele cristale rămase nedizolvate pe fundul vasului.

Se ridică apoi foarte puțin temperatura soluției și se urmărește cu atenție cum amorsele încep să se dizolve. Cel mai bine se observă începutul acestui proces prin faptul că colțurile amorsei încep să se rotunjească. Din acel moment temperatura se scade foarte fin până ce se observă cum fețele amorsei încep să se mătuiască, datorită faptului că începe cristalizarea. În continuare se lasă câteva ore temperatura constantă, după care se conectează instalația de scădere a temperaturii.

Temperatura inițială a soluției are influență în ce privește forma cristalelor crescute. [4], [54]. S-au făcut mai multe încercări cu temperaturi inițiale de la 50° la 80° C. Cele mai bune rezultate s-au obținut când se pornește de la o temperatură în jur de 80° C, când s-au obținut cristale cu fețe paralele. La temperaturi inițiale mai mici, cristalul crescut are forma de trunchi de piramidă.

Viteza de scădere a temperaturii are o importanță deosebită în ce privește calitatea optică a cristalelor, omogeneitatea lor și lipsa de incluziuni și opacități. S-a constatat că pentru ca viteza de creștere a cristalelor să fie uniformă, scăderea temperaturii trebuie să varieze după o curbă de forma din figura 4.4.

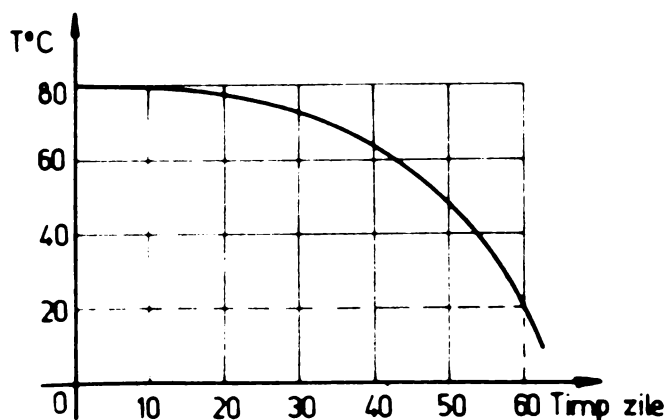


Fig.4.4

Pentru realizarea acestui program de scădere a temperaturii se modifică în mod corespunzător intervalele de timp la care mecanismul de ceasornic dă comanda de acționare a re-ului pas cu pas, care rotește magnetul termometrului de contact. După [4] și [53] se recomandă ca viteza de creștere a cristalului după axa Z să fie de aproximativ 1 mm/zi. S-a constatat însă, așa cum arată și [4], că se pot admite și viteze de creștere de 1,5 - 2 ori mai mari. Vitezele de creștere ale cristalului după axele X și Y sînt mult mai mici decît după axa Z.

Deoarece creșterea cristalelor se face controlat prin scăderea temperaturii, este foarte important ca să nu se producă o creștere a concentrației soluției din cauza evaporării, care ar putea produce o creștere necontrolată a cristalelor. Cu toate că au fost prevăzute garnituri de etanșare la capac, aceasta evaporare s-a produs totuși. Problema a fost rezolvată de autor prin turnarea deasupra soluției a unui strat de parafină pură cu o grosime de aproximativ 1 cm. S-a ales parafina ca mediu de etanșare deoarece nu e miscibilă și nu reacționează cu soluția de KDP, este lichidă în intervalul de temperatură de 50-80°C la care se lucrează, iar la temperatura camerei, solidificîndu-se, se poate separa perfect de soluție. Astfel prin utilizarea parafinei, evaporarea a fost complet împiedicată, iar creșterea concentrației soluției s-a putut face controlat numai prin scăderea temperaturii. Un asemenea procedeu de etanșare, la instalațiile de creștere a cristalelor, nu a mai fost descris în literatură.

Din cauza dimensiunilor reduse a vasului utilizat, a fost necesar să se oprească creșterea monocristalelor cînd acestea ajungeau la o lungime după axa Z de aproximativ 8 cm, deoarece cristalul atingea termometrele și încălzitorul. În această situație temperatura soluției atingea 45°-50°C. În felul acesta s-au obținut după prelucrare unele cristale cu latura de maxim 25 mm. Alte cristale au rezultat după prelucrare cu dimensiunile după X, Y în jur de 15x15 mm² iar după Z pînă la 30 mm.

O problemă deosebită este scoaterea cristalelor gata crescute din soluția caldă. După cum s-a arătat, procesul de creștere trebuie oprit cînd soluția are temperatura în jur de 50°C. Dacă de la această temperatură cristalele sînt scoase la temperatura camerei, ele se fisurează sau primesc tensiuni in-

terne care ulterior vor provoca de asemenea fisurări. Această problemă a preocupat și pe [53] care recomandă introducerea cristalelor într-un lichid ca etilen glicol încălzit la temperatura băii și apoi răcit lent. Însă autorii citați arată că în această direcție nu au obținut rezultate mulțumitoare. Autorul a încercat rezolvarea acestei probleme răcind lent cristalele în aer, ferind totodată cristalul de variații bruște de temperatură care s-ar produce la trecerea lui dintr-un mediu în altul, chiar pentru scurt timp. Pentru aceasta soluția este îndepărtată din vas prin sifonare, cristalele rămânând la locul lor. Instalația de termostatare este menținută în funcționare, încălzirea vasului asigurându-se din exterior de la becurile plasate sub vas care se alimentează cu o putere mai mare astfel ca singure să realizeze temperatura pe care o avea soluția în momentul opririi creșterii cristalelor. Temperatura este controlată de la același termometru cu contact care se comandă astfel de la mecanismul de ceasornic ca temperatura din interiorul vasului să scadă pînă la temperatura camerei în decurs de aproximativ 24 ore. În felul acesta s-au obținut majoritatea cristalelor fără fisuri sau crepături. Unele cristale se fisurau totuși ulterior în procesul de prelucrare a lor.

În figura 4.5 se prezintă aspectul instalației de creșterea cristalelor de KDP. Perdeaua din folie de polietilen a fost îndepărtată pentru a se putea vedea mai bine vasul.

4.2 Prelucrarea cristalelor KDP

4.2.1 Instalația de tăiere a cristalelor

Deoarece cristalele de KDP sînt solubile în apă, cea mai simplă metodă de tăiere a lor constă în utilizarea ferăstrăului cu apă udă [55]. Cu această metodă riscul de crăpare a cristalului în procesul de tăiere este mai mic în comparație cu procedeele de tăiere ce utilizează discuri abrazive.

Pentru tăierea cristalelor cu metoda apei ude, autorul a construit o instalație de tăiere a cărei schemă este prezentată în figura 4.6. Cristalul se fixează între două foi de cauciu pe o mîsuță culisantă din stiplex (1) care poate să înainteze perpendicular pe firul de ață de bumbac (2). Acest fir este întins peste niște roze (scripeți) formînd o buclă închisă. Firul este antrenat prin intermediul rozelor de către motorușul (3).

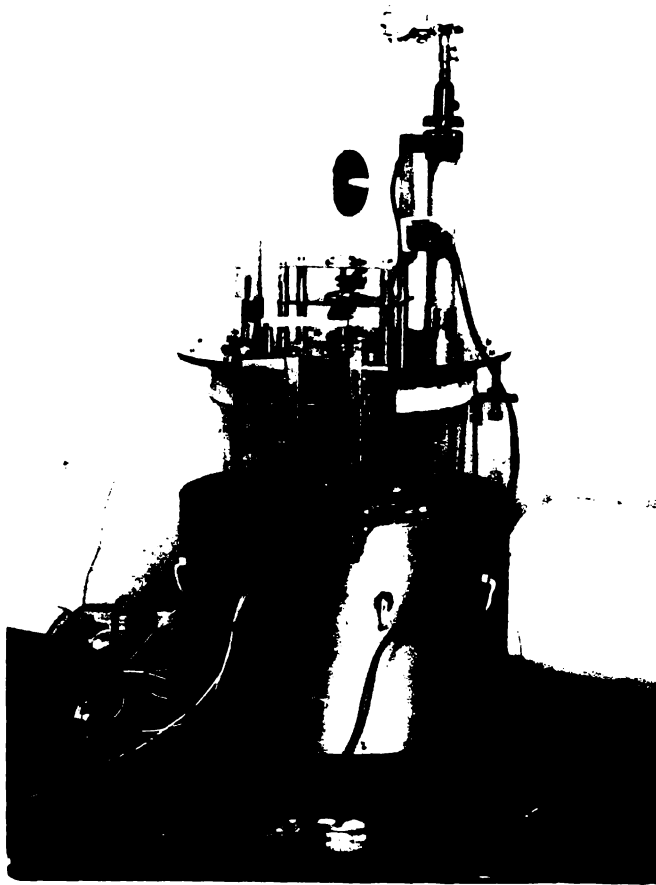


Fig.4.5

In mișcarea sa, firul este umezit din apa din vasul (4). Surplusul de apă este preluat de pîsla (5). În felul acesta firul de ață umed formează un ferăstrău circular, dizolvînd cristalul la locul de atingere, sarea dizolvată fiind antrenată de fir care se spală continuu în vasul (4). Dacă apa din acest vas are o temperatură mai ridicată (60° - 80° C), tăierea se face mai rapid. Aparatul descris a fost realizat din plăci de stiplex, deoarece, lucrînd în mediul umed cu reacție bazică (datorită soluției de KH_2PO_4), alte materiale ar fi nepotrivite. Motorul utilizat este asincron, de ti-

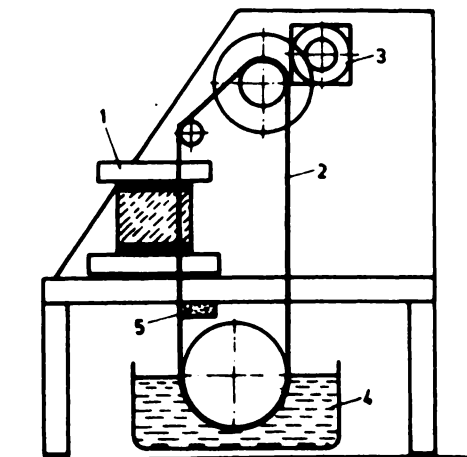


Fig.4.6

pul celor de ventilator.

Prin tăiere, suprafețele ce rezultă sînt neuniforme, cu striuri, așa cum se vede în figura 4.7 a. Operația următoare pentru prelucrarea cristalului este șlefuirea.

4.2.2 Șlefuirea

Prin șlefuire, fețele neregulate ale cristalului rezultate din tăiere sînt îndreptate, cristalul este adus la dimensiunile dorite, cu orientarea dorită față de axe și pregătit pentru faza următoare : polisarea.



Fig.4.7

Șlefuirea se poate face fie prin dizolvare, frecînd suprafața cristalului pe o pînză umedă, fie prin frecare pe o suprafață abrazivă. S-a întrebuintat cu preferință al doilea procedeu, în special cînd cristalul era adus la dimensiunile apropiate de cele finale, deoarece operația de șlefuire prin frecare de suprafețe abrazive poate fi mai bine controlată iar suprafețele prelucrate rezultă mai plane. Pentru șlefuire s-a întrebuintat hîrtie abrazivă, lavabilă, de diferite granulații. Șlefuirea grosieră se face cu hîrtie abrazivă nr.600, apoi se trece la hîrtii cu granulații mai fine; nr.300, nr.1000. Hîrtia abrazivă este întinsă pe un geam plan de sticlă, operația de șlefuire făcîndu-se manual, prin mișcări circulare sau de dute-vino, avînd

grijă de a imprima cristalului o apăsare uniformă, sau din contră, de a produce apăsări excentrice în vederea obținerii unei suprafețe avînd un unghi bine determinat față de axă.

Operația de șlefuire trebuie făcută încet și cu grijă, evitîndu-se apăsări prea mari și încălzirea cristalului care provoacă fisurări ale acestuia. Inițial, orientarea fețelor cristalului se face aproximativ în funcție de fețele inițiale, urmărindu-se să se obțină un paralelipiped cît mai regulat și avînd grijă să nu se piardă din vedere axele cristalografice. În final, cînd operația de șlefuire a luat sfîrșit, înainte de a începe operația de polisare, paralelipipedul de cristal trebuie adus cu fețele perfect orientate după axele cristalografice. KDP-ul fiind un cristal uniax, direcția axei optice Z se poate determina ușor utilizînd un microscop polarizator. Pentru aceasta se polisează superficial cele două fețe perpendiculare pe axa Z și se plasează cristalul pe mîsuța microscopului polarizator, astfel ca lumina să străbată cristalul în lunguș axei Z. Privind în ocular, imaginea conosopică ce apare trebuie să fie perfect centrată (fig.4.8a). În acest caz, fața inferioară a cristalului este perpendiculară pe axa Z. Dacă imaginea este descen-

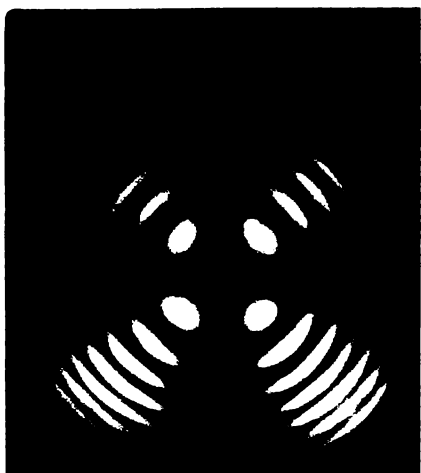


Fig.4.8 a



Fig.4.8 b

trată, fapt care se constată prin aceea să rotind mîsuța microscopului, centrul figurii conosopice descrie un cerc, fața inferioară se șlefuieste pînă ce imaginea rămîne perfect centrată la rotirea mîsuței microscopului.

În mod analog se procedează și cu fața opusă, rotind cristalul cu 180° . După ce cele două fețe perpendiculare pe axa Z sînt precis orientate, se ajustează celelalte patru fețe ast-

fel ca să formeze între ele și în raport cu primele două, unghiuri de 90° . O orientare precisă a acestor fețe după axele X și Y nu se poate face în această situație. Pentru a determina direcția axelor X și Y, trebuie să facem ca cristalul să devină biaxial, de exemplu plasându-l în câmp electric. În acest caz apare o figură conosopică ca în figura 4.8b, unde axa ce trece prin centrul celor două cercuri face un unghi de 45° cu axele X și Y după care sînt plasați polarizatorii microscopului. După ce această operație de orientare a fețelor cristalului a fost realizată, se trece la polisarea definitivă a fețelor. În figura 4.7 b se prezintă cristalul șlefuit.

4.2.3 Polisarea

Polisarea este operația prin care fețele cristalului se aduc în starea de transparență optică. Această operație se face cu ajutorul substanțelor utilizate special pentru acest scop cum ar fi oxizii de fier, de cesiu sau de crom. Pentru polisare se utilizează țesături foarte fine (batist), întinse pe o placă de sticlă perfect plană. Drept mediu lichid pentru înmuierea substanțelor de polizat se pot utiliza acele lichide care nu dizolvă cristalul, cum ar fi uleiuri, petrol, glicerină, etc. S-a preferat să se utilizeze glicerină pură, dehidratată, care se întinde peste țesătură după care se pune substanța de polizat într-un strat subțire și uniform. Autorul a utilizat oxidul de crom. Cristalul se freacă peste țesătură prin mișcări uniforme și apăsare uniformă. Deoarece transpirația mîinii poate ataca suprafața polisată, se utilizează mănuși de cauciuc. Trebuie avut în vedere să se respecte o curățenie desăvîrșită deoarece suprafața polisată se poate zgîria foarte ușor cu praf sau granule ori cît de mici, care ar ajunge în contact cu ea în procesul de polisare, fapt care compromite operația. Polisarea este terminată cînd suprafețele primesc transparența optică. În figura 4.7 c este arătat cristalul adus în ultima fază, iar în figura 4.9 se prezintă încă odată aspectul unui cristal de KDP în diferitele stadii de prelucrare, de la monocristalul scos din baia de creștere, pînă la cristalul polizat. După prelucrarea finală, cristalele se păstrează în cutii căptușite cu vată, într-un mediu uscat.



Fig. 4.9

4.2.4 Depunerea electrozilor

Pentru aplicarea câmpului electric în vederea comandării cristalului, pe fețele acestuia trebuie aplicati electrozi. Deoarece s-a utilizat îndeosebi efectul electrooptic longitudinal unde raza de lumină și câmpul electric sînt paraleli și orientați după axa Z, este necesar ca electrozii să permită trecerea luminii. În literatură sînt descriși diferiți electrozi utilizați la comandarea cristalelor electrooptice [4], [55], [56]. Electrozii transparenti din oxid de staniu au avantajul că realizează un câmp electric uniform, nu produc diafragmarea fascicolului de lumină și au o bună transparentă, dar prezintă o rezistivitate electrică ridicată și un procedeu de depunere complicat. Electrozii semitransparenți din metal (aur, argint) depuși prin evaporare în vid au dezavantajul unei transparente reduse și conductibilitate redusă. Autorul a preferat să utilizeze electrozi opaci cu un orificiu central pentru trecerea razei de lumină. Deoarece s-a lucrat cu raze de lumină foarte colimate, avînd diametrul fascicolului de 1-2 mm, orificiul electrozilor nu a trebuit să fie mai mare de 2-3 mm în diametru. S-au utilizat două tipuri de electrozi obținînd rezultate similare; electrozi de argint sau aluminiu depuși prin evaporare în vid și electrozi

din foiță de staniu lipită pe fețele cristalului.

Înainte de depunerea electrozilor prin evaporare, cristalul este spălat în alcool absolut și degresat în eter etilic. Pentru depunerea argintului sau aluminiului s-a utilizat o instalație de metalizare în vid, de fabricație sovietică, tip PRS. Pe părțile unde nu trebuie depus metal, cristalul a fost acoperit cu bandă de hirtie adezivă tăiată în mod convenabil. Sînt necesare două evaporări pentru a depune electrozi pe cele două fețe opuse ale cristalului. Controlul grosimii electrozului se face prin observarea directă a cristalului prin clopotul de sticlă a instalației, precum și prin aprecierea cantității de metal pusă în evaporator.

Al doilea procedeu de fixare a electrozilor prin lipire este mai simplu, nefiind necesară instalația de vaporizare în vid. Drept electrozi s-au utilizat foiță de staniu de 0,05-0,08 mm grosime tăiată în mod convenabil, iar pentru lipire s-a utilizat nitrolac. Acești electrozi au dat rezultate mulțumitoare cu toate că se niceșorează întrucîtva factorul de calitate a cristalului adus la rezonanță piezoelectrică. Au însă avantajul de a fi mult mai rezistenți la manipularea cristalului.

4.3 Instalația electrooptică

4.3.1 Bancul optic

Pentru studiul proprietăților electrooptice ale cristalului KDP, acesta trebuie montat într-un banc optic. Deoarece nu s-a dispus de un banc optic de producție industrială, a fost necesar să se construiască unul. Problema principală care se pune la un banc optic este buna lui stabilitate și menținerea unei coliniarități a diferitelor dispozitive ce culisează pe șina bancului. S-a utilizat pentru șină un profil U 120 cu lungimea de 1500 mm. Șina a fost șlefuită și rectificată plan pe toată lungimea. Călăreții culisanți au fost confecționați din același profil, frezându-li-se niște canale pe care puteau culisa pe șina de bază. Pe acești călăreți culisanți s-au montat tije reglabile pe care s-au fixat dispozitivele necesare (lentile, filtre, polarizori, etc). Aranjamentul acestor dispozitive rezultă din figura 4.10. Cifrele corespund următoarelor dispozitive :

1. Sursa de lumină. S-au utilizat alternativ două surse de lumină. Prima, o lampă cu vapori de mercur de 100 W cu lumi-

nofor, de tipul celor utilizate la iluminatul public. Lampa s-a alimentat fie în curent alternativ prin intermediul bobinei de șoc, fie în curent continuu în serie cu o rezistență în cazul când era necesar ca în fluxul luminos să nu apară componenta alternativă de 100 Hz. S-a utilizat de asemenea și un bec cu incandescență pentru proiecție de 500 W, alimentat de la o sursă de curent continuu. Aceste lămpi s-au montat într-o cutie cilindrică din tablă cu pereți dubli, prevăzuți cu orificii pentru răcire. Raza de lumină are acces printr-un orificiu la care s-a montat o diafragmă reglabilă. În al doilea rând s-a utilizat drept sursă de lumină un monocromator tip Zeiss SPM-2 cu prismă de cuarț, putând acoperi domeniul de lungimi de undă de la 360 nm la 3000 nm.

2. Lentilă cu distanța focală de 150 mm, cu rol de condensor pentru a obține un fascicol de lumină paralel.

3. Filtru monocromatic. S-a utilizat un set de filtre metalice de interferență de diferite lungimi de undă. Majoritatea experiențelor și determinărilor au fost efectuate cu filtrul tip Tl 54 J - VEB - Carl Zeiss cu lungimea de undă de 534 nm, având semibanda de 6,5 nm.

4. Polarizor. În domeniul vizibil, s-au utilizat polarizori de tip polaroid dicroic de fabricație Leybold tip 47240. Același rezultat au dat și filtrele de polarizare pentru uz fotografic de fabricație ARNZ-Jena. Polarizorii sînt fixați într-o montură ce se poate roti, putîndu-se citi unghiul de rotație. Acești polarizori funcționează numai pînă la 800 nm. Pentru lucrul în domeniul infraroșu, nedispunînd de polarizori de fabricație industrială care să funcționeze în acest domeniu, autorul a confecționat acești polarizori din pachete de lamele de sticlă. S-au folosit pentru aceasta 15 lamele de microscop cu dimensiunile de 24x24x0,15 mm fixate într-o montură care permitea atât inclinarea lamelor pentru a asigura unghiul de incidență Brewster, cît și rotirea dispozitivului pentru a se putea realiza extincția. S-a obținut cu acest tip de polarizori un grad de polarizare de peste 85%.

5. O a doua lentilă cu distanța focală de 100 mm prevăzută cu o diafragmă iris reglabilă. Această lentilă servește pentru obținerea unei raze paralele de lumină avînd un diametru al fascicolului de 1-3 mm în funcție de reglarea diafragmei.

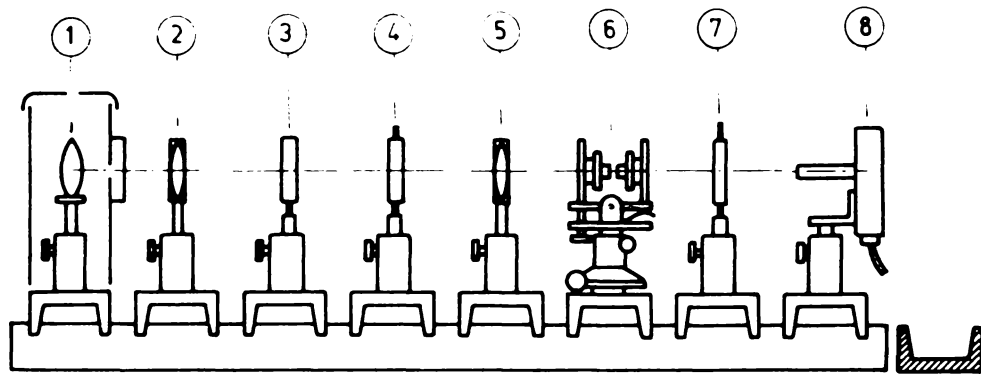


Fig.4.10

6. Măsuță port cristal. Pe această măsuță se fixează cristalul sau cristalele care se studiază. Pentru a putea centra cristalul în raport cu raza de lumină, măsuța are posibilitatea de a se roti și deplasa prin acționarea unor șuruburi micrometrice. Astfel, se poate ridica și coborî pe o direcție perpendiculară pe raza de lumină și se poate roti în jurul a două axe perpendiculare între ele și perpendiculare pe raza de lumină.

7. Analizorul. Acesta este cel de al doilea polarizor descris la punctul 4.

8. Fotomultiplicatorul. Ca element fotosensibil s-a utilizat un fotomultiplicator cu 10 cinozi tip RCA 931A. Alimentarea acestuia s-a asigurat de la un redresor stabilizat de 1000 V. Deoarece acest redresor nu realiza un coeficient de stabilizare suficient de ridicat, s-a construit un etaj suplimentar de stabilizare (fig.4.11). În circuitul anodic al fotomultiplicatorului s-a conectat un galvanometru cu constanta de curent $C_I = 5 \cdot 10^{-9}$ A/div.

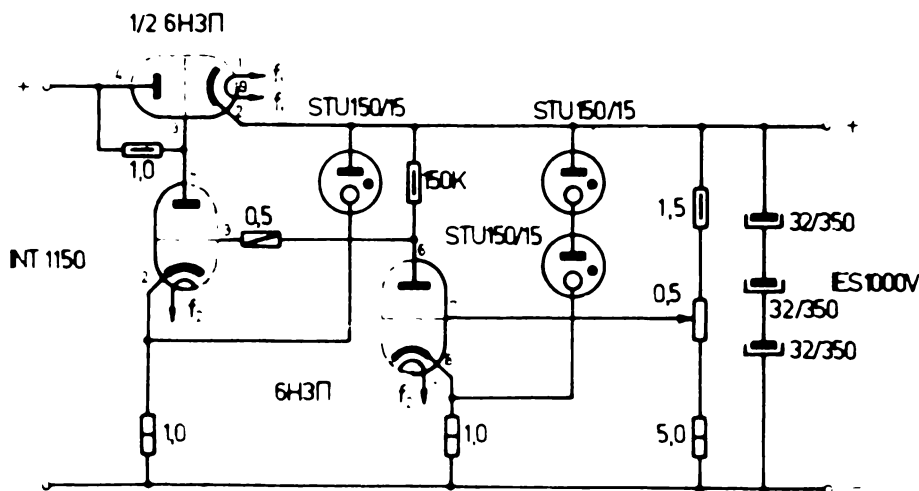


Fig.4.11

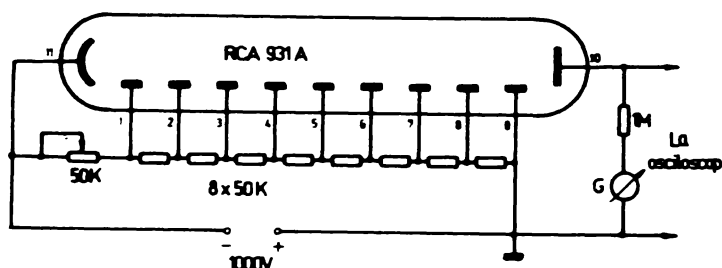


Fig.4.12

Pentru observarea și măsurarea componentelor alternative ale luminii, în paralel cu rezistența de sarcină a fotomultiplicatorului s-a conectat un osciloscop catodic. Schema de aliniere a fotomultiplicatorului este arătată în figura 4.12 .

Fotomultiplicatorul a fost montat într-o cutie cilindrică prevăzută cu un orificiu în dreptul catodului. Pentru a feri fotomultiplicatorul de lumină parazită, având în vedere marea lui sensibilitate, accesul luminii la catod este posibil printr-o țevă care împiedică pătrunderea razelor de lumină laterală. În afară de aceasta, s-a montat o cutie suplimentară din placaj care acoperă o parte din bancul optic. De altfel, întreaga instalație s-a montat într-o cameră obscură. În figura 4.13 se prezintă o vedere a bancului optic cu toate elementele descrise. În figură, ordinea elementelor este de la dreapta spre stânga.

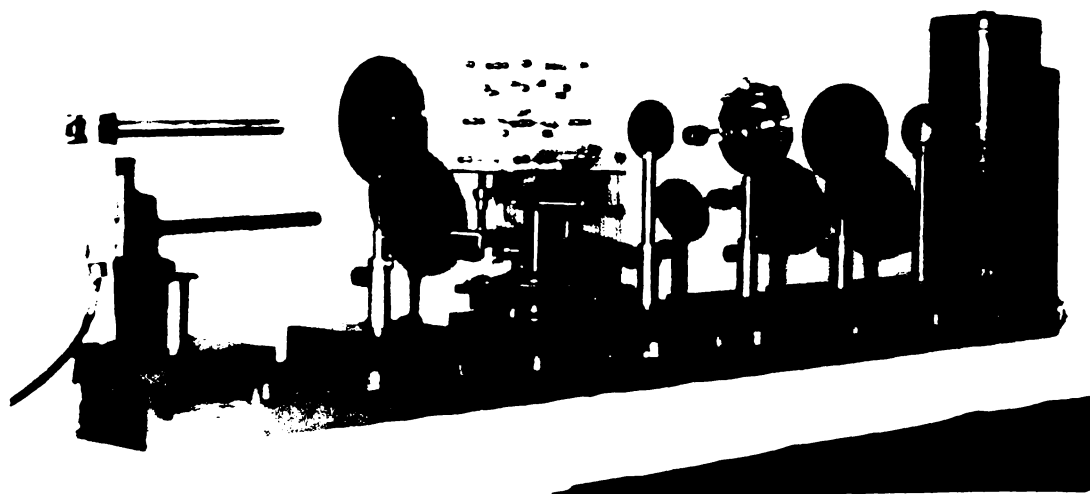


FIG.4.13

Pentru detectarea radiațiilor în domeniul infraroșu , în locul fotomultiplicatorului s-a montat un fotodetector construit special în acest scop. S-a utilizat pentru aceasta un fototranzistor de germaniu tip OCP 71 montat la intrarea unui amplificator operațional. Schema de principiu este prezentată în figura 4.14.

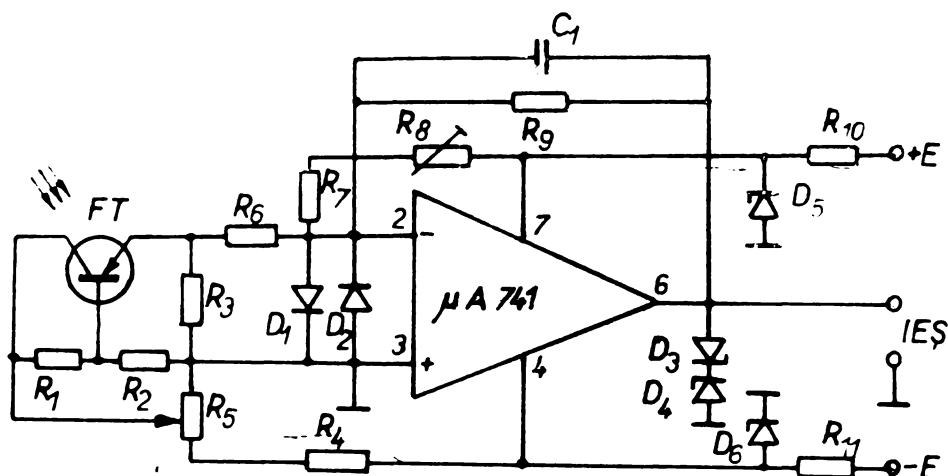


Fig.4.14

Deoarece tipul de fototranzistor folosit prezintă o derivă termică pronunțată, fiind și foarte sensibil la orice raze calorice emise de aparatajul din laborator, inclusiv de către operator, a fost nevoie să se moduleze raza de lumină ce se recepționează de la cristal. Modularea s-a realizat cu ajutorul unui disc perforat ce se rotește în fața fototranzistorului. Rotația discului și numărul de perforații a fost astfel ales încât frecvența impulsurilor de lumină ce se obțineau să fie în jur de 75 Hz. Semnalul alternativ cu această frecvență, obținut la ieșirea amplificatorului operațional, s-a măsurat cu un milivoltmetru numeric.

Fixarea punctului de funcționare a fototranzistorului s-a realizat cu divizorul R_1R_2 și potenționetrul R_5 . Fototranzistorul lucrează ca repetor emitor având rezistența de sarcină R_3 . Amplificarea instalației este dată de raportul rezistențelor R_9/R_6 . Circuitul format din R_7 și R_8 servește la reglarea nivelului de zero la ieșirea amplificatorului în situația când fototranzistorul nu este iluminat. Condensatorul C_1 conectat în paralel cu rezistența de reacție reduce zgomotul prin scurtcircuitarea frecvențelor înalte. Amplificatorul operațional integrat

tip μA 741 a fost protejat împotriva eventualelor descărcări de înaltă tensiune cu ajutorul diodelor $D_1 \dots D_4$, dat fiind faptul că se lucrează în prezența tensiunilor înalte. Diodole Zener D_5, D_6 stabilizează tensiunea de alimentare a amplificatorului.

4.3.2 Montarea și comandarea cristalului

Pentru studiul proprietăților electrooptice ale cristalului KDP, acesta s-a montat pe suportul lui din bancul optic și la electrozii lui s-au aplicat tensiuni continue sau alternative de diferite frecvențe, urmărindu-se variația intensității razei de lumină la ieșirea din analizor.

Montarea cristalului pe suportul său este foarte pretențioasă deoarece necesită o centrare perfectă prin care axa optică a cristalului este adusă coliniar cu raza de lumină. Pentru aceasta, măsuța port-cristal are posibilitatea de a fi deplasată și rotită așa cum s-a arătat în paragraful precedent.

În cazul când se studiază efectul electrooptic longitudinal, centrarea se poate face mai expeditiv dacă se procedează în felul următor : se rotește polarizorii astfel ca direcțiile lor de vibrație să fie încrucișate și paralele cu axele X și Y ale cristalului. Se aranjează apoi prin deplasarea lentilelor și deschiderea diafragmei ce prin cristal să treacă o rază de lumină convergentă în care caz la ieșirea din cristal lumina formează o imagine conoscopică (fig.4.7). În caz că cristalul este perfect centrat, această imagine rămâne centrată la deplasarea axială a sistemului de lentile. Se aranjează ca centrul imaginii să cadă exact pe fereastra fotodetectorului și apoi se închide diafragma lentilei 2 pentru a reduce fasciculul la dimensiunile inițiale (1-2 mm). În felul acesta cristalul este suficient de precis centrat, fiind numai uneori necesare mici corecții care se fac urmărind minimalul curentului fotodetectorului (pentru polarizori încrucișați).

Coeficientul electrooptic s-a determinat din valoarea tensiunii de semiundă $U_{\lambda/2}$ la care cristalul introduce o defazare de π , adică produce o diferență de drum optic de jumătate de lungime de undă, când este valabilă relația

$$r_{63}^X = \frac{\lambda}{2n_0^3 U \lambda/2}$$

Pentru comandarea cristalului cu tensiuni continue, la electrozii lui s-a aplicat tensiunea furnizată de un redresor construit special pentru acest scop. Acesta funcționează pe principiul redresării cu dublare de tensiune a unei oscilații de înaltă frecvență. Prin reglarea tensiunii grilei ecran a tubului oscilator, tensiunea la ieșirea redresorului poate varia între 1 la 30 kV. Schema acestui redresor este prezentată în figura 4.15.

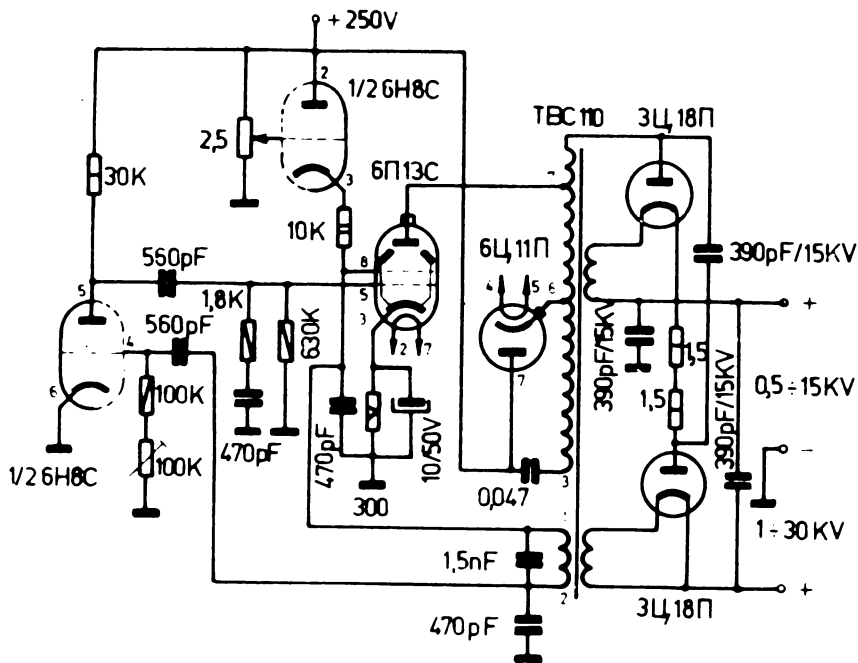


Fig.4.15

Măsurarea tensiunii aplicate cristalului s-a făcut cu un voltmetru electronic prevăzut cu o sondă de înaltă tensiune.

Comandarea cristalului în curent alternativ 50 Hz, s-a făcut cu tensiuni luate de la un transformator de măsură de tensiune cu raportul 15 kV/100 V, alimentat invers de la un autotransformator reglabil. Tensiunea s-a măsurat în primar și s-a multiplicat cu raportul de transformare.

Comandarea cristalului cu tensiuni de frecvență ridicată s-a asigurat de la un generator de semnal prin intermediul unui amplificator video construit pentru acest scop (fig.4.16). În felul acesta tensiunea maximă ce s-a putut aplica cristalului a fost de 200 V valoare efectivă.

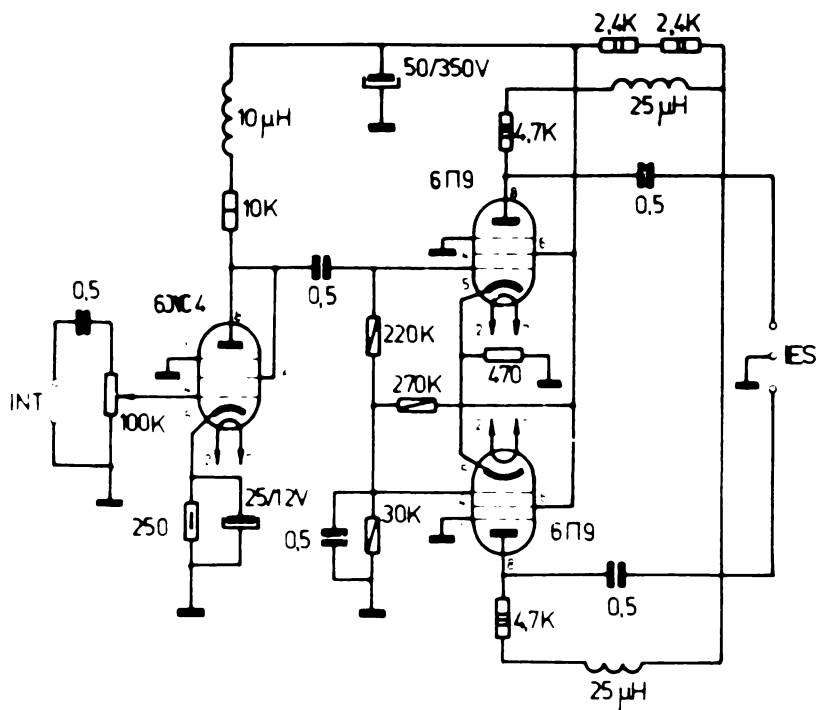


Fig.4.16

Ca să poată vibra liber, în vederea exploatarei efectului elasto optic, cristalul a fost fixat în dispozitivul descris în paragraful 2.4 (figurile 2.12, 2.13, 2.14 și 2.47).

CAPITOLUL 5

C O N C L U Z I I

În lucrarea de față s-au dezvoltat în mod deosebit două probleme distincte : 1 - elaborarea unui nou model fizic al efectului electrooptic (efectul Pockels) care să corespundă mai bine datelor experimentale, 2 - realizarea unor modulatori electrooptici care să necesite pentru comandarea lor tensiuni mult mai mici decât cele necesare la modulatorii clasici bazate pe efectul Pockels. Pe baza acestor modulatori s-au realizat apoi câteva elemente logice optice.

Pentru rezolvarea acestor probleme, autorul a studiat în mod deosebit efectele electrooptice liniare și aplicarea acestor efecte la construcția modulatorilor de lumină. Contribuțiile aduse de autor în această lucrare sînt următoarele :

1. Aplicînd teoria termodinamică asupra cristalului ferroelectric considerat ca un sistem termodinamic în echilibru, s-au dedus relațiile care exprimă efectele electrooptice și fotoelastice. Astfel s-au putut calcula coeficienții electrooptici și legătura dintre acești coeficienți în cazul cristalului liber mecanic și blocat.

2. Pornind de la ecuația diferențială a oscilatorului anarmonic propusă de Bloembergen, Kurtz și Robinson, s-a calculat susceptivitatea totală a cristalului. Această susceptivitate s-a descompus în susceptivitatea liniară și neliniară care determină fenomenele optice liniare, respectiv neliniare.

3. Pentru a explica dispersia observată experimental la coeficientul electrooptic, s-a studiat inițial dispersia indicelui de refracție.

Pe baza legăturii dintre permitivitate și susceptivitatea cristalului, s-a exprimat indicele de refracție sub formă complexă (1.69), unde partea reală dă indicele de refracție propriu zis, iar partea imaginară dă indicele de absorbție. Studiind variația indicelui de absorbție cu lungimea de undă a luminii, se pot determina zonele unde se produc rezonanțe ale purtătorilor de sarcină din cristal (dispersie anomală). În acest scop autorul a

ridicată experimental curba de absorbție a cristalului KDP în domeniul infraroșu, constatând că în infraroșu apropiat (1400 nm) se produce o puternică absorbție. Se confirmă astfel că cristalul KDP prezintă în afara rezonanței din ultraviolet (200 nm), o a doua rezonanță în infraroșu. Cum prima rezonanță din ultraviolet se datorește oscilației electronului, cea de a doua rezonanță nu poate fi produsă decât de nucleul de hidrogen. S-a obținut astfel pentru indicele de refracție relația (1.85), luând în considerare pe lângă ecuația diferențială a oscilației electronului și ecuația diferențială a oscilației altui purtător de sarcină din cristal.

4. Pentru a demonstra că cel de al doilea purtător de sarcină este nucleul de hidrogen, autorul a plecat de la relația (1.86) dedusă pe cale experimentală de Zernicko, arătându-se că ea poate fi adusă la forma (1.85). În felul acesta a rezultat că raportul dintre masele celor doi purtători de sarcină considerați este egal cu raportul dintre masa electronului și masa nucleului de hidrogen.

5. Coeficientul electrooptic este determinat de susceptibilitatea neliniară. Considerând numai oscilația anarmonică a electronului, Kurtz și Robinson propun un model al efectului electrooptic; (1.98). Această relație modelează mulțumitor dispersia coeficientului electrooptic la o serie de cristale în domeniul vizibil și ultraviolet. În domeniul infraroșu modelul lui Kurtz - Robinson nu mai corespunde realității. În acest domeniu, determinările experimentale făcute de câțiva cercetători arată o creștere a coeficientului electrooptic, pe cînd după relația (1.98) a lui Kurtz - Robinson, acesta scade continuu cu creșterea lunginii de undă.

Pentru a elucida această nepotrivire, autorul a întreprins în primul rînd efectuarea unor măsurători care au confirmat creșterea coeficientului electrooptic la cristalul KDP în domeniul infraroșu. Considerînd ca și în cazul indicelui de refracție, existența a doi oscilatori anarmonici, electronul și nucleul de hidrogen, autorul obține relația (1.105) sau (1.106) ca un nou model fizic pentru coeficientul electrooptic. Determinările experimentale, atât ale autorului cît și a altor cercetători, confirmă o bună potrivire a dispersiei coeficientului electrooptic cu modelul propus, atât în ultraviolet și vizibil

cît și în infraroșu.

6. Deoarece cristalele electrooptice sînt și piezoelectrice, în cazul cristalului liber mecanic apare un efect electrooptic secundar. Datorită acestui efect, coeficientul electrooptic total crește pe seama fenomenului elastooptic.

Pentru a putea aprecia contribuția efectului piezoelectric asupra efectului electrooptic, autorul a studiat și experimentat acest efect la cristalul KDP. A găsit care sînt modalitățile de vibrație, tipul de vibrație, modul de aplicare a electrozilor, frecvențele de rezonanță și valoarea factorului de calitate al cristalului.

O situație deosebită apare cînd cristalul este adus la rezonanță piezoelectrică cînd coeficientul electrooptic ia valori foarte mari, fapt semnalat de mai mulți cercetători. Autorul a întreprins o cercetare experimentală temeinică a efectului electrooptic în condițiile rezonanței piezoelectrice a cristalului și apoi a demonstrat teoretic fenomenele ce au loc în aceste condiții.

7. O metodă avantajoasă de cercetare a unui sistem optic este metoda Jones. Utilizînd această metodă, autorul a calculat starea luminii de la ieșirea unui modulator electrooptic cu un cristal între doi polarizori, a modulatorului cu două cristale între doi polarizori și a modulatorului cu două cristale între trei polarizori. Ceea ce este nou în rezultatele obținute este faptul că s-a considerat cazul cel mai general cînd toate elementele componente ale modulateoarelor au azimuturile arbitrare.

8. Aceste cercetări teoretice și experimentale au dus la realizarea a două modulateoare electrooptice; modulatorul cu un cristal și modulatorul cu două cristale înseriate optic, comandate la rezonanță piezoelectrică. Avantajul acestor modulateoare față de modulateoarele care se bazează pe efectul Pockels primar constă în primul rînd pe faptul că tensiunea de comandă pentru realizarea unui grad de modulație de 100% este mult mai mică, reducîndu-se la ordinal zeci de volți. În al doilea rînd este posibilă comandarea modulatorului și prin varierea frecvenței tensiunii de alimentare a cristalului în jurul rezonanței. La modulatorul cu două cristale înseriate optic, apare în plus posibilitatea de comandă și prin varierea unghiului de defazaj dintre tensiunile ce se aplică celor două cristale.

Toate acestea deschid noi perspective de aplicare a modulatorilor electrooptice.

9. Utilizînd aceste modulatatoare comandate la rezonanță piezoelectrică, autorul a realizat cîteva noi tipuri de elemente logice optice. Posibilitatea cea mai largă o are modulatorul cu două cristale care poate realiza funcția logică SAU EXCLUSIV sau COINCIDENTA în funcție de orientarea polarizorilor între care sînt plasa e cele două cristale. Utilizînd modulatorul cu două cristale între trei polarizori se obțin elementele logice NICI, SI și INHIBARE.

10. Toate cristalele KDP utilizate pentru construcția modulatorilor și pentru determinarea coeficientului electro-optic și a coeficientului de absorbție au fost crescute și prelucrate de autor. În această direcție autorul a adus contribuții prin realizarea unei instalații de creștere a cristalelor KDP cu care s-au putut obține după prelucrare, cristale cu dimensiuni de peste 20 mm fără incluziuni sau opacități.

11. Pentru efectuarea tuturor determinărilor experimentale legate de această lucrare, autorul a fost nevoit să-și construiască o serie de instalații și dispozitive, în majoritatea cazurilor trebuind să adopte soluții de construcție originale. Astfel se pot enumera : baia termostată, dispozitivul de tăiat cristale, banc optic, redresor de înaltă tensiune (30 kV), stabilizator, amplificator video, polarizori pentru infraroșu, fotodetectori pentru infraroșu.

În felul acesta, prezenta teză de doctorat aduce unele contribuții teoretice și aplicative în noul și dinamicul domeniu al optoelectronicii.

BIBLIOGRAFIE

1. W. Känzig, *Ferroelectrics and Antiferroelectrics*, Academic Press, New York, 1957.
2. A.S. Sonin și B.A. Strukov, *Vvedenie v segneto-electrichestvo*, Izd.Vysshaya Shkola, Moscova, 1970.
3. A.S. Sonin și A.S. Vasilevskaya, *Elektroopticheskie kristaly*, Atonizdat, Moscova, 1971.
4. E. Pop, *Posibilități de utilizare a unor efecte electrooptice în tehnica măsurătorilor și elementelor logice*, Teză de doctorat I.P.Timișoara, 1970.
5. J.F. Nye, *Propriétés physiques des cristaux*, Dunod, Paris, 1961.
6. Ch.P. Katys, N.V. Kravcov, L.I. Chirkov, S.M. Konovalov, *Modulaciia i otklonenie opticheskogo izlucheniya*, Izd. Nauka, Moscova, 1967.
7. E.R. Mustel și V.N. Parygin, *Metody moduliacii i scanirovaniya sveta*, Izd.Nauka, Moscova, 1970.
8. B.Zwicker și P. Scherrer, *Elektrooptische Eigenschaften der seignette-elektrischen Kristalle NH_2PO_4 und KD_2PO_4* , *Helv. Phys.Acta* 17, 346-373 (1944).
9. I.S. Zhaludov, O.G. Vloh, *Elektroopticheskiy effekt v kristallah*, *Kristallografiya*, V.3, Nr.5, 639-651 (1958).
10. G.K. Kurtz și F.N.H. Robinson, *A physical Model of the Electrooptic Effect*, *Applied Physics Letters*, V.10, Nr.2, 62-65 (1967).
11. B. Bloembergen, *Nonlinear Optics*, Benjamin, Inc. New York-Amsterdam 1965 (trad. în l. rusă Mir Moscova 1966).
12. M. Born și E. Wolf, *Principles of Optics*, Pergamon Press, 1968.
13. G.S. Landsberg, *Optica*, Ed. tehnică, București, 1958.
14. M. Schubert și B. Wilhelmi, *Einführung in die nichtlineare Optik*, Teubner Verlagsgesellschaft, Leipzig, 1971.
15. J.H. Dennis și M.H. Kingston, *Appl. Optics* 2, 1334 (1963).
16. F. Fernike, *Refractive Indices of ADP and KDP between 2000 Å - 1,5 μm*, *J. Opt. Soc. Am.*, V.54, Nr.10, 1215-1220 (1964).

17. V.N. Vishinevskii și I.V. Stefanskii, Temperaturunaya zavisimosti dispersii prelomlyayushchei sposobnosti monokristallov ADP i KDP, Optika i spektroskopiya, V.20, Nr.1, 357-359 (1966).
18. W.J. Deshotel, Ultraviolet Transmission of Dihydrogen Arsenate and Phosphate Crystals, J.Opt.Soc.Am., V.50, Nr.9, 865 (1960).
19. L.M. Guseva, Avtoreferat Dissertacii, Mosc.inst.stali i slavov, Moscova, 1968.
20. F. Pockels, Uber den Einfluss des Electrostatichen Feldes auf des optische Verhalten piezoelectrischer Kristalle, Göttingen, 1894.
21. B.H. Billings, The Electro-Optic Effect in Uniaxial Crystals of the Type KH_2PO_4 ; I. Teoretical, J.Opt.Soc.Am., 39, 797-801 (1949).
22. B.H. Billings, The Electro-Optic Effect in Uniaxial Crystals of the Type KH_2PO_4 ; II. Experimental, J.Opt.Soc.Am., 39, 802-808 (1949).
23. J.H. Ott și T.R. Slikor, Linear Electro-Optic Effects in KH_2PO_4 and Its Isomorphs, J.Opt.Soc.Am., V.54, Nr.12, 1442-1444 (1964).
24. O.G. Vloh, O dispersii elektroopticheskogo koeficienta r_{63} v kristallah ADP i KDP, Kristallografiya, V.7, Nr.4, 632-633 (1962).
25. T.A. Shurkliff, Polarized Light; Production and Use, Harvard Univ. Press, Cambridge, Mass., 1962.
26. O.G. Vloh și L.F. Luciv-Shumskii, Prodolnyi elektroopticheski efekt v kristallah ADP i KDP v bliznih ultrafioletovyh i infrakrasnyh oblastyah spektra, Izv.Akad.Nauk SSSR Seria fiz. V.31, Nr.7, 1143-1144 (1967).
27. S. Crișan, Modelul fizic al efectului electrooptic, Buletinul I.P.T. Lucrările sesiunii de comunicări științifice din 13-15 mai 1977. Secția VIII.
28. O'B. Carpenter, The Electro-Optic Effect in Uniaxial Crystals of the Dihydrogen Phosphate Type; III. Measurement of Coefficients, J.Opt.Soc.Am., V.40, Nr.4, 225-229 (1950).
29. I.V. Pisarevskii, G.A. Tregubov, I.V. Salain, Elektroopticheskie svoistva kristallov $\text{NH}_2\text{H}_2\text{PO}_4$, KH_2PO_4 i $\text{N}_4(\text{OH}_2)_6$ v polyah S.V.Ch., Fizika tverdogo tela, V.7, Nr.2, 661-665 (1965).

30. B.H. Billings, *Optics in Metrology*, Pergamon Press N.Y., 1960.
31. A.S. Vasilevskaya, K voprosu ob elektroopticheskikh svoistvakh kristallov tipa KDP, *Kristallografiya*, V.11, Nr.5, 755-759 (1966).
32. J.F. Stephany, Piezo-Optics Resonances in Crystals of the Dihydrogen Phosphate Type, *J.Opt.Soc.Am.*, V.55, Nr.2, 136-142 (1965).
33. B.V. Baglikov și U.N. Parygin, Rezonansyi fotouprugii modulyator sveta na kristalle ADP, *Vestnik Moscovscogo Universiteta ser.fiz.astr.*, Nr.5, 118-121 (1967).
34. S. Crișan, Modulator electrooptic comandat la rezonanță piezoelectrică, *Buletinul I.P.T. Lucrările sesiunii de comunicări științifice din 13-15 mai 1977. Secția VIII.*
35. W.P. Mason, *Piezoelectric Crystals and their Application to Ultrasonics*, D.Van Nostrand Company N.Y., 1964.
36. A. Angot, *Complemente de matematici pentru inginerii din electrotehnică și din telecomunicații*, Ed.Tehnică, București, 1965.
37. V.A. Vuc, B.G. Traito, V.V. Iakovlev, *Logicheskie i zapominaiushchie shemy nanosekundnogo diapazona*, Izd.Energia, Leningrad, 1970.
38. L.C. Clapp, *Storage and Logic in an Optical Digital Computer*, *Optical Processing of Information*, Spartan Books, Baltimore, 1963.
39. G.V. Venikov, *Sverbystrodeistvuyushchie vycislitelnye ustroistva*, Izd.Energia, 1966.
40. N.V. Kravcov, L.P. Chirkov, V.L. Poliacenko, *Elementy optoelectronnyh informacionnyh sistem*, Izd.Nauka, Moscova, 1970.
41. E. Pop, Elemente logice electrooptice pe baza efectului Pockols, *Buletinul științific și tehnic I.P.T. Tom 11(25), Fasc.2*, 1966.
42. *Svetovaya vycislitel'naya mashina*, *Priroda*, Nr.2, 67 (1963).
43. German test optical devices, *New Scientist*, V.16, Nr.311, 243 (1962).
44. Bewältigung von Rechenvorgängen mit Lichtgeschwindigkeit, *Automatisierung*, V.7, Nr.12, 36 (1962).
45. Informationsverarbeitung mit Hilfe polarisierter Strahlung, *Elektronik*, V.6, Nr.5, 543.

46. Laser Computer, Electronics, V.36, Nr.40, 5 (1963).
47. Laser may accelerate computer, Electronics, V.36, Nr.40, 39 (1963).
48. W. Smith, Computer application of laser, Appl.Optics, V.5, Nr.10, 1533 (1966).
49. T.J. Nelson, Digital Light Deflection, The Bell Syst.Techn. J. V.43, Nr.3, 321-345 (1964).
50. W. Kulcke, T.J. Harris, K. Kosanke, E. Max, A Fast Digital-Indexed Light Deflector, JNM J.Res.and Develop., V.8, Nr.1, 64-67 (1964).
51. V. Vlad, R. Zăciu, J. Maurer, N. Miron, D. Sporea, Prelucrarea optică a informației, Ed.Academiei R.S.R. București, 1976.
52. S. Crișan, Elemente logice optice realizate pe baza modulatorilor cu cristale feroelectrice comandate la rezonanță piezoelectrică, Buletinul I.P.T. Lucrările Sesiunii de comunicări științifice din 13-15 mai 1977. Secția VIII.
53. J.L. Torgesen, A.T. Horton, C.P. Saylov, Equipment for Single Crystal Growth from Aqueous Solution, J.Res.Natl.Bur. of Stand. V.67 C, Nr.1, 25-32 (1963).
54. I.V. Gavrilova, L.I. Kuznetsova, Osobnosti rosta monokristallov digidrofosfata kalia, Rost Kristallov, V.4, 85-88 (1964).
55. I.V. Baiborodin, S.A. Garazha, Elektroopticheskie effekty v kristallah, Izd.Mashinostroenie, Moscova, 1967.
56. R.A. Laudise, F.L. Parker, The Growth of Single Crystals, (trad.in l.rusă Mir, Moscova, 1974).
57. I.I. Shirotin, M.P. Sasholskaya, Osnovy kristalofiziki, Izd. Nauka, Moscova, 1975.
58. G. Nemeș, Introducere în optica neliniară, Ed.Academiei R.S.R. București, 1972.
59. J. Kerr, Phil.Mag.Ser.V.4, Nr.50, 337 (1879).
60. R.H. Blumenthal, Design of Microwave Frequency Light Modulator, Proc.I.E.E., V.50, 452 (1962).
61. I.P. Kamimov, V.K. Nigrod, Wideband Microwave Light Modulator, Proc.I.E.E., V.51, 137 (1963).
62. I.I. Kamimov, L.H. Turner, Electrooptics Light Modulators, Proc.I.E.E., V.54, 1374-1390 (1965).

63. V.N. Cernyshev, A.G. Seremetov, M. Kobzov, *Lazery v sistenah sviazi*, Izd.Sviaz, Moscova, 1966.
64. E.P. Tawil, *Brevet d'invention, Nr.1042750/1951*, Franța.
65. R. Cramariuc, *Contribuții teoretice și experimentale în domeniul măsurării tensiunilor continue înalte*, Teza de doctorat I.P.Iași, 1964.
66. S.Y. Uttinger, A.C. Venezia, *High Voltage Pulse Measuring System Based on Kerr Effect*, *Rev.Sci.Instr.*, V.34, Nr.3, 221-224.(1963).
67. Sussunann Nanba, *High Voltage Measurement by ADP Crystal Plate*, *Rev.of Sc.Inst.* V.27, Nr.1, 336 (1956).
68. E. Pop, *Metoda și aparat pentru măsurarea tensiunilor foarte înalte*, *Certificat de inventator U.S.* . Nr.52437/29.01.1970.
69. E. Pop, *Voltmetru cifric pentru tensiuni continue foarte înalte pe baza efectului Pockels*, *Bul.st.și tehn.I.P.Sirișoara*. Tom 12(26), Fasc.1, 185-195 (1967).
70. E. Pop, *Voltmetre cifrice pentru tensiuni alternative foarte înalte pe baza efectului Pockels*, *Bul.st.și tehn.I.P.Ti-mișoara*, Tom. 13(27), Fasc.1 171-179 (1968).
71. H.R. Luxenberg, *Display Systems Engineering*, Mc Graw-Hill Book, New York-London, 1963.
72. A.V. Kondratkov, *Elektroopticeskie i radiogeodoziceskie izmereniya*, Izd.Nedra, Moscova, 1972.