

PRIRODNOMATEMATIČKI FAKULTET

NOVI SAD

D I P L O M S K I R A D

**UZDUŽNI LINEARNI ELEKTROOPTIČKI
EFEKT NA KRISTALU ADP**

mentor

Dr Slobodan Carić

SEKULIĆ STEVAN

Sekulić Stevan

Novi Sad, juli 1974.

UVOD

I

Svakim danom, sve prisutnija, potreba da se reši problem prenosa ogromnih količina informacija, koju nameće savremena organizacija društva i tehnološki nivo razvijene privrede, dovela je do neslućenog razvoja telekomunikacija. Međutim, postojeća i uhodana tehnologija u telekomunikacijama, pokazala se nedovoljnom. Zbog malog propustnog opsega noseće frekvence, nije bilo moguće dovoljno uvećati broj prenosnih kanala, toliko potrebnih za sisteme prenosa složenih informacija. Ni prelaz na KT i UKT sistem veze neće moći da do kraja zadovolji narasle potrebe. Poznato je, takođe, da je klasičan način prenosa informacija neekonomičan u pogledu iskorišćenja uložene energije, naročito u svemirskim komunikacijama, zbog relativno male direktivnosti antenskih uredjaja.

Nakon otkrića izvora koherentnog i monohromatskog zračenja u infracrvenoj i vidljivoj oblasti spektra - lasera - mogućnosti za naglo proširenje sposobnosti telekomunikacionog sistema su se neslućeno povećale.

Potreba za korišćenjem lasera u telekomunikacionim sistemima, kao i prednosti koje snažni laseri imaju kada se koriste u tehnološke svrhe, nužno su dovele do bržeg razvoja jedne nove naučne discipline fizike - kvantne elektronike. Razvojem kvantne elektronike su se u poslednje vreme proširile i mogućnosti upotrebe lasera u naučno istraživačkom radu, ne samo kao predmeta istraživanja, nego i kao instrumenta za dalji rad. Da bismo iskoristili sve mogućnosti koje pruža korišćenje lasera bilo je potrebno stvoriti sredstva sa dovoljno širokim pojasom frekvencija na kojima rade i sa dovoljno efikasnom modulacijom, skretanjem (skaniranje), komutacijom ili drugim mogućnostima dejstva



na svetlosni snop. Ta potreba je za posledicu imala ispitivanje osobina čitavog niza optičkih materijala, koji poseduju optička svojstva, koja se mogu menjati pod dejstvom električnih, magnetnih ili mehaničkih polja i tako na određeni način delovati na optičko zračenje.

Iskustvo stečeno u konstruisanju uredjaja za upravljanje snopom lasera je pokazalo, da se najbolji rezultati dobijaju korišćenjem elektrooptičkih kristala.

Elektrooptički kristali su oni kristali u kojima je moguće ostvariti indukovano dvojno prelamanje izazvano električnim poljem - tzv. elektrooptički efekt [1]. Elektrooptički kristali se takođe koriste kao osnovni elementi u modulaciji "dobrote" lasera na tvrdim telima. Bez njih se ne može zamisliti ostvarivanje gigantskih svetlosnih impulsa i impulsa nanosekundnih trajanja. Mnoge mirnodopske i vojne primene modulisanih laserskih zračenja opisane su u [2].

II

Elektrooptički efekt (EOE), injegove primene u raznim oblastima fizike i tehnike zahtevaju odredjeno eksperimentalno iskustvo i ne malo vremena da bi bili ispitivani. Zato se, kao nužnost, od početka rada ovog diplomskog rada, nametala potreba sužavanja polja ispitivanja na ovu meru koja je odgovarajuća takvom nivou rada. Prvobitan zadatak se sastojao u tome, da se izvrši ispitivanje elektrooptičkih osobina, jednog fabrički načinjenog, elektrooptičkog modulatora i da se nakon toga načini, koristeći EOE, uređaj koji bi se ponašao kao optička blenda za laserski snop. Prednost blende načinjene uz korišćenje EOE-a, u odnosu na mehaničke blende, je u nješoj izuzetno maloj iner-tnosti i odsustvu pokretnih mehaničkih delova te, zbog toga, mogućim vrlo velikim frekvencijama na kojima radi. Tako načinjena blenda bila bi koristan uredjaj kod ispitivanja ponašanja poluprovodničkih i drugih materijala na svetlo-

snu pobudu visoke frekvence.

Već početna eksperimentalna ispitivanja i merenja osobina elektrooptičkog modulatora (EOM-1 proizvođača "Iskra" - Kranj) su ukazala da je osnovana sumnja u tačnost naloga deklaracije date uz EOM-1 (videti dodatak 1.). Kasnija ispitivanja su pokazala da kristal , korišćen u EOM-u, ne odgovara priloženoj deklaraciji (videti detaljno obrazloženje u 5.4. ovog rada).

Takva situacija je za posledicu imala isključenje mogućnosti korišćenja, gotovo svih, izvora napona za merenje dinamičkih karakteristika kristala, koji su nam stajali na raspolaganju. Izvršen je uspešan pokušaj ostvarivanja modulacije sanaizmeničnim sinusnim signalom napona od 50 Hz, uz pomoć transformatorskog sistema i naponima od oko 1200 V. Sa povećanjem frekvence, zbog velikih gubitaka u jezgrima transformatora usled efekata prouzrokovanih histerezisom limova, već na relativno malim frekvencama (oko 2 KHz), uređaj postaje krajnje neefikasan.

Zbog malog praktičkog značaja rada na ovom opsegu frekvencija, dalja merenja nisu vršena a nisu obuhvaćena ovim radom.

U skladu sa gore izloženim, bilo je nužno izvršiti izvesnu preorientaciju u izboru osnovnog zadatka rada. Za zadatak ovog rada bilo je određeno demonstriranje EOE i ispitivanje svih preostalih osobina EOM-a koje je bilo moguće meriti, tj. statičke karakteristike (elektrooptički koeficijent r_{63} i polutalasni napon U_{γ_2}) kao i detaljniji prilaz teoriji i mehanizmu EOE-a.

Da bismo izbegli nepotrebnu opširnost, u radu su korišćeni, kod razmatranja osobina simetrije uticaja simetrije na EOE, kao i svih kristalografskih tumačenja, rezultati i ona razmatranja koja su bila neophodna. Tako je, naprimjer, kao predstavnik simetrije i uticaja simetrije na EOE, bio razmatran samo konkretan oblik simetrije, koji poseduje kristal ADP (amonijum-dihidro-fosfat $\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$), od koga je načinjen EOM. (Videti poglavlje o uticaju simetrije na oblik r_{ijk} tenzora.)

Iz istih, gore navedenih razloga, nije bilo reči o

osobinama korišćenog lasera jer je on korišćen samo kao pogodan izvor svetlosnog snopa.

Sva merenja i ispitivanja su vršena tako da se kristal sa kojim je radjeno sačuva od oštećenja ili uništaja.

Potrebno je napomenuti da je rad na ovom diplomskom zadatku bio veoma koristan zbog iskustava koja su stečena u toku eksperimentalnog rada kao i u velikoj mogućnosti za sticanjem eksperimentalnog iskustva i rutine.

III

Na kraju ovog uvoda želeo bih da izrazim svoju zahvalnost mentoru rada, profesoru Dr Slobodanu Cariću, na razumevanju i pomoći kao i svima koji su mi pomogli kako u nabavci literature, tako i korisnim savetima u toku ovog rada.

1 ISTORIJAT ELEKTROOPTIČKOG EFEKTA

Ispitujući uticaj jednostranog mehaničkog sabijanja ili istezanja stakla ili želatina na interferencionu sliku u polarisanoj svetlosti, 1815. godine, BREWSTER, D. je prvi zapazio indukovano dvojno prelamanje. Pokazao je da staklo i želatin, koji su optički izotropni, pri jednostranom sabijanju, postaju jednoosno negativni kristali (u daljem tekstu korišćeni pojmovi biće egzaktno definisani), a pri istezanju optički pozitivni, pri čemu, optička osa ima pravac deformacije. Kasnije je pokazao da se i optički jednoosni kristali optički menjaju pod uticajem mehaničkog naponu tako da (na primer kvarc, turmalin itd.) postaju optički dvoosni kristali, ako mehanički napon deluje normalno na optičku osu.

Efekt koji je otkrio BREWSTER nazivamo elastooptičkim, piezooptičkim efektom ili fotoelastičnošću.

Prvu kvantitativnu i fenomenološku teoriju elastooptičkog efekta predložio je 1841 godine NEUMAN, F. Osnova teorije je pretpostavka (koja se pokazala opravdanom i saglasnom sa eksperimentalnim rezultatima) da se brzina svetlosti u smeru glavnih osa kristala menja proporcionalno deformaciji duž triju glavnih osa.

Elektrooptički efekt je otkriven znatno docnije, iako je od čitavog niza autora pretpostavljeno njegovo postojanje, nakon otkrivanja elastooptičkog efekta, i iako su vršeni mnogi eksperimenti da se efekt ustanovi. Osnovni uzrok nastalih poteškoća kod ispitivanja elektrooptičkog efekta bio je nedostatak izvora sa dovoljno visokim naponom električnog polja. Godine 1875 pošlo je za rukom KERR, J. da kvalitativno pokaže postojanje elektrooptičkog efekta (EOE). Detaljniji opis uredjaja dat je u [3]. KERR je ustanovio da

staklo, koje ima amorfnu strukturu, se ponaša kao optički negativan jednoosan kristal, ako na njega delujemo električnim poljem. Optičke osobine postaju potpuno analogne osovinama koje nastaju pod uticajem mehaničkog pritiska duž linija sila električnog polja. Drugi važan rezultat, do koga je došao KERR, je da indukovano dvojno prelamanje ne menjaju znak pri promeni znaka električnog polja, tj. efekt je kvadratan u odnosu na polje. KERR je ispitivao i pojavu EOE-a u tečnostima gde je, takodje, zapazio kvadratnu zavisnost efekta od polja. Danas se često EOE, u kome je indukovano dvojno prelamanje zavisno od kvadrata napona električnog polja, naziva efektom KERR-a.

Linearni elektrooptički efekt su istovremeno i nezavisno otkrili RÖNTGEN, W.C. i KUNDT, A. Opis njihove aparature dat je [3]. Oni su, ispitujući elektrooptička svojstva trigonalnog (klasa 32) kristala kvarca, ustanovili linearnu zavisnost veličine indukovanih dvojnih prelamanja od napona primjenjenog električnog polja. Važno je napomenuti da ni KUNDT ni RÖNTGEN nisu svom otkriću pridavali veći značaj pošto su smatrali da je nastalo indukovano dvojno prelamanje povezano sa elastooptičkim efektom koji je prouzrokovana piezoelektričnom deformacijom kvarca pod uticajem električnog polja.

Tek je POCKELS, F., 90-tih godina XIX veka, na osnovu izvanredno pažljivo obavljenih kvantitativnih merenja, pokazao postojanje primarnog (tj. prouzrokovanih dejstva samo električnog polja) linearne EOE-a. Do pozitivnih rezultata došao je vršeći merenja indukovanih dvojnih prelamanja u nekoliko raznih kristala kako pri uspostavljenom statičnom polju tako i pod uticajem odgovarajućih mehaničkih napona. Na osnovu izvršenih merenja, POCKELS je dao i svoju strogu fenomenološku teoriju elektrooptičkog i elastooptičkog efekta.

Po njemu se često linearni EOE naziva POCKELS-ov efekt.

2 KRISTAL KAO ANIZOTROPNA SREDINA

2.1. UVODNE NAPOMENE

U ovom poglavlju se uvodi pojam anizotropne sredine. Biće reči o osnovnoj jednačini (elektrodinamička jednačina stanja sredine), koja se kasnije koristi u svim razmatranjima. Zatim se daju definicije karakteristične površine tenzora drugog reda i optičke indikatrise. Na osnovu osobina optičke indikatrise u odeljku 2.4. se vrši podela kristala na dvoosne, jednoosne i izotropne i daje se pregledan tablični prikaz.

2.2. ELEKTRODINAMIČKA JEDNAČINA STANJA SISTEMA

Kristal je, po definiciji, anizotropna sredina. U anizotropnim sredinama fizičke osobine sredine zavise od pravca. Zbog toga od pravca zavise i veličine koje karakterišu optičke i električne osobine kristala.

Dok za izotropne, dielektrične, neferomagnetske sredine je elektrodinamička ^{jednačina} stanja sistema imala jednostavan oblik

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} \quad (2.1.)$$

gde je $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$ dielektrična propustljivost sredine; \vec{E} jačina električnog polja a \vec{D} jačina električne indukcije; za anizotropne, sredine, ako predpostavimo, u najopštijem slučaju, da su komponente vektora električne indukcije linearne funkcije komponenata vektora električnog polja, dobijamo sledeću relaciju

$$D_i = D_{0i} + \epsilon_{ik} E_k, \quad (2.2.)$$

gde je \vec{D}_0 konstantan vektor; ϵ_{ik} čine tenzor drugog reda,

tzv. tenzor dielektrične propustljivosti (dielektrični tenzor).

Postojanje člana \vec{D}_0 u (2.2.) fizički znači postojanje spontane polarizacije i u odsustvu spoljašnjeg električnog polja, tj. imamo pojavu piroelektričnosti (videti dodatak 2 i referencu [4]).

Na osnovu principa NEVMANN-a koji glasi: "Elementi simetrije bilo kog fizičkog svojstva kristala moraju sadržati elemente simetrije tačkaste grupe simetrije kristala" [1]; koji daje vezu izmedju geometrijskih i fizičkih osobina kristala i čini ih ekvivalentnim za korišćenje u radovima; sva svojstva kristala moraju ostati nepromenjena pri svakoj transformaciji simetrije. Tada je jasno da piroelektričan može biti samo onaj kristal u kome postoji orijentacija koja ostaje ne-promenjena pri svim transformacijama simetrije (smatrujući da se ne menja ni smer). U tom slučaju, tu istu mora imati i konstantan vektor \vec{D}_0 . Pošto u našem slučaju ispitujemo osobine kristala ADP, koji poseduje $\bar{4}2m$ kristalografsku klasu simetrije, koja ne zadovoljava uslove za piroelektričnost (pogledati neka objašnjenja u dodatku 2), jednačina (2.2.) dobija prosti oblik

$$D_i = \epsilon_{ik} E_k. \quad (2.3.)$$

(Na ovom mestu je potrebno napomenuti da je u radu korišćen za obeležavanje kristalografskih klasa simetrije način obeležavanja dat u internacionalnim tablicama a da uporednu tablicu sa drugim oznakama dajemo na kraju rada u dodatku 3.).

Može se pokazati [4.], koristeći se termodinamičkim zakonitostima, da je tenzor ϵ_{ik} simetričan, tj. da važi sledeća relacija

$$\epsilon_{ik} = \epsilon_{ki} \quad (2.4.)$$

2.3. OPTIČKA INDIKATRISA

Posmatramo li sledeću jednačinu:

$$a_{ij}x_i x_j = 1 \quad (2.5)$$

koristeći osobinu simetričnosti tenzora (2.4.), posle sredjivanja relacije (2.5.) dobijamo, napisano explicitno, sledeću relaciju:

$$a_{11}x_1^2 + a_{22}x_2^2 + a_{33}x_3^2 + 2a_{23}x_2 x_3 + 2a_{31}x_3 x_1 + 2a_{12}x_1 x_2 = 1 \quad (2.6)$$

Već na prvi pogled je uočljivo da relacija (2.6.) predstavlja opštu jednačinu površine drugog reda sa centrom u koordinatnom početku. Ako izvršimo prelaz na nov koordinantni sistem ox'_i pomoću transformacija

$$x_i = b_{ki} x'_k \quad i \quad x_j = b_{lj} x'_l \quad (2.7.)$$

dobijamo sledeću jednačinu

$$a_{ij} b_{ki} b_{lj} x'_k x'_l = 1$$

ili

$$a'_{kl} x'_k x'_l = 1 \quad (2.8.)$$

gde je

$$a'_{kl} = b_{ki} b_{lj} a_{ij} \quad (2.9.)$$

Relacija (2.9.) je poznata relacija transformacije koja odgovara definiciji tenzora drugog reda.

Gore izloženim razmatranjem pokazali smo da se koeficijenti a_{ij} površine drugog reda transformišu na isti način kao i komponente tenzora drugog reda. Ova tvrdnja će nam, u daljem razmatranju u mnogome olakšati tumačenje osobina kristala.

Za površinu drugog reda je karakteristično da poseduje takozvane glavne ose. Glavne ose su one tri ose koje dovode do kvadratne forme tj. do uprošćavanja jednačine (2.6.)

u

$$a_{11}x_1^2 + a_{22}x_2^2 + a_{33}x_3^2 = 1 \quad (2.10.)$$

Tenzor drugog reda takođe dobija prostiju formu ako predemo na glavne ose: tj. umesto matrice sa svim koeficijentima dobijamo dijagonalnu matricu.

$$\begin{Bmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} \end{Bmatrix} = \{a_{ij}\}$$

$$\begin{Bmatrix} a_{11} & 0 & 0 \\ 0 & a_{22} & 0 \\ 0 & 0 & a_{33} \end{Bmatrix} \quad (2.11.)$$

(Napomena: očigledno je da koeficijenti matrice u opštem i u dijagonalnom slučaju nisu jednaki ali su zbog očiglednosti i uproščavanja označavanja korišćene iste oznake indeksa.)

Ukoliko dielektričan tenzor predstavimo na način analognog gore izloženom dobijamo sledeći izraz:

$$\begin{Bmatrix} \epsilon_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{22} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{33} \end{Bmatrix}$$

gde su $\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3$ takozvane glavne komponente dielektričnog tenzora.

U literaturi se mnogo češće susreće površina na nešto drugačiji način definisana nego karakteristična površina drugog reda tenzora data u relaciji (2.6.).

Posmatramo dielektrični tenzor dat u glavnom koordinatnom sistemu

$$\begin{Bmatrix} \epsilon_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{22} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{33} \end{Bmatrix}$$

tada je jednačina definisana na sledeći način

$$\frac{x_1^2}{\epsilon_{11}} + \frac{x_2^2}{\epsilon_{22}} + \frac{x_3^2}{\epsilon_{33}} = 1 \quad (2.12.)$$

i predstavlja površinu elipsoida sa poluosama $\sqrt{\epsilon_{ii}}$ i naziva se optička indikatriza.

Na osnovu relacije koja pokazuje dielektričnu propustljivost i njenu vezu sa indeksom prelamanja

$$\epsilon_{ii} = n_i^2 \quad (2.13.)$$

dobijamo sledeću jednačinu za optičku indikatrizu

$$\frac{x_1^2}{n_1^2} + \frac{x_2^2}{n_2^2} + \frac{x_3^2}{n_3^2} = 1 ; \quad (2.14.)$$

gde su n_1, n_2 i n_3 vrednosti poluosa optičke indikatrize.

Uporedjivanjem jednačina (2.12.) i (2.14.) postaje očigledna prednost izabranog načina definisanja površine drugog reda kao optičke indikatrize, jer je, sada, radijus vektor optičke indikatrize jednak indeksu prelamanja za onaj zrak čije se oscilacije električnog vektora vrše u pravcu radijusa vektora.

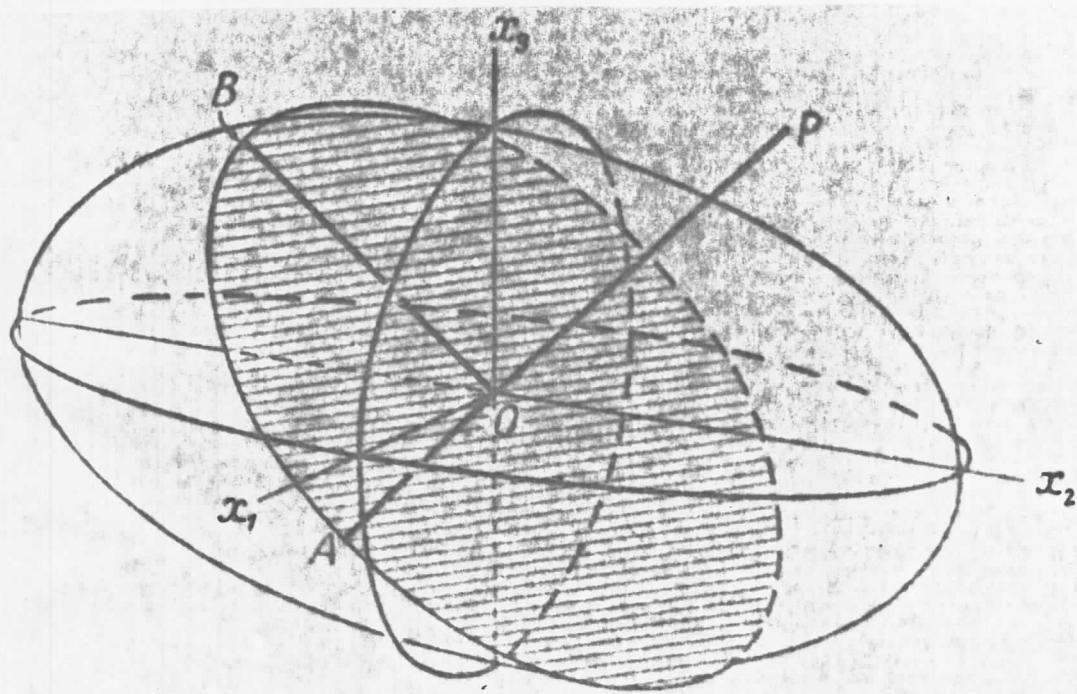
Važno je napomenuti da veličina n_i nema tenzorski karakter, što je očigledno na osnovu relacije (2.13.).

Koristeći se osobinama optičke indikatrize, date u relaciji (2.14.) doći ćemo do nekoliko važnih zaključaka za dalje razmatranje.

Indikatrica data u formi (2.14.) može biti samo elipsoid ili neki njegov specijalan slučaj, kao na primer, rotacioni elipsoid ili lopta.

Posmatrajmo crtež (2.1.) na kome je prikazan elipsoid optičke indikatrize. Na osnovu crteža i sledećeg tu-maćenja utvrdićemo važno svojstvo indikatrize.

Ako provedemo iz koordinantnog početka pravac OP u proizvoljnom pravcu i konstruišemo centralni presek indikatrize, normalan na OP, dobijamo elipsu. U tom slučaju indeksi prelamanja za dva talasa čiji su frontovi normalni na OP jednaki su dužinama poluosa te elipse: OA i OB. Vektor indukcije \vec{D} , u ravanski polarisanom talasu, čiji je indeks prelamanja OA, osciluje paralelno pravoj OA. Analogno važi za OB. Odatle sledi da za dva moguća talasa sa talasnom normalom x_1 , indeksi prelamanja su jednaki n_2 i n_3 ,



2. 1

a vektor \vec{D} u tim talasima je paralelan, respektivno, x_2 i x_3 . Analogno, talasna normala x_2 odgovara talasima za koje su indeksi prelamanja jednaki n_3 i n_1 , a vektor \vec{D} paralelan x_3 i x_1 .

Takvo rezonovanje možemo sprovesti i za talasnu normalu x_3 . U tom slučaju n_1 , n_2 i n_3 se nazivaju glavnim indeksima prelamanja. [1].

Ovaj rezultat, da svakom pravcu prostiranja faze odgovaraju dve fazne brzine v_i i v_j , što je jedna od bitnih osobina prostiranja svetlosti u kristalima, možemo dobiti i posmatrajući FRESNEL-ovu jednačinu

$$\frac{\alpha^2}{v^2 - c_i^2} + \frac{\beta^2}{v^2 - c_i^2} + \frac{\gamma^2}{v^2 - c_i^2} = 0$$

gde je $c_i = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_i \mu_i}}$ ($i = 1, 2, 3$), glavna brzina svetlosti koja određuje faznu brzinu v koja odgovara datom pravcu prostiranja faze (α, β, γ) [5]. Uočavamo da FRESNEL-ova jednačina je kvadratna po v , što implicira postojanje dva rešenja, što i odgovara stvarnom stanju.

Na osnovu razmatranja izvršenog u [5] dolazi se do dokaza da su vektori \vec{D}_1 i \vec{D}_2 , koji odgovaraju indeksima

prelamanja n_1 i n_2 za pravac x_3 , medjusobno normalni. To znači da su ravni monohromatski talasi u kristalima uvek linearno polarisani u medjusobno normalnim pravcima.

2.4. DVOOSNI, JEDNOOSNI I IZOTROPNI KRISTALI

Ako posmatramo poluose optičke indikatrise i njihove medjusobne odnose uočavamo tri moguća slučaja.

1. Sve tri poluose, odnosno glavna indeksa prelamanja su medjusobno različita. U ovakvom slučaju optička indikatrica je troosni elipsoid. Ona ima dva kružna preseka što znači da poseduje dva određena pravca talasnih normala za koje odsustvuje dvojno prelamanje, tj. postoje dve glavne optičke ose i takvi kristali se nazivaju dvoosni.

Dvoosni su pristali sledećih kristalografskih sistema: ortorombički, monoklinični i triklinični.

2. Indikatrica je rotacioni elipsoid. U ovom slučaju dva indeksa prelamanja su medjusobno jednaka iako za rotacionu osu uzmemosu x_3 , jednačina indikatrise ima sledeći oblik

$$\frac{x_1^2}{n_o^2} + \frac{x_2^2}{n_o^2} + \frac{x_3^2}{n_e^2} = 1 \quad (2.15.)$$

$$n_1 = n_2 = n_o ; \quad n_3 = n_e$$

Centralni presek normalan na glavnu osu x_3 , i samo on, je kružnica radijusa n_o . Znači, duž ose x_3 odsustvuje dvojno prelamanje te se zato ona naziva glavna osa a kristali koji imaju indikatrisu u obliku rotacionog elipsoida nazivaju se jednoosni.

Iz gornjeg izlaganja, vidimo da se kod jednoosnih kristala u svakom pravcu prostiru dva talasa sem duž glavne optičke ose. Jedan od njih se naziva redovni (fazna brzina mu ne zavisi od pravca prostiranja u kristalu) a drugi neredovni (fazna brzina mu zavisi od pravca prostiranja te se zbog toga ne pokorava zakonima prelamanja) [5].

Kod jednoosnih kristala razlikujemo dva moguća slučaja i to:

a/ ako je $(n_e - n_o) > 0$, kristale nazivamo optički pozitivnim jednoosnim kristalima.

b/ ako je $(n_e - n_o) < 0$, kristale nazivamo optički negativnim jednoosnim kristalima.

Optički jednoosni kristali su svi kristali koji spadaju u sledeće kristalografske sisteme: heksagonalno, tetragonalni i trigonalni.

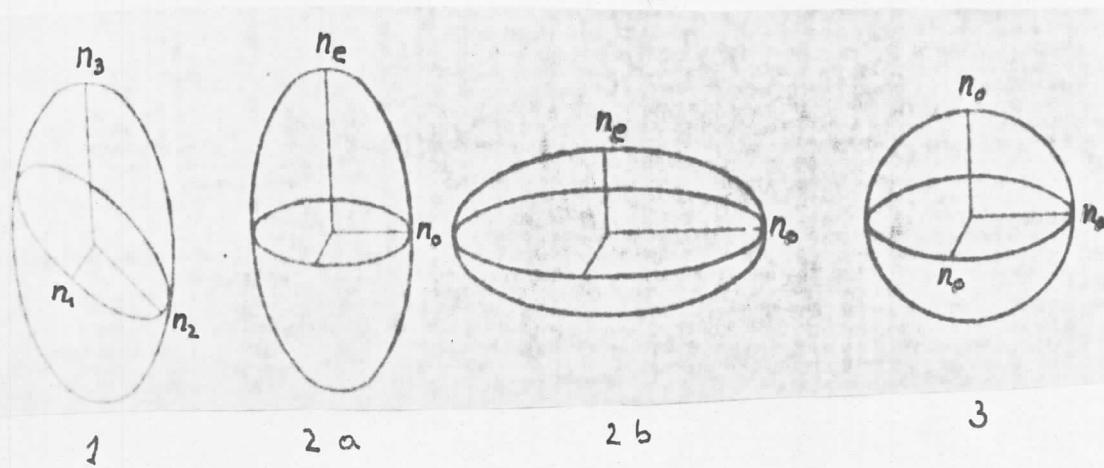
3. Optička indikatriza je sfera, čiji je poluprečnik jednak n_o . U tom slučaju jednačina optičke indikatrise ima sledeći oblik

$$\frac{x_1^2}{n_o^2} + \frac{x_2^2}{n_o^2} + \frac{x_3^2}{n_o^2} = 1 ; \quad n_o = n_1, n_2, n_3 \quad (2.16.)$$

U ovom slučaju kristali se ponašaju kao izotropne sredine.

Optički izotropni kristali su svi kristali koji spadaju u kubički kristalografski sistem.

Svi opisani slučajevi prikazani su na crtežu (2.2.) i navedeni pregledno u tablici 1.



2. 2.

3 DVOJNO PRELAMANJE INDUKOVANO ELEKTRIČNIM POLJEM

3.1. UVODNE NAPOMENE

Ovo poglavlje ima za cilj da od definisanog linearog elektrooptičkog efekta datog u najopštijoj formi u (3.1.), dođemo do konkretnog oblika jednačine, koju možemo koristiti kod obrade eksperimentalnih podataka, datu u (3.16.). Cilj postižemo, tako što koristimo moguća uprošćavanja, uslovljena fizičkim razlozima i konkretnom simetrijom, koju poseduje kristal ADP sa kojim radimo.

Radi veće preglednosti, a i zbog potrebe da budu jasno uočljive različite etape procesa rada, ovo poglavlje je podeljeno u pet delova i to:

- 3.1. UVODNE NAPOMENE**
- 3.2. DEFINICIJA INDUKOVANOG DVOJNOG PRELAMANJA**
- 3.3. PREDSTAVLJANJE Tenzora r_{ijk} U OBLIKU MATRICE**
- 3.4. UTICAJ SIMETRIJE NA FORMU r_{ijk}**
- 3.5. JEDNAČINA OPTIČKE INDIKATRISE KRISTALA ADP KADA NA NJEGA DELUJE POLJE \vec{E}**
- 3.6. PRIRÓDA ELEKTROOPTIČKOG EFEKTA U ADP-u**

3.2. DEFINICIJA INDUKOVANOG DVOJNOG PRELAMANJA

Dvojno prelamanje kristala izazvano nekim spoljnim poljem naziva se indukovano dvojno prelamanje. Kako je u uvodu napomenuto, indukovano dvojno prelamanje može biti izazvano, po prirodi, različitim poljima. Promena indeksa prelamanja dokoji dolazi kod indukovanih dvojnih prelamanja, izazvanog električnim poljem, naziva se elektrooptičkim efektom.



Jednačina optičke indikatrise, koja pokazuje oblik elipsoida u glavnom koordinantnom sistemu, data je u (2.10.).

$$a_{11}x_1^2 + a_{22}x_2^2 + a_{33}x_3^2 = 1; \quad \frac{1}{n_{ij}} = a_{ij}$$

U opštem slučaju, za bilo koje druge ose, neće imati taj oblik, već se izražava sledećom relacijom (relacijom (2.6.); [6], [3]).

$$a_{11}x_1^2 + a_{22}x_2^2 + a_{33}x_3^2 + 2a_{23}x_2x_3 + 2a_{31}x_3x_1 + 2a_{12}x_1x_2 = 1. \quad (3.1.)$$

Posmatrajmo sada kristal na koji ne deluje deformacija, koju izaziva električno polje. Tada jednačina (3.1.) ima sledeći oblik

$$a_{11}^0x_1^2 + a_{22}^0x_2^2 + a_{33}^0x_3^2 + 2a_{23}^0x_2x_3 + 2a_{31}^0x_3x_1 + 2a_{12}^0x_1x_2 = 1, \quad (3.2.)$$

gde gornji indeks (⁰) označava da ne postoji deformacija.

U slučaju kada delujemo električnim poljem, jednačina (3.1.) dobija sledeći oblik

$$a_{11}^1x_1^2 + a_{22}^1x_2^2 + a_{33}^1x_3^2 + 2a_{23}^1x_2x_3 + 2a_{31}^1x_3x_1 + 2a_{12}^1x_1x_2 = 1, \quad (3.3.)$$

gde indeks (¹) označava da deluje deformacija.

Promena koeficijenta optičke indikatrise do koje je došlo usled dejstva električnim poljem definiše se na sledeći način:

$$\Delta a_{ij} = a_{ij}^1 - a_{ij}^0 = r_{ijl}E_l + r_{ij2}E_2 + r_{ij3}E_3 = r_{ijk}E_k$$

tj.

$$\Delta a_{ij} = r_{ijk}E_k; \quad (i, j, k = 1, 2, 3) \quad (3.4.)$$

gde faktori proporcionalnosti r_{ijk} predstavljaju elektrooptičke koeficijente (koeficijente elektrooptičkog efekta) a E_k komponente dejstvujućeg električnog polja.

Zavisnost datu u (3.4.) predpostavio je POCKELS, a efekt nazivamo linearnim elektrooptičkim efektom (u daljem tekstu elektrooptički efekt - EOE) ili POCKELS-ovim efektom.

3.3. PREDSTAVLJANJE TENZORA r_{ijk} U OBLIKU MATRICE

Kako je promena polarizacionih komponenti tenzor drugog reda, a napon električnog polja je polaran vektor, biće koeficijenti proporcionalnosti - elektrooptički koeficijenti r_{ijk} - tenzor trećeg reda.

U opštem slučaju, tenzor trećeg reda ima tri na treći ($3^3 = 27$) nezavisnih komponenata. Ako u potpunosti ispišemo sve komponente tenzora r_{ijk} , oni ne obrazuju kvadratnu matricu, kao tenzori drugog reda, već matricu u formi kuba. Ako prvi indeks u r_{ijk} označava sloj, drugi red, a treći stubac, to će sva tri sloja napisana u potpunosti izgledati ovako:

$$\begin{array}{lll}
 \text{1 sloj} & \text{2 sloj} & \text{3 sloj} \\
 r_{111}r_{112}r_{113} & r_{211}r_{212}r_{213} & r_{311}r_{312}r_{313} \\
 (r_{121})r_{122}r_{123} & (r_{221})r_{222}r_{223} & (r_{321})r_{322}r_{323} \\
 (r_{131})r_{132}r_{133} & (r_{231})r_{232}r_{233} & (r_{331})r_{332}r_{333}
 \end{array} \quad (3.5.)$$

Zahvaljujući tome što je tenzor r_{ijk} simetričan po jk , iz broja nezavisnih komponenti, možemo isključiti komponente koje stoje u zagradi. Ostaje 18 nezavisnih komponenti.

Do sada je korišćen, uglavnom, tenzorski način obeležavanja, zato što takav način neposredno odražava fizički smisao pojave. Pri rešavanju konkretnih problema, pojavljuje se potreba olašavanja operisanja komponentama, što je najlakše ostvariti smanjivanjem broja komponenata zgodnim načinom obeležavanja. Do toga dolazimo uvodeći dvoindeksni način obeležavanja komponenata:

Posmatrajmo matricu Δa_{ij} , polarizacionih komponenti i izvršimo smenu označavanja indeksa na sledeći način:

$$\begin{Bmatrix} \Delta a_{11} & \Delta a_{12} & \Delta a_{13} \\ \Delta a_{21} & \Delta a_{22} & \Delta a_{23} \\ \Delta a_{31} & \Delta a_{32} & \Delta a_{33} \end{Bmatrix} \rightarrow \begin{Bmatrix} \Delta a_1 & \Delta a_6 & \Delta a_5 \\ \Delta a_6 & \Delta a_2 & \Delta a_4 \\ \Delta a_5 & \Delta a_4 & \Delta a_3 \end{Bmatrix} \quad (3.6.)$$

$$\Delta a_{ij} = \Delta a_{ji}$$

Vidi se da je smena vršena po sledećem pravilu:

tenzorsko obeležavanje 11; 22; 33; 23; 32; 31,13; 12,21;
matrično obeležavanje 1; 2; 3; 4 ; 5 ; 6 ;

Ako sada izraz (3.4.) napišemo u skladu sa smenom (3.6.) dobijamo sledeću relaciju u matričnom obeležavanju

$$\Delta a_{\dot{m}} = r_{mn}^E n \quad (3.7.)$$

gde je

$$m=1,2,3,4,5,6; \quad n=1,2,3.$$

Konačno elektrooptičke koeficijente možemo sada napisati, u skladu sa (3.6.) i (3.7.), u matričnom obliku,

$$\begin{Bmatrix} r_{11} & r_{12} & r_{13} \\ r_{12} & r_{22} & r_{23} \\ r_{31} & r_{32} & r_{33} \\ r_{41} & r_{42} & r_{43} \\ r_{51} & r_{52} & r_{53} \\ r_{61} & r_{62} & r_{63} \end{Bmatrix} = \{r_{mn}\} = \{r_{ij}\} \quad (3.8.)$$

Matrično obeležavanje se koristi zbog svoje kompatnosti i zbog lakšeg rasporedjivanja u ravnu tablicu.

Važno je uvek voditi računa da se r_{ij} ne transformišu kao tenzori.

3.4. UTICAJ SIMETRIJE NA FORMU r_{ijk}

Dalje pojednostavljanje matrice elektrooptičkih koefficijenata moguće je pod uslovom da nam je poznata simetrija kristala, čije karakteristike ispitujemo. Osnovna ideja je princip da se, u preobražaju osa koordinantnog sistema tenzora nekim od elemenata simetrije kristala, komponente elektrooptičkog efekta ne smeju menjati.

Metod koji će biti ovde primjenjen, za simetriju $\bar{4}2m$, koju poseduje kristal ADP, koji ispitujemo, prvi je razradio FUMI. To je metod neposredne provere.

(Analitički postupak, pomoću matričnog računa i pro-nalaženja minimalnog broja simetrijskih preobražaja za sve tačkaste grupe simetrije dat je u [7].)

Prvo će biti pokazano da kristal nesme da poseduje centar simetrije.

Dejstvo centra simetrije na ose koordinantnog sistema prikazuje se na sledeći način:

$$x_1 \rightarrow -x_1; \quad x_2 \rightarrow -x_2; \quad x_3 \rightarrow -x_3; \quad (3.9.)$$

gde strelica označava "transformiše se u...".

Relacija (3.9.) se može čitati i kao da se koordinate tačke (x_1, x_2, x_3) transformišu u $(-x_1, -x_2, -x_3)$. U [1] je pokazano da se komponente tenzora transformišu analogno odgovarajućem proizvodu koordinata. Na primer, r_{122} se transformiše analogno proizvodu $x_1 x_2^2$. Na taj način, koristeći relaciju (3.9.), dobijamo:

$$x_1 x_2^2 \rightarrow -x_1 x_2^2$$

iz čega sledi

$$r_{122} \rightarrow -r_{122}.$$

no, kako kristal poseduje centar simetrije, po predpostavci, ta transformacija ne menja komponente tenzora, tj. komponente r_{122} moraju da se transformišu u sebe.

$$r_{122} \rightarrow r_{122}$$

a to je moguće samo za $r_{122}=0$.

Analogan postupak možemo sprovesti za sve komponente tenzora i dobijamo rezultat koji smo očekivali.

$$r_{ijk} = 0 \quad (3.10.)$$

Razmotrimo uticaj ose drugog reda na vrednost komponenta tenzora r_{ijk} .

Predpostavimo da je osa drugog reda paralelna x_3 . Tada je simetrijska transformacija data na sledeći način

$$x_1 \rightarrow -x_1, \quad x_2 \rightarrow -x_2, \quad x_3 \rightarrow x_3. \quad (3.11.)$$

Sada posmatramo redom sve komponente i primenimo transformaciju (3.11.). Ako se koeficijenti pri primeni transformacije menjaju, pošto je to u suprotnosti sa osobinama simetrije, moraju biti koeficijenti jednaki nuli. Naprimer $r_{133} \rightarrow -r_{133}$, te je r_{133} jednako 0, a $r_{123} \rightarrow r_{123}$ i tada ~~je~~ r_{123} nije jednako nuli.

Odmah se uviđa zakonitost po kojoj je, u razmatranom slučaju simetrije, nuli jednak onaj koeficijent tenzora koji u indeksu ima dve trojke.

Na taj način, od koeficijenata koji su preostali u (3.5.), različiti su od nule, nakon simetrijske transformacije koju čini osa drugog reda, samo sledeće komponente

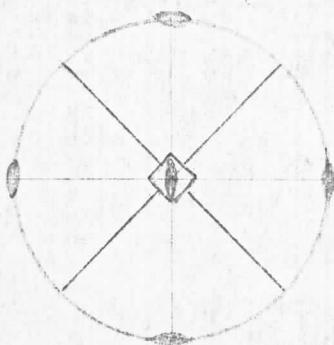
$$\begin{array}{ll} r_{113} \quad r_{213} & r_{311} \quad r_{312} \\ r_{123} \quad r_{223} & r_{322} \end{array} \quad (3.12.)$$

$$r_{333}$$

U dvoindeksnom, matričnom, načinu obeležavanja, preostali su sledeći koeficijenti

$$\left\{ \begin{array}{lll} 0 & 0 & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{23} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ r_{41} & r_{42} & 0 \\ r_{51} & r_{52} & 0 \\ 0 & 0 & r_{63} \end{array} \right\} \quad (3.13.)$$

Elementi simetrije klase $\bar{4}2m$ prikazani su na crtežu (3.1.).



3. 1.

Simetrija je potpuno odredjena osom 4 (operacija rotacije za 90° i sprovedena inverzija) koja je paralelna x_3 i koja u sebi sadrži osu drugog reda i osom drugog reda koja je paralelna x_1 .

Pošto smo pokazali koje komponente ostaju u slučaju ose drugog reda, razmatraćemo samo njih.

Osa 4 se transformiše po sledećem pravilu

$$x_1 \rightarrow -x_2; \quad x_2 \rightarrow x_1; \quad x_3 \rightarrow -x_3.$$

zbog toga je

$$\begin{aligned} r_{113} &\rightarrow -r_{223}; \quad r_{213} \rightarrow r_{123}; \quad r_{311} \rightarrow -r_{322}; \quad r_{312} \rightarrow r_{321}; \\ r_{123} &\rightarrow -r_{213}; \quad r_{223} \rightarrow -r_{113}; \quad r_{322} \rightarrow -r_{311}; \quad (3.14.) \\ &\quad r_{333} \rightarrow -r_{333}. \end{aligned}$$

Pošto kristal ima osu 4 to komponenta r_{113} mora biti transformisana u samu sebe. Sledi da je

$$r_{113} = -r_{223}.$$

Analogno, sve strelice u (3.14) možemo čitati kao znake jednakosti.

Na kraju razmotrimo osu drugog reda paralelnu x_1 . Ranije smo pokazali da kod ose drugog reda, paralelne x_3 , postaju jednaki nuli svi koeficijenti koji u indeksu imaju dve cifre 3. Na isti način kod ose drugog reda, paralelne x_1 , postaju jednaki svi koeficijenti koji u indeksu imaju dve cifre 1.

Tako na kraju ostaju samo sledeće komponente elektro-optičkih koeficijenata

$$r_{123} = r_{213}; \quad r_{312} (= r_{321})$$

Označeni po konvenciji za dvoindeksno obeležavanje, preostaju sledeći koeficijenti :

$$r_{41} \neq r_{52} \quad i \quad r_{63}.$$

Matrica elektrooptičkih koeficijenata, za kristalografsku klasu $\bar{4}2m$, ima, konačno, sledeći oblik:

$$\left\{ \begin{array}{ccc} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ r_{41} & 0 & 0 \\ 0 & r_{41} & 0 \\ 0 & 0 & r_{63} \end{array} \right\} \quad (3.15.)$$

Treba napomenuti, da je takav raspored, elektrooptičkih koeficijenata, različitih od nule, opravdan samo pri određnom položaju kristala prema koordinantnim osama, x_1, x_2, x_3 , prikazanim na crtežu (3.1.).

3.5. JEDNAČINA OPTIČKE INDIKATRISE KRISTALA ADP KADA NA NJEGA DELUJE POLJE \vec{E}

Na kraju, posle gore navedenih razmatranja i uprošćavanja, u stanju smo da damo jednačinu optičke indikatrise u slučaju dejstva proizvoljno orijentisanog vektora električnog polja \vec{E} (E_1, E_2, E_3) na elektrooptički kristal sa simetrijom $\bar{4}2m$. Ona ima sledeći oblik, napisano kao realizacija jednačine (3.1.),

$$a_{10}(x_1^2 + x_2^2) + a_{30}x_3^2 + 2r_{41}(E_1x_2x_3 + E_2x_1x_3) + 2r_{63}E_3x_1x_2 = 1 \quad (3.16.)$$

gde je $a_{10} = a_{11} = a_{22}$; $a_{30} = a_{33}$; r_{41} i r_{63} su vrednosti koeficijenata iz (3.15.).

Dobijenom jednačinom (3.16.) koristićemo se u sledećim poglavljima kod tumačenja eksperimentalnih rezultata, kao sa osnovnom jednačinom elektrooptičkog efekta.

3.6. PRIRODA ELEKTROOPTIČKOG EFEKTA U ADP-u

Potpun mehanizam pojave elektrooptičkog efekta u kristalima, a time i u kristalima ADP, još uvek je, prema konsultovanoj literaturi, nepoznat. Danas je ispitivanje promena do kojih dolazi u kristalu, usled elektrooptičkog efekta, u punom zamahu i od velikog značaja.

Problemu se prilazi na dva načina.

1. Razvijanje mikroskopske teorije elektrooptičkog efekta. Takav kvantomehanički, mikroskopski prilaz nailazi na velike poteškoće usled mnogobrojnih problema, koji iskravaju, zbog velikog broja parametara, koji moraju biti užeti u obzir. Za sada je ovaj pristup dao samo kvalitativne rezultate.

2. Klasičan kristalohemski prilaz. Iz velikog broja izomorfnih kristala, mogu se, na osnovu pravilnosti promena u strukturi i rasporedu elemenata, izvesti odgovarajuće pozitivne osobine elektrooptičkog efekta.

Dalje razmatranje prirode elektrooptičkog efekta prelazi okvire ovog diplomskog rada, te će biti navedene neke od referenci koje mogu nešto detaljnije opisati rezultate i metode ispitivanja ili uputiti na drugu literaturu. To su [3], [9], [8], [13], [14] itd.

4 NEKE FIZIČKE OSOBINE KRISTALA ADP

Amonijumdihidrofosfat ($\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$) ili, kako se u literaturi najčešće skraćeno označava, ADP, spada u kristale grupe KDP. Naziv grupe KDP potiče od najreprezentativnijeg njenog predstavnika, kristala kalijudihidrofosfata(KH_2PO_4) ili kraće KDP. U grupu KDP spada izvestan broj izomorfnih sredstava, i to sem navedenih:

RbH_2PO_4	;	(RDP)	;	rubidijudihidrofosfat
CsH_2PO_4	;	(CDP)	;	cesijumdihidrofosfat
KH_2AsO_4	;	(KDA)	;	kalijumdihidroarsenat
$\text{NH}_4\text{H}_2\text{AsO}_4$;	(ADA)	;	amonijumdikidroarsenat
RbH_2AsO_4	;	(RDA)	;	rubidijumdihidroarsenat
CsH_2PO_4	;	(CDA)	;	cesijumdihidroarsenat

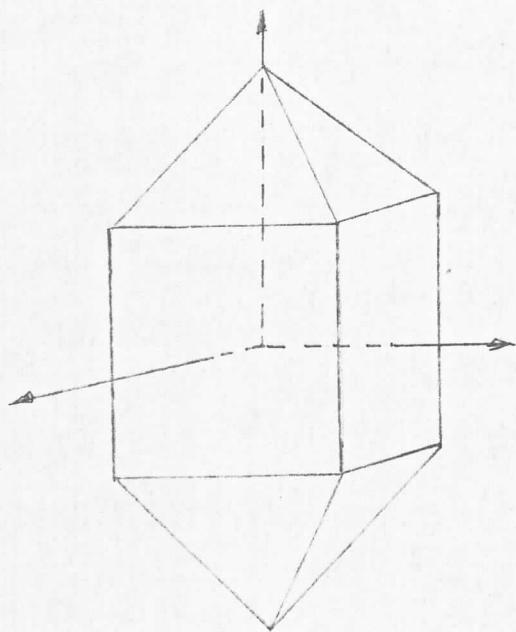
kao i sva odgovarajuća jedinjenja kod kojih je vodonik zamjenjen deuterijumom.

Kristali grupe KDP se dobijaju rastom iz vodenog rastvora, metodom snižavanja temperature, u statičkom i dinamičkom režimu. Tehnologija rasta kristala je razrađena zbog potrebe koju nameće upotreba u piezotehnici. U novije vreme [3] dobijaju se optički kvalitetni kristali sa težinom do 3 kg (ADP), pri čemu dobijeni monokristal ima demenzijske preseka normalnog na osu četvrtog reda veličine 85 mm x 85 mm.

Pošto je, za praktičnu primenu kristala ADP, od velike važnosti njihova optička homogenost (jer veoma utiče na efektivnost modulatora) razredjena je posebna tehnika ispitivanja koja je opisana u [3].

Funi oblik kristala KDP je dat na crtežu (4.1.) i

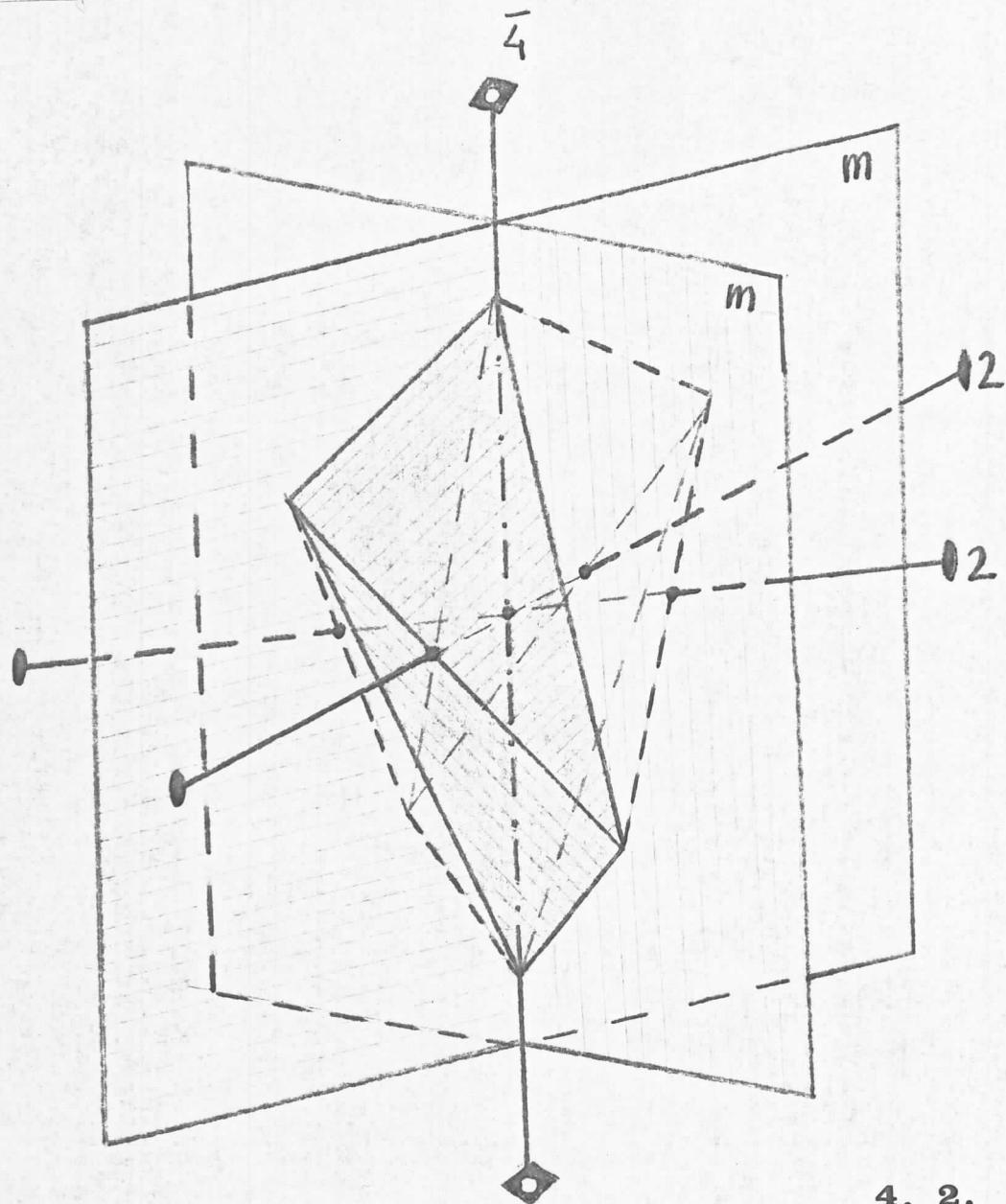
predstavlja kombinaciju tetragonalne bipiramide i prizme. Kristal je iztegnut u pravcu ose četvrtog reda, kako je prikazano na crtežu.



4.1.

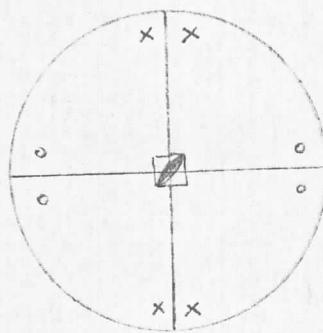
Svi kristali grupe KDP, iznad Kirijeve tačke (temperaturе), u paraelektričnoj fazi (u dodatku 2 detaljnije je objašnjeno ponašanje kristala u paraelektričnoj fazi i u senjetoelektričnoj, odnosno antisenjetoelektričnoj fazi), pripadaju tetragonalno skalenoedarskoj klasi simetrije $\bar{4}2m$. Prosta forma tetragonalno skalenoedarske klase simetrije je tetragonalni skalenoedar prikazan na crtežu (4.2.) sa ucrtanim elementima simetrije.

Prosta forma je ona figura koja sadrži samo jednake strane (pljosni) [8]. Broj takvih strana određuje red grupe simetrije. Sve strane proste figure na stereografskoj projekciji moguće je dobiti pomoću probaja normale samo jedne strane i odgovarajuće primene elementa simetrije. Na crtežu (4.3.) data je simetrija $\bar{4}2m$ (kružići označavaju probaj normalu na suprotnoj strani sfere). Opšti položaj stranice odgovara onom slučaju, kada se normala na nju ne poklapa ni sa jednom od osa i ne pripada ni jednoj od ravni simetrija.



4. 2.

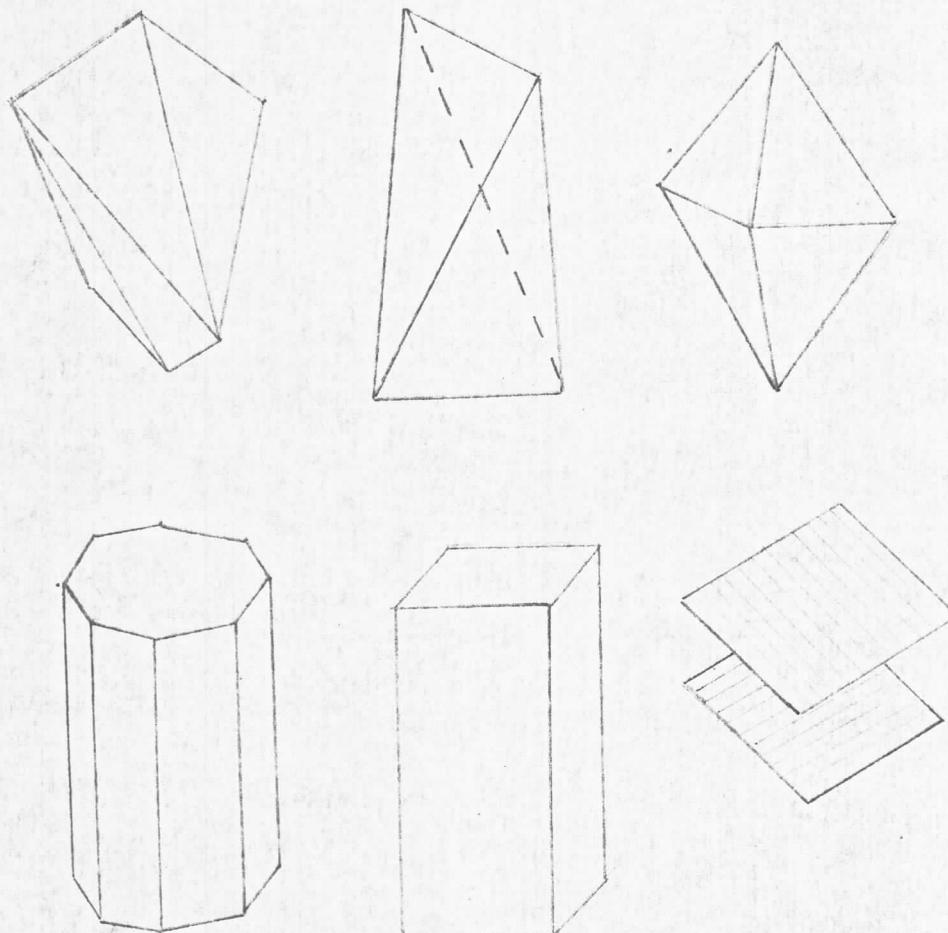
Ako $\bar{4}2m$ klasu simetrije prikažemo u obliku proste forme, na gore opisan način, dobijamo tetragonalni skale-noedar sa, za tu klasu, maksimalnim brojem stranica(osam).



4. 3.

Važno je napomenuti, da strane realnog kristala, u najvećem broju slučajeva, predstavlja ne prosta forma već kombinacija prostih formi [8].

Proste forme klase $\bar{4}2m$ date su na crtežu (4.4.)

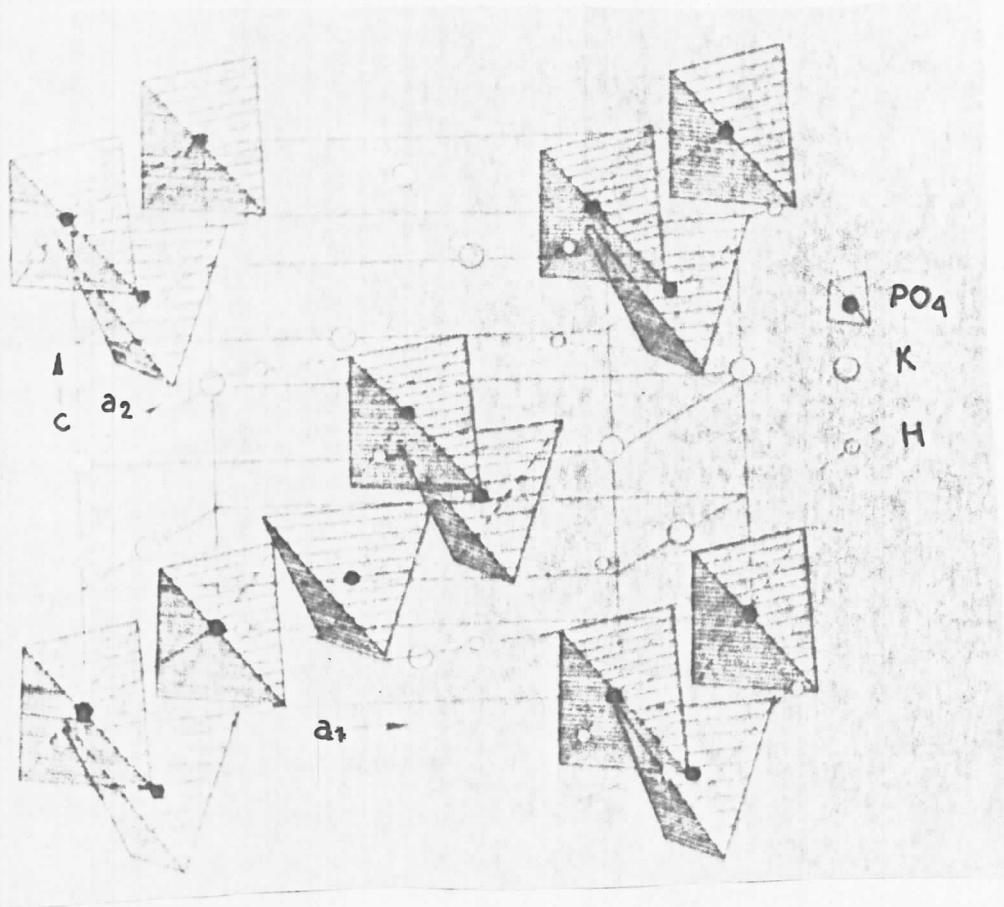


4. 4.

Kristalna struktura kristala KDP prema SLATER-u (1941) data je na crtežu (4.5.),[9], a na osnovu nje možemo steći uvid u strukturu svih izomorfnih kristala grupe KDP, te prema tome i kristala ADP.

Pošto bi detaljnija pojedinačna razmatranja nekih drugih fizičkih osobina zauzela dosta prostora, ona će biti izostavljena, a fizičke osobine od interesa za ovaj rad biće date u tabeli 2, na kraju ovog poglavlja. Kod navedene

nih osobina i numeričkih vrednosti date se reference u kojima su detaljnije razmatrane. Takođe, u slučaju da postoji



4. 5.

više raznih numeričkih vrednosti, za neku fizičku osobinu, date su reference da bi se ukazalo na izvore ili eventualne razlike u metodi merenja.

U tablici 2, je zbog velikog značaja koji ima u elektrooptici, dat uporedno, sa osobinama i izomorfan kristal KDP.

Zbog važnosti koje, u toku ispitivanja EOE-a, mogu imati podaci o ravnotežnim svojstvima i njihovim uzajamnim vezama, u tablicama 3 i 4 su date relacije koje ih povezuju na način pogodan za matrično prikazivanje. Opšti izgled ravnotežnih relacija za kristale kristalografske klase 1 dat je u tablici 3 a u tablici 4 relacije koje odgovaraju simetriji kristalografske klase $\bar{4}2m$.

Tablica je data bez detaljnijeg obrazloženja, koje se može naći u [1].

Važno je napomenuti, da su, u odnosu na obeležavanje indeksa u ovom radu, odgovarajući indeksi izmenili mesta (indeksi kolone i reda).

5 EKSPERIMENTALAN RAD

5.1. UVODNE NAPOMENE

Cilj eksperimentalnog rada je da se demonstrira postojanje indukovanih dvojnog prelamanja na fabrički načinjenom elektrooptičkom modulatoru EOM-1 (videti dodatak 1) i da se eksperimentalnim putem dobiju vrednosti za dve karakteristične veličine statičkih osobina kristala ADP, od kojih je načinjen EOM-1. To su polutalasni napon U_{λ_2} i elektrooptički koeficijent r_{63} . Dobijene vrednosti biće upoređene sa vrednostima koje su dobili drugi autori.

Poglavlje je podeljeno u četiri osnovna dela i to:

- 5.1. UVODNE NAPOMENE
- 5.2. USLOVI I IZBOR EKSPERIMENTALNE METODE
- 5.3. EKSPERIMENTALAN RAD SA POLARIZACIONIM MIKROSKOPOM
- 5.4. EKSPERIMENTALAN RAD SA LASERSKIM SNOPOM SVE-TLOSTI

5.2. USLOVI I IZBOR EKSPERIMENTALNE METODE

5.2.1. Definicije uslova i potrebnih veličina

Na osnovu jednačine (3.16.) možemo izvršiti sledeću diskusiju:

$$a_{10}(x_1^2+x_2^2)+a_{30}x_3^2+2r_{41}(E_1x_2x_3+E_2x_1x_3)+2r_{63}E_3x_1x_3=1 \quad (3.16.)$$

Izaberimo da električno polje bude kolinearno sa osom $x_3 (=z)$ tada je

$$E_{x_1} = E_{x_2} = 0; \quad E_{x_3} = E \quad (5.1.)$$

tada jednačina (3.16.) dobija sledeći oblik:

$$a_{10}(x_1^2 + x_2^2) + a_{30}x_3^2 + 2r_{63}Ex_1x_2 = 1. \quad (5.2.)$$

Ako predjemo na nov glavni koordinantni sistem x'_1 , x'_2 , x'_3 (rotacija za 45° oko ox_3) dobijamo sledeći oblik jednačine indikatrise.

$$(a_{10} - r_{63}E)x'^2_1 + (a_{10} + r_{63}E)x'^2_2 + a_{30}x'^2_3 = 1 \quad (5.3.)$$

U ovom slučaju, kao presek indikatrise normalan na ox_3 , dobijamo kružnicu.

Iz (5.3.) je očigledno, da, ako kristalu saopštimo izvestan napon, on više nema kružnicu već elipsu kao presek, normalan na ox_3 . Kristal je postao dvoosan usled indukovanih dvojnog prelamanja izazvanog sa E.

(Jednačina optičke indikatrise za neke druge orientacije polja data je u tablici 5).

Indeksi prelamanja duž novih osa ox'_1 i ox'_2 , zavisće od E na sledeći način

$$\begin{aligned} n_{x'_1} &= \frac{1}{(a_{10} - r_{63}E)} n_o + \frac{1}{2} n_o^3 r_{63} E \\ n_{x'_2} &= \frac{1}{(a_{10} + r_{63}E)} n_o - \frac{1}{2} n_o^3 r_{63} E \end{aligned} \quad (5.4.)$$

U zavisnosti od smera prostiranja svetlosnog snopa u uslovima, gore, definisanog, dejstva električnog polja, razlikujemo dva slučaja:

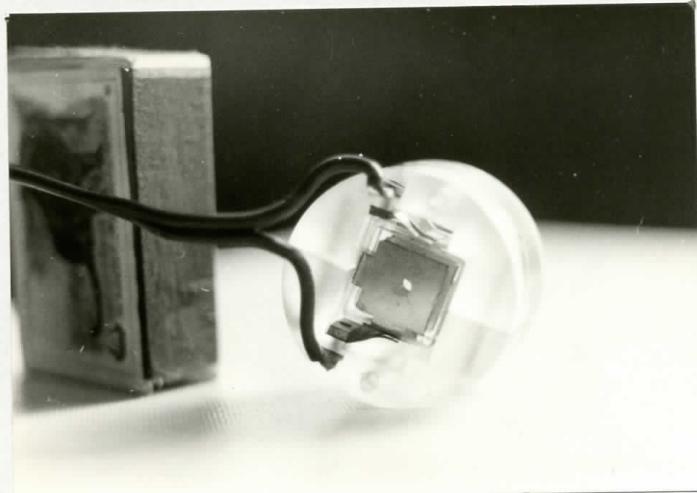
1. Svetlost se rasprostire duž ose ox_3 . Takav slučaj nazivamo produžni elektrooptički efekt.

2. Svetlost se rasprostire normalno na ox_3 (bilo duž ox_1 , bilo duž ox_2 ili nekim medjupoložaj). Takav efekt se naziva poprečni elektrooptički efekt (transferzalni).

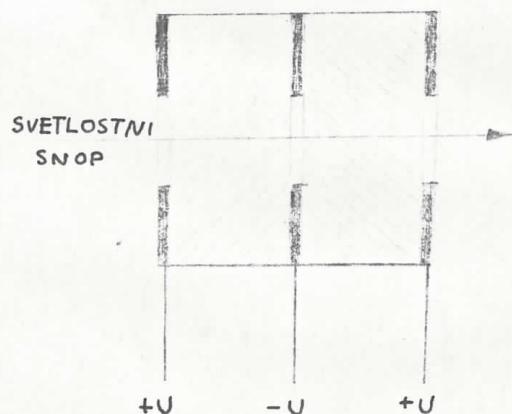
U našem slučaju reč je o produžnom elektrooptičkom efektu (longitudinalni efekt).

Na fotosu (5.1.) se vidi izgled modulatora EOM-1, u poređenju sa kutijom šibica, a na crtežu (5.1.) je prikazan

shematski njegov izgled.(O potrebi da kristal ima više pločica biće reči nešto kasnije.)



fotos 5.1.



5. 1.

Poprečni elektrooptički efekt ovde dalje neće biti razmatran sem što može da se kaže da se i on vrlo često koristi i da ima odredjene mane ali i puno dobrih osobina kao modulator. Detaljnije informacije mogu se naći u [6], [3], [10], [11] itd.

Ako se svetlost prostire duž ose ox_3 , usled indukovanih dvojnih prelamanja, doći će do razdvajanja na dva linearno polarisana snopa po ox'_1 i ox'_2 , čije će fazne brzine biti različite međusobno

$$\left. \begin{aligned} v_{x'_1} &= \frac{c}{n_o(1 + \frac{1}{2}n_o^2 r_{63} E)} \\ v_{x'_2} &= \frac{c}{n_o(1 - \frac{1}{2}n_o^2 r_{63} E)} \end{aligned} \right\} \quad (5.5.)$$

gdje je c brzina svetlosti u vakumu.

Pošto su fazne brzine različite na optičkom putu l , duž optičke ose ox_3 , doći će do fazne razlike, koja će zavisiti od priloženog polja E na sledeći način:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} (n_x - n_o)l = \pi n_o^2 r_{63} E \frac{l}{\lambda} \quad (5.6.)$$

gdje je λ talasna dužina svetlosti u vakumu.

Iz (5.6.) se ujedno vidi, da za faznu razliku nije merodavno samo polje E već $E_l = U$, napon na kristalu.

Fazna razlika među talasima sa $v_{x'_1}$ i $v_{x'_2}$ (imaju jednake amplitude) biće:

$$\Gamma = \frac{2\pi}{\lambda} (n_{x'_1} - n_{x'_2})l = \frac{2\pi}{\lambda} n_o^2 r_{63} U \quad (5.7.)$$

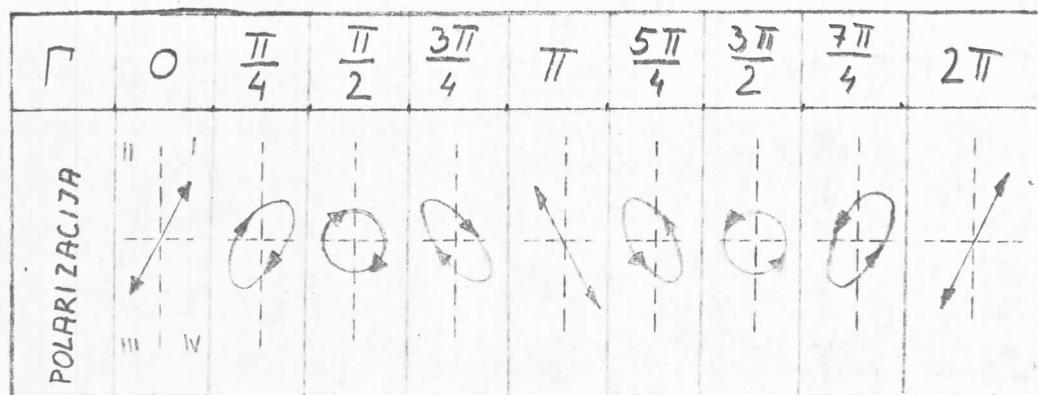
Na izlazu iz kristala svetlost koja je na ulazu bila linearno polarisana postaje eliptički polarisana.

Jednačina elipse koju opisuje vektor napona električnog polja svetlosnog zraka E_s zavisiće od Γ na sledeći način (u glavnim osama ox_1 i ox_2)

$$\frac{(E_s)_{x'_1}^2}{E_s^2 \cos^2(\frac{\Gamma}{2})} + \frac{(E_s)_{x'_2}^2}{E_s^2 \sin^2(\frac{\Gamma}{2})} = 1 \quad (5.8.)$$

Pri odsustvu U biće $\Gamma = 0$ i svetlost na izlazu iz kristala imaće istu polarizaciju kao i svetlost na ulazu. Za $\Gamma = \frac{\pi}{2}$ svetlosna izlazu je kružno polarisana, a za $\Gamma = \pi$ svetlost na ulazu i izlazu su ortogonalno polarisane (5.2.).

crtež (5.2.).



5.2.

Ako posle izlaska svetlosnog snopa iz kristala njemu na put stavimo analizator koji ukršten sa smenom polarizacije upadnog snopa, dobijamo amplitudno modulisan (naponom) svetlosni snop, koji jedino i možemo detektovati na nekom od detektorâ svetlosti.

Ovakav metod ustanavljanja elektrooptičkog efekta kao i njegovog merenja biće i u ovom radu primenjen.

Intenzitet svetlosti na izlazu iz gore opisanog sistema je jednak

$$I = I_0 \sin^2 \frac{\Gamma}{2} \quad (5.9.)$$

I je intenzitet svetlosti na izlazu iz sistema, a I_0 intenzitet svetlosti na ulazu u sistem.

Analitički postupak dobijanja jednačine (5.9.) dat je u [12], te ovdje neće biti razmatran.

Zavisnost relativnog intenziteta svetlosti od napona (relacija (5.9.)) data je na crtežu (5.3.).

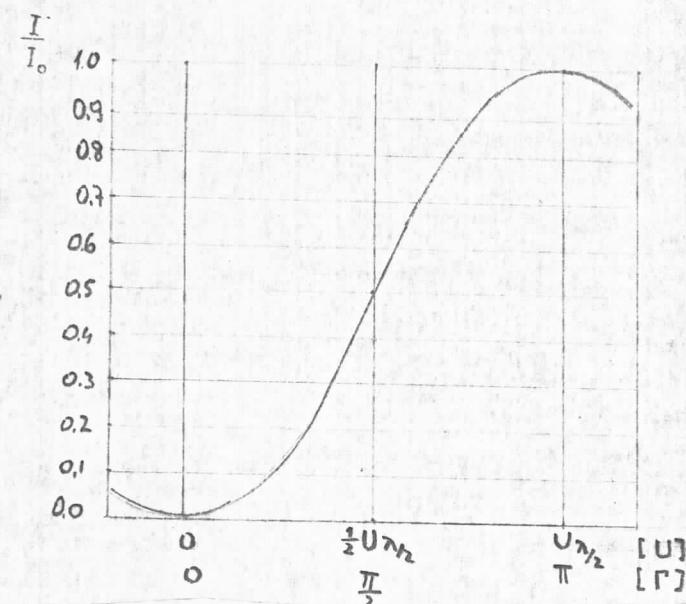
Deo ovalke krive je dobijen i našim merenjima a relacije (5.9.) i (5.7.) su bile polazne za diskusiju.

(Detaljnije o tome u rezultatima merenja kod eksperimentalnog rada sa laserskim snopom svetlosti)

Napon koji odgovara $\Gamma = \pi$, tj.

$$U_{\lambda_2} = \frac{\lambda}{2n_0^3 r_{63}} \quad (5.10.)$$

naziva se polutalasni napon i jedna je od najvažnijih osobina elektrooptičkih kristala. Iz njega je u ovom radu određen elektrooptički koeficijent r_{63} .



5.3.

Do sada je bilo reći samo o statičkim poljima i o nekim važnim konstantama koje su od interesa ili se mogu ispitivati koristeći se takvim poljima. Od najvećeg je praktičnog značaja ispitivanje osobina kristala ako na njega deluje modulišući napon promenljivog intenziteta. U daljem tekstu će biti definisane neke veličine koje karakterišu elektrooptički efekt pri promenljivim poljima. Da bismo došli do pozitivnih rezultata upbičajeno je i dovoljno da se prati ponašanje modulacionog efekta pri naponu sledećeg oblika

$$U = U_0 \sin \Omega t \quad (5.11.)$$

gde je U promenljivi napon koji deluje na kristal; U_0 amplituda promenljivog napona; Ω je frekvencija; t vreme.

Na osnovu relacije (5.7.) sledi

$$\Gamma = \Gamma_0 \sin \Omega t \quad (5.12.)$$

gde je

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

Intenzitet svetlosti na izlazu iz modulatora se odreduje izrazom

$$I = I_0 \sin^2 \left(\frac{\Gamma_0}{2} \sin \Omega t \right) = \frac{I_0}{2} \left[1 - J_0(\Gamma_0) - 2 \sum_{k=1}^{\infty} I_{2k}(\Gamma_0) \cos 2k \Omega t \right]; \quad (5.13.)$$

gde je $J_k(\Gamma_0)$ funkcija Besela k-tog reda, a ostale vrednosti imaju uobičajena, ranije definisano, značenje [6].

Na osnovu dobijene relacije, može se dokazati, da je veličina, koja se naziva dubina modulacije svetlosti, a definiše se izrazom,

$$m = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}; \quad (5.14.)$$

gde je I_{\max} maksimalna vrednost intenziteta svetlosti na izlazu iz modulatora, a I_{\min} minimalna; uvek jednaka sto procenata (100 %), pri ma kojoj vrednosti U_0 . Razume se, merna vrednost za m , usled drugih efekata, do kojih dolazi za vreme rada sa modulatorom, a koji se u ovom izlaganju zanemaruje (o nekima će biti reči kasnije), vrednost za m je uvek manja od 100 %.

Vrlo često se, kao karakteristika modulatora, uzima druga veličina - efektivnost - koja je definisana na sledeći način:

$$\eta = \frac{I_{\sim}}{I_0} \quad (5.15.)$$

gde je I_{\sim} promenljiva komponenta intenziteta svetlosti na izlazu iz modulatora a I_0 intenzitet svetlosti na ulazu u sistem - kristal. Na osnovu (5.9.) dobijamo (prema [6]):

$$\eta = \sin^2 \frac{\Gamma_0}{2} \quad (5.16.)$$

Da bi se uvećala vrednost η , tj. amplitudu promenljivog dela svetlosnog snopa, u kristalu je potrebno uspostać

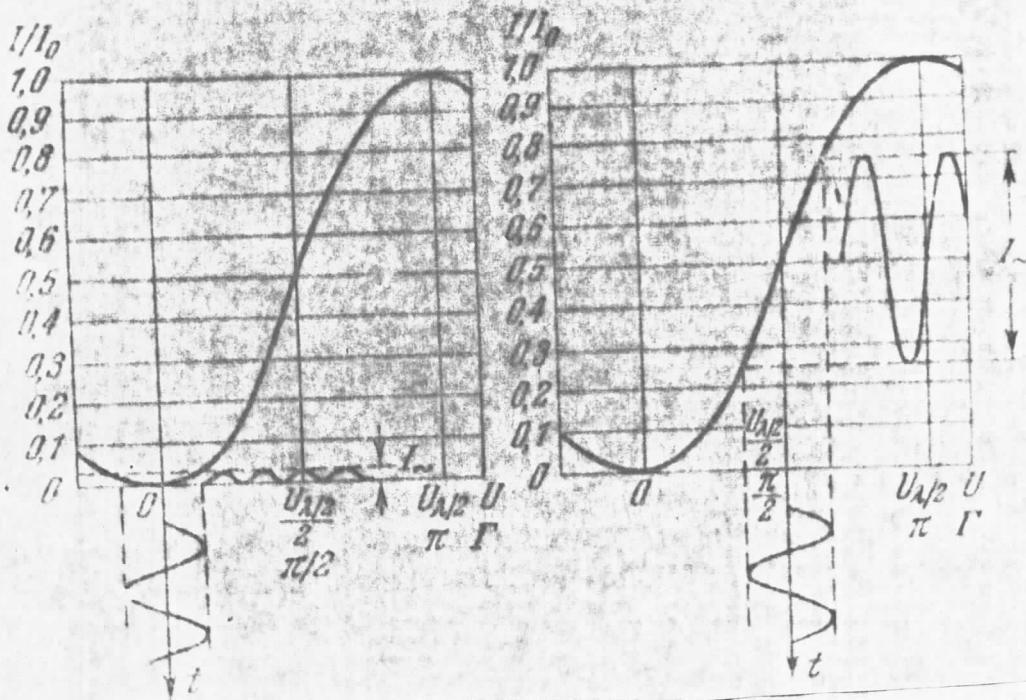
viti i konstantno polje napona

$$U_c = \frac{1}{2} U \gamma_2 \quad (5.17.)$$

gde je $U \gamma_2$ polutalasan napon definisan u (5.10.), a U_c je konstantan napon koji je potrebno saopštiti kristalu. Tada je efektivnost jednaka

$$\eta = \sin \Gamma_o = \sin \left(\frac{2\pi n_0 r_{63} U_o}{\lambda} \right) \quad (5.18.)$$

Isti rezultat dobijamo i ako, umesto konstantnog napona, u optički sistem ubacimo četvrt talasnu pločicu. Najbolje je suština izloženog vidljiva na crtežu (5.4.).



5.4.

Konstantan napon ima ulogu da pomjeri radnu tačku modulatora. U gore opisanom slučaju kažemo da modulator radi na linearnom delu karakteristike. Tada je intenzitet svetlosti na izlazu iz modulatora dat izrazom:

$$I = I_o \sin(\Gamma_o \sin \Omega t) = \frac{I_o}{2} + I_o \sum_{k=0}^{\infty} J_{2k+1}(\Gamma_o) \sin((2k+1)\Omega t) \quad (5.19.)$$

a dubina modulacije je

$$m = \sin \Gamma_o \quad \text{tj.} \quad m = \eta \quad (5.20.)$$

5.3. EKSPERIMENTALAN RAD SA POLARIZACIONIM MIKROSKOPOM

5.3.1. Ideja eksperimenta.

Ideja eksperimenta je u sledećem:

Na polarizacionom mikroskopu ostvariti uslove za stvaranje konoskopske slike na uzorku kristala ADP-a, koji nam služi kao modulator. Bez napona, saopštenog kristalu, treba dobiti sluku koja je tipična za jednoosan kristal sečen normalno na glavnu optičku osu (detaljnije o konoskopijski može se naći u [12]). Zatim na kristal dovodimo napon (pozitivan i negativan) i posmatramo promene koje se dešavaju na konoskopskoj slici.

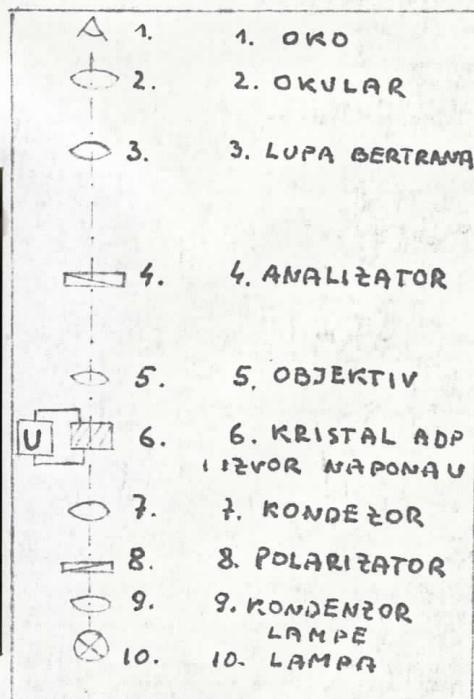
Očekuje se pojava dvoosnosti kristala. Na osnovu mernja rastojanja među osama (optičkih) načinu dijagram zavisnosti rastojanja među njima od primjenjenog napona.

5.3.2. Opis aparature.

Na fotosu (5.2.) dat je opšti izgled korišćene aparature, a na crtežu (5.5.) data je blok šema uredjaja.



f o t o s
5.2.



5.5.

Osnovni uredjaj eksperimenta je polarizacioni mikroskop MIN-8.

Da bi se dobila konoskopska slika mikroskop je podešen na sledeći način:

1. analizator i polarizator na mikroskopu su ukršteni,
2. da bi se dobio u kristalu ukršten snop svetlosti, potreban za konoskopsku sliku, korišćen je, između polarizatora i analizatora, kondenzor A 0,85 iz pribora za sto Fedorova (pošto je uzorak kristala bio, u odnosu na uobičajene uzorke za mikroskop, veoma debeo), predviđen za mikroskop MIN-8,
3. objektiv je bio iz pribora mikroskopa 3,8 0,11,
4. sočivo (lupa) Bertrana uključen,
5. filteri nisu korišćeni,
6. kao izvor svetlosti korišćena je bela svetlost lampe iz pribora uz mikroskop.

Justiranje i rukovanje mikroskopom je bilo uobičajeno za rad na polarizacionom mikroskopu i za to je korišćeno uputstvo koje se nalazi uz upotrebljeni mikroskop.

Uzorak (kristal ADP modulatora EOM-1) je stavljen na sto mikroskopa u svom kućištu i sa odstranjenim sopstvenim polarizatorom i četvrt talasnog pločicom, a pričvršćen je, da bi se u toku manipulacije izbeglo njegovo pomeranje, lepljivom trakom. Posle prvih posmatranja, ustanovljeno je da poseban uredjaj za centriranje kristala nije potreban, pošto je kristal precizno sečen normalno na optičku osu oz ($=\text{ox}_3$).

Napon, korišćen za modulaciju, dobijen je iz jednosmernog izvora napona proizvođača LEYBOLD, a meren je paralelno vezanim volt-metrom, proizvođača GOSSEN.

Tačnost očitavanja na volt-metru je ± 50 V.

Da bi bili snimljeni efekti dobijeni na mikroskopu korišćen je foto aparat tipa "Praktica L" sa objektivom "Tessar f2,8-50 mm" i sa medjuprstenovima. Dobijena je slika na negativu u razmeri približno 1:1.

Ekspozicija je bila 1/8 s pri punom otvoru blende. Snimamo je na "ORWO NP-20" filmu a proces obrade je bio uobičajen za tu vrstu osetljivosti filma (razvijač "mikrofen").

Dobijeni snimci su zadovoljavajućeg kvaliteta. Nečistoća, koja je postojala, na lupi Bertrana nije uklanjana da bi se, na osnovu nje, mogla odrediti orijentacija dobijene slike (služila je kao reper).

5.3.3. Rezultati merenja

Dobijeni su rezultati koji su očekivani. Fotografi je konoskopske slike kristala ADP, modulatora EOM-1, dati su na tabelama 6 i 7; Intervali napona koji je korišćen iznosili su po 500V. Na kristal je prvo dovođen napon jedne polarizacije, pa zatim druge (negativan i pozitivan), da bi se uočila linearost elektrooptičkog efekta. Vrlo lepo je uočljiva postupna promena kojom kristal od jednoosnog postaje dvoosan sa porastom napona. Na dijagramu na t. 7. je predstavljena zavisnost odnosa rastojanja medju ishodištima osa, prema maksimalnom odstojanju postignutom u eksperimentu, od primjenjenog napona.

Ne-linearost uočena na gore opisanom dijagramu posledica je premašenja linearног dela krive oko radne tačke (videti crtež (5.4.)).

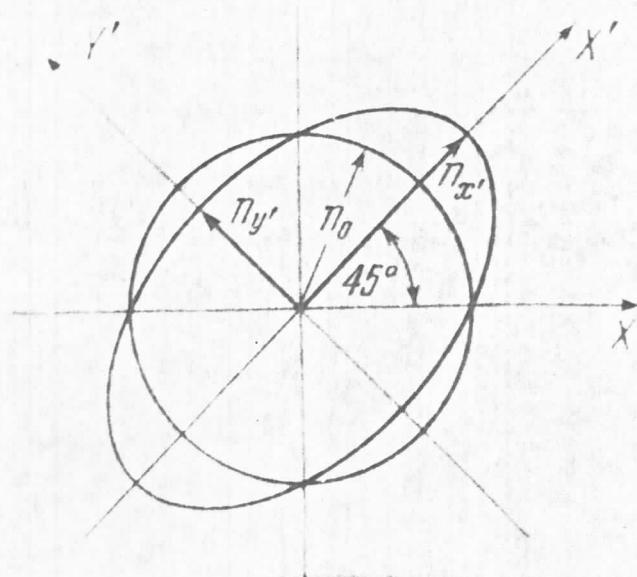
Razdvajanje osa duž pravca koji je pod uglom od 45° u odnosu na prvobitno ukrštene crne trake na krstu konoskopske slike jednoosnog kristala dolazi iz sledećih razloga. Na osnovu relacija (5.2.) i (5.3.)

$$a_{10}(x_1^2+x_2^2)+a_{30}x_3^2+2r_{63}Ex_1x_2=1$$

i

$$(a_{10}-r_{63}E)x_1^2+(a_{10}+r_{63}E)x_2^2+a_{30}x_3^2=1$$

vidimo, da će presek optičke indikatrise, normalan na ox_3' , predstavljati kružnicu tj. biće kristal jednoosan, a odgovarajuća konoskopska slika imaće taman krst [12], ako je primjenjeni napon jednak nuli, tj. $U = 0$. Za bilo koji drugi napon presek je elipsa, tj. kristal je dvoosan, koja je u odnosu na koordinantni sistem ($x_1 x_2 x_3$) zakrenut za 45° . Iz relacija je, takođe, očigledno, da ugao ne zavisi od primjenjenog napona ali od napona zavisi ekscentritet elipse (odgovara rastojanju medju ishodištima osa na konoskopskoj slici), crtež (5.6), i znak ugla u zavisnosti od znaka polja. Znak ugla, tj. njegova promena, se na fotografijama konoskopske



5.6.

slike, dobijene u eksperimentu, manifestuje kao promena smjera razdvajanja osa za 90° u odnosu na promenu ostvarenu suprotnom polarizacijom napona saopštenog kristalu.

Dobijeni rezultati u eksperimentalnom radu u potpunom su skladu sa teorijskim razmatranjima vršenim u ovom radu.

5.4. EKSPERIMENTALAN RAD SA LASERSKIM SNOPOM SVETLOSTI

5.4.1. Ideja eksperimenta

Ideja eksperimenta se sastojala u sledećem. Na osnovu relacije (5.9.), koja daje zavisnost intenziteta svetlosnog snopa od fazne razlike prouzrokovane naponom (odnosno, indukovanim dvojnim prelamanjem) i relacije (5.7.), koja daje vezu izmedju fazne razlike i primjenjenog napona, bilo je moguće uspostaviti direktnu funkcionalnu zavisnost izmedju dveju veličina koje možemo meriti (primjenjenog napona U i intenziteta svetlosti I).

Pošto je funkcionalna zavisnost poznata i ima sledeći oblik

$$\frac{I}{I_0} = \sin^2 \frac{\pi}{\lambda} n_o^3 r_{63} U \quad (5.21.)$$

moguće je, na osnovu dva dobijena susedna ekstremuma funkcije i odsečka apcise (napona U) izmedju njih, a na osnovu relacije (5.10.), odrediti polutalasni napon U_{γ_2} i iz njega izračunati elektrooptički koeficijent r_{63} , pošto su sve ostale vrednosti poznate.

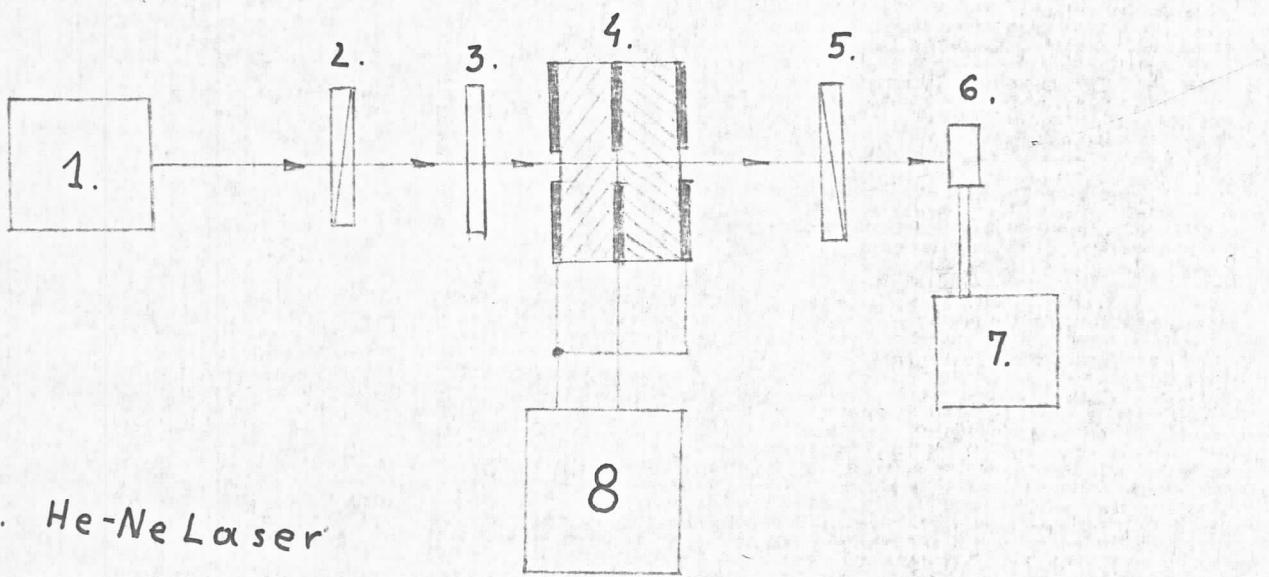
5.4.2. Opis aparature

Blok shema uredjaja, koji je korišćen kod marenja, data je na crtežu (5.7.).

Korišćen je laser tip "He-Ne LASER 500", proizvođača "SPINDLER & HOYER - GÖTTINGEN BRD".

Laser ima sledeće karakteristike od interesa za rad na modulatoru:

1. Laser zrači kontinuirano svetlost,
2. Talasna dužina izračene svetlosti je 632,8 nm,
3. Izračena svetlosna energija iznosi 1 mW/s,
4. Postavljen je na optičku klupu.



1. He-Ne Laser
2. Polarizator
3. Pločica $\frac{\lambda}{4}$
4. KRISTAL ADP
5. Analizator
6. Fotoelement
7. Galvanometar
8. Izvor modulisucég napona.

5. 7.

Justiranje i rukovanje laserom vršeno je uz pomoć priloženog uputstva za rad sa laserom.

Kristal je, sa svojim kućištem, bio postavljen na sto Fedorova i postavljen u postolje pogodno za pričvršćivanje na optičku klupu. Sto Fedorova je korišćen da bi se što tačnije orijentisao kristal u potreban položaj, i time izbegao uticaj sopstvenog dvojnog prelamanja do koga dolazi kada je kristal pod nekim uglom u odnosu na optičku osu. Ukoliko bi postojalo sopstveno dvojno prelamanje iz gore navedenih razloga došlo bi do pomeranja radne tačke modulatora.

Kao analizator je korišćen analizator iz pribora koji postoji uz laser, ili sopstveni analizator modulatora EOM-1.

Kao detektor svetlosti je korišćen silicijumski fotoelement tip "BPY-11" proizvođača "SIEMENS". Karakteristike fotoelementa "BPY-11" date su u tablici 8 [18].

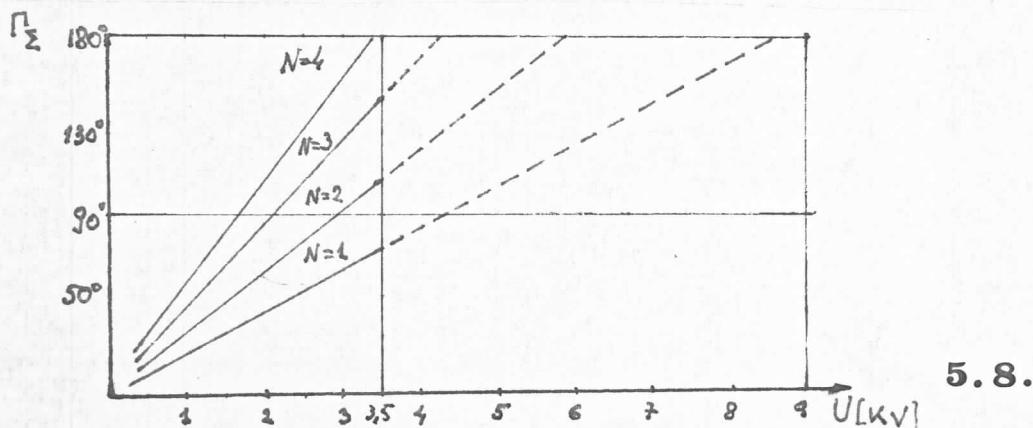
Struja fotoelementa merena je na galvanometru.

5.4.3. Rezultati merenja

Dijagrami (1-6) na ~~T9-12~~ dobijeni merenjem. Uočava se da u intervalu napona, koji je korišćen, nije bilo moguće obuhvatiti dva susedna ekstremuma funkcije (5.21.), tj. dobiti dijagram koji odgovara crtežu (54.).

Na osnovu dobijenih dijagrama došlo se do zaključka da kristal ne može imati četiri pločice kako je navedeno u deklaraciji već manje, jer je korišćen interval premašivao vrednosti potrebne za dobijanje ekstremuma ako u kristalu imamo četiri pločice.

Na osnovu relacije (5.6.) zaključili smo da elektro-optički efekat zavisi od napona U saopštenog kristalu a ne od jačine polja E . Ta osobina se koristi da se smanji potreban napon modulacije, na taj način što se umesto jedne kristalne pločice načine dve, tri ili više pločica i sva-koj se saopšti isti napon prema shemi sa crteža (5.1.). Na osnovu izlaganja u 5.5.3. je jasno, ako susednim pločicama kristala saopštimo napone suprotne polarizacije, moram kri-
stal okrenuti za 90° jedan u odnosu na drugi (oko ose ox_3).



5.8.

Na crtežu (5.8.) je prikazana zavisnost od U na modulatoru, od broja kristala (dobijeno u [6].)

Veći napon, od korišćenog, nismo koristili zato što u literaturi koja nam je stajana ma raspolaganju nismo našli iznos napona probaja kristala, a znajući da je kristal, sem ostalog, i hidroskopan, želeli smo da izbegnemo njegovo oštečenje.

Na osnovu dobijenih dijagrama pokušano je, da se analitički ili numerički, dobiju vrednosti napona između ekstremuma (U_{N_1}).

Zbog potrebe normiranja funkcije na najveću izmerenu vrednost intenziteta svetlosti a ne na vrednost intenziteta svetlosti na ekstremumu, nije bila poznata absolutna vrednost relativnog intenziteta svetlosti.

Iz sličnih razloga ni absolutna vrednost napona saopštenog kristalu nije bila poznata.

Apsolutne vrednosti relativnog intenziteta svetlosti i napona su one vrednosti koje bi odgovarale koordinatnom sistemu datom na crtežu (5.4.).

Na osnovu gore izloženog jednačina krive koju smo dobili merenjem imala je sledeći oblik:

$$\frac{I}{I_0} = a \sin^2(bU + c) + d$$

gde su I intenzitet u datoј tačci za koju je napon U , I_0 maksimalna merena vrednost intenziteta svetlosti a a, b, c , i d nepoznate konstante.

Da bi se odredile konstante a, b, c , i d potrebno je formirati sistem transcendentnih jednačina, gde su poznate vrednosti U i I / I_0 (očitavaju se sa dijagrama), i rešiti ga uradivši za njega odgovarajući program za računsku obradu.

Zbog složenosti postupka postavljanja programa za mašinsku obradu, on nije radjen.

Koeficijent r_{63} je izračunat tako što je izabran dijagram koji najmanje odstupa od zahtevanog oblika krive. Na njemu je izvršena grafička interpolacija ekstremuma. Iz dobijene vrednosti polutalasnog napona U_{η_2} bilo je moguće izračunati r_{63} prema relaciji (5.10.).

Dobijene su vrednosti su:

$$U_{\eta_2} = 12300 \text{ [V]}$$

$$r_{63} = 7.19 \times 10^{-10} \frac{\text{cm}}{\text{V}}$$

(UPOREDITI SA TABLICOM 2)

Konstante potrebne za izračunavanje nalaze se u tablici 2 i u odeljku 5.4.2.

Sa dijagraama izračunata (prema (5.14.)) i dubina modulacije za 700 V napona.

$$m = 0.42$$

u deklaraciji vrednost modulacije iznosi

$$m = 0.70$$

N A P O M E N A:

Ispitujući promenu indeksa prelamanja izazvanu električnim poljem (indukovano dvojno prelamanje) u poglavљу (3.2.), ni smo predpostavili sledeću vezu izmedju promene indeksa prelamanja i jačine polja na kristalu (3.4.)

$$a_{ijk} = r_{ijk} E_k \quad (i, j, k = 1, 2, 3).$$

U opštem slučaju relacija (3.4.) mora da se napiše u nešto drugačijem obliku.

Svi kristali grupe KDP su piezoelektrični i piezooptički. Iz tih razloga uporedo sa procesima koji karakterišu elektrooptički efekt odvijaju se i procesi koji karakteri-

rišu piezoelektrične i piezooptičke efekte. Relacija koja karakteriše dejstvo električnog polja će, zato, imati u ožnjem slučaju nešto drugačiji oblik.

$$a_{ij} = r_{ijk} E_k + \pi_{ijkl} \sigma_{kl} \quad (5.22.)$$

gde su a_{ij} , r_{ijk} i E_k ranije definisane veličine, a π_{ijkl} tenzor četvrtog reda koji karakteriše piezooptički efekt (odgovarajući koeficijenti nazivaju se piezooptički koeficijenti), a σ_{kl} je dejstvujući mehanički napon (komponente tenzora deformacije).

U dvoindeksnom načinu obeležavanja relacija (5.22.) ima sledeći oblik

$$a_i = r_{ik} E_k + p_{ij} U_j$$

Ukoliko je kristal mehanički slobodan deformacija nastaje usled dejstva samog električnog polja i biće

$$U_j = d_{kj} E_k$$

gde je d_{kj} piezoelektrični koeficijenti.

Relacija (5.22.) dobija sledeći oblik

$$a_i = (r_{ik} + p_{ij} d_{kj}) E_k$$

tako da je

$$r_{ik}^* = r_{ik} + p_{ij} d_{kj}$$

gde su r_{ik}^* takozvani rezultujući elektrooptički koeficijenti.

Iz izloženog se vidi, da u slučaju kada radimo sa kristalom koji je mehanički slobodan, uvek kao koeficijente dobijamo rezultujuće elektrooptičke koeficijente.

Ukoliko kristal mehanički napregnemo izbegavamo uticaj izazvan obrnutim piezoeffektom te se elektrooptički efekt u tom slučaju izazvan naziva primarni ili pravi elektrooptički efekt.

Efekt izazvan piezoelektričnim ili piezooptičkim efektima naziva se sekundarni ili lažni.

Sekundarni efekt se može izbeći (sem gore navedenim načinom dovođenjem konstantnog naprezanja) i radom na visokim frekvencama jer je deformacija kristala tada veoma mala (pri tom se pogodnim postavljanjem kristala izbegava dovođenje u rezonanciju).

Iz gore izloženog se vidi da pošto smo radili sa mehanički slobodnim kristalom u našim merenjima dobijamo vrednosti za rezultujući elektrooptički efekt.

Za koeficijent r_{63}^* dobijamo, u skladu sa našim načinom obeležavanja, sledeću relaciju

$$r_{63}^* = r_{63} + p_{66} d_{36}$$

Na kraju možemo napomenuti da su primarni i sekundarni EOE istog reda veličine.

Detaljnije se o sekundarnom elektrooptičkom efektu može naći u [1], [3], [6] itd.

Sem mogućih grešaka koje unosimo u toku eksperimenta zanemarujući sekundarni elektrooptički efekat, izvesnu, nama nepoznatu grešku, unosimo i usled nepoznavanja optičke čistoće kristala. Greška usled nedovoljne optičke čistoće može biti zнатна. Detaljnije o tome može se naći u [8].

T A B L I C E

UTICAJ KRISTALOGRAFSKE SIMETRIJE NA SVOSTVA REDA
OPISUJEMO SIMETRIČNIM TENZOROM DRUGOG REDA

OPTIČKA KLASIFIKA- CIMA	SISTEM	KARAKTERIŠUĆA OSLIK KARAKTERISTIČNE POVRŠINE SIMETRIJA , NJENA ORIJENTACIJA	BROJ NEZAVISNIH KOEFICIJENATA	TENZOR U GLAVOM KOORDINATNOM SISTEMU I JEDNACINA OPTICKE INDIKATRSE
IZOTROPIJA SREDINA	KUBNI	ČETIRI OSÉ TREĆEG REDA	1	$\begin{Bmatrix} \varepsilon_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{11} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{11} \end{Bmatrix} ; \frac{1}{\varepsilon_{11}} (x_1^2 + x_2^2 + x_3^2) = 1$
TETRAGONALNI HEKSAGONALNI	JEDNA OSA HEKSAGONALNI	ČETVRTOC REDA JEDNA OSA	ROTACIONI ELIPSOID SI A OSNOV ROTACIJE JEDNAROM OSI SIME- TRIJE $x_3 (=2)$	$\begin{Bmatrix} \varepsilon_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{11} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{33} \end{Bmatrix} ;$ $\frac{1}{\varepsilon_{11}} (x_1^2 + x_2^2) + \frac{1}{\varepsilon_{33}} x_3^2 = 1$
TRIGONALNI	JEDNA OSA TRIGONALNI	ŠESTOG REDA PARALELNOM OSI DRUGOG REDA		
KRISTALI DVOOSNI	CENTRALNI TRIGONALNI	NORMALNE OSÉ DRUGOG REDA; OSA VIŠEG REDA NEMA	PROJUVOLNA POVRŠINA DRUGOG REDA (ELIPSOID) SA JEONOM OSOM PARALELNOI OSI DRUGOG REDA (y)	$\begin{Bmatrix} \varepsilon_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{22} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{33} \end{Bmatrix} ;$ $\frac{1}{\varepsilon_{11}} x_1^2 + \frac{1}{\varepsilon_{22}} x_2^2 + \frac{1}{\varepsilon_{33}} x_3^2 = 1$
KRISTALI DVOOSNI	MONOKLINIČAN	DRUGOG REDA	PROJUVOLNA POVRŠINA DRUGOG REDA (ELIPSOID) SA JEONOM OSOM OSOM (X ₂) PARALELNOI OSI DRUGOG REDA (y)	$\begin{Bmatrix} \varepsilon_{11} & 0 & \varepsilon_{33} \\ 0 & \varepsilon_{22} & 0 \\ \varepsilon_{33} & 0 & \varepsilon_{11} \end{Bmatrix} ;$ $\frac{x_1^2}{\varepsilon_{11}} + \frac{x_2^2}{\varepsilon_{22}} + \frac{x_3^2}{\varepsilon_{33}} + 2 \frac{x_3 x_1}{\varepsilon_{33}} = 1$
KRISTALI DVOOSNI	CENTRALNI TRIGONALNI	SI METRIJE LI OSUSTVUO SIMETRIJE	PROJUVOLNA POVRŠINA DRUGOG REDA (ELIPSOID). POLOŽAJ ODOGOVARENJI KRISTALOGRAFSKIH OSA NIJE FIKSIRAN	$\begin{Bmatrix} \varepsilon_{11} & \varepsilon_{12} & \varepsilon_{31} \\ \varepsilon_{12} & \varepsilon_{22} & \varepsilon_{23} \\ \varepsilon_{31} & \varepsilon_{23} & \varepsilon_{33} \end{Bmatrix} ;$ $\frac{x_1^2}{\varepsilon_{11}} + \frac{x_2^2}{\varepsilon_{22}} + \frac{x_3^2}{\varepsilon_{33}} + 2 \frac{x_3 x_1}{\varepsilon_{33}} + 2 \frac{x_3 x_2}{\varepsilon_{23}} + 2 \frac{x_1 x_2}{\varepsilon_{12}} = 1$

TABLICA 2

NEKE FIZIČKE OSOBINE KRISTALA ADP I KDP

OSOBNOST	ADP	KDP	LITERATURA	PRIMEDBA
SPECIFIČNA TEŠINA	1,80	2,34	15.	
OBOJENOST	BEBODAN	BEBODAN	15.	
OBLAST NATUREĆE PROTRACNOSTI (80 - 45%) μm	0.3 - 1.15	0.25 - 1.25	3.	
SPEKTRALNI INTERVAL PROTRACNOSTI μm	0.2 - 1.87	0.2 - 2.1	3.	
SPOSOBNOST REFLEKSIJE	0.040	0.039	3	
KOEFIJENT GASENJA κ U OBLASTI NATUREĆE PROTRACNOSTI (cm⁻¹)	0.021-0.071	0.01 - 0.03	3	
OPTIČKE OSE IZNAK	OPTIČKI JEDNO- OSAN, NEGA- TIVAN	OPTIČKI JED- NOOSAN, NE- GATIVAN	3.	
INDEKS PRELAMANJA REDOVNOG TRAKA n₀	1.5212 C; 1.5246 D; 1.5314 F;	1.5064 C; 1.5095 D; 1.5154 F;	15.	
INDEKS PRELAMANJA NEREDOVNOG TRAKA nᵣ	1.4768 C; 1.4792 D; 1.4847 F;	1.4664 C; 1.4684 D; 1.4734 F;	15.	
n₀ - nᵣ	0.0454 D	1.4847 F	15.	
SENSETUELEKTRIČNA SVOJSTVA	ANTSENSETU- ELEKTRIK ISPOD -125°C	SENSETOELE- KTRIK ISPOD -151	8	
TACKASTA SIMETRIJA U PARAELEKTRIČNOJ Fazi	42m	42m	8	
PROSTORNA SIMETRIJA U PARAELEKTRIČNOJ Fazi	I ₄ 2d	I ₄ 2d	8	
TACKASTA SIMETRIJA U POLARISANOJ Fazi	P22	mm2	8	
PROSTORNA SIMETRIJA U POLARISANOJ Fazi	P ₂ 1 ₂ 1 ₂	Fdd	8	
TEMPERATURA FAZNOG PRELATA °C	-125	-151	8	
TIJ FAZNOG PRELATA	1	2	8	
\vec{P}_s		5		
SMER SPONTANE POLARITACIJE \vec{P}_s	[100]	[001]	8	
PARAMetri ELEMENTARNE CELIJE	a = 7,50 Å b = 7,58 Å	a = 7,434 Å c = 6,945 Å z = 4	8	

TABLICA 2 NASTAVAK

NEKE FIZIČKE OSOBINE KRISTALA AOP, KDP

OSOBNINA	ADP	KDP	LITERATURA	PRIMEDBA
KOEFICIENT $r_{63} \times 10^{-10} \frac{\text{cm}}{\text{V}}$	8.5 5.5 7.7 7.0 8.4 14.3 8.53 10.8 8.0	10.5 9.7. 9.3 9.0 10.6 — — — —	[6] [6] [3] [3] [3] [3] [3] [3] [3]	CITIRAN DRUGI AUTOR " " " " " " " " "
KOEFICIENT $r_{41} \times 10^{-10} \frac{\text{cm}}{\text{V}}$	24.5	8.8	[6]	
POLUTALASNI NAPON				
$U_{\lambda\gamma_2}$ [KV]	8.6	7.5	[6]	$\lambda = 0.547 \mu$

$$\begin{aligned}\hat{\epsilon} &= \hat{S}^T \hat{G} + \hat{d}_t^T \hat{E} + \hat{\alpha}^E \Delta T \\ \hat{D} &= \hat{D}^T \hat{G} + \hat{\alpha}_{e,T}^E \hat{E} + \hat{P}_e^E \Delta T \\ \Delta S &= \hat{\alpha}_t^E \hat{G} + \hat{P}_t^E \hat{E} + \frac{C_{e,E}}{T} \Delta T\end{aligned}$$

OPSTI IZGLED JEDNACINA RAVNOTE -
ZNIH SVOJSTAVA KRISTALA
(KRISTALOGRAFSKA KLASA 1
- MONOKLINICKI SISTEM)

$$\begin{aligned}\epsilon_1 &= S_{11}^T \delta_1 + S_{12} \delta_2 + S_{13} \delta_3 + S_{14} \delta_4 + S_{15} \delta_5 + S_{16} \delta_6 + d_{11}^T E_1 + d_{21} E_2 + d_{31} E_3 + \alpha_1^E \Delta T \\ \epsilon_2 &= S_{11} \delta_1 + S_{12} \delta_2 + S_{13} \delta_3 + S_{14} \delta_4 + S_{15} \delta_5 + S_{16} \delta_6 + d_{11} E_1 + d_{21} E_2 + d_{31} E_3 + \alpha_2^E \Delta T \\ \epsilon_3 &= S_{11} \delta_1 + S_{22} \delta_2 + S_{33} \delta_3 + S_{44} \delta_4 + S_{15} \delta_5 + S_{16} \delta_6 + d_{11} E_1 + d_{13} E_2 + d_{31} E_3 + \alpha_3^E \Delta T \\ \epsilon_4 &= S_{11} \delta_1 + S_{22} \delta_2 + S_{33} \delta_3 + S_{44} \delta_4 + S_{15} \delta_5 + S_{16} \delta_6 + d_{11} E_1 + d_{14} E_2 + d_{31} E_3 + \alpha_4^E \Delta T \\ \epsilon_5 &= S_{11} \delta_1 + S_{22} \delta_2 + S_{33} \delta_3 + S_{44} \delta_4 + S_{55} \delta_5 + S_{15} \delta_6 + d_{11} E_1 + d_{15} E_2 + d_{31} E_3 + \alpha_5^E \Delta T \\ \epsilon_6 &= S_{11} \delta_1 + S_{22} \delta_2 + S_{33} \delta_3 + S_{44} \delta_4 + S_{55} \delta_5 + S_{66} \delta_6 + d_{11} E_1 + d_{16} E_2 + d_{31} E_3 + \alpha_6^E \Delta T \\ D_1 &= d_{11}^T \delta_1 + d_{12} \delta_2 + d_{13} \delta_3 + d_{14} \delta_4 + d_{15} \delta_5 + d_{16} \delta_6 + \chi_{11}^T E_1 + \chi_{21} E_2 + \chi_{31} E_3 + \rho_1^E \Delta T \\ D_2 &= d_{11} \delta_1 + d_{22} \delta_2 + d_{23} \delta_3 + d_{24} \delta_4 + d_{25} \delta_5 + d_{26} \delta_6 + \chi_{12} E_1 + \chi_{22} E_2 + \chi_{32} E_3 + \rho_2 \Delta T \\ D_3 &= d_{31} \delta_1 + d_{32} \delta_2 + d_{33} \delta_3 + d_{34} \delta_4 + d_{35} \delta_5 + d_{36} \delta_6 + \chi_{13} E_1 + \chi_{23} E_2 + \chi_{33} E_3 + \rho_3 \Delta T \\ \Delta S &= \alpha_1^E \delta_1 + \alpha_2^E \delta_2 + \alpha_3^E \delta_3 + \alpha_4^E \delta_4 + \alpha_5^E \delta_5 + \alpha_6^E \delta_6 + P_1 E_1 + P_2 E_2 + P_3 E_3 + \frac{C_{e,E}}{T} \Delta T\end{aligned}$$

TABLICA 3

$$\begin{aligned}
\varepsilon_1 &= S_{11}^E \delta_1 + S_{12} \delta_2 + S_{13} \delta_3 + \dots + \alpha_1^E \Delta T \\
\varepsilon_2 &= S_{21} \delta_1 + S_{22} \delta_2 + S_{23} \delta_3 + \dots + \alpha_2^E \Delta T \\
\varepsilon_3 &= S_{31} \delta_1 + S_{32} \delta_2 + S_{33} \delta_3 + \dots + \alpha_3^E \Delta T \\
\varepsilon_4 &= \dots + S_{44} \delta_4 + \dots + d_{14} E_1 + \dots + \dots \\
\varepsilon_5 &= \dots + S_{45} \delta_5 + \dots + d_{15} E_2 + \dots + \dots \\
\varepsilon_6 &= \dots + S_{66} \delta_6 + \dots + d_{16} E_3 + \dots + \dots \\
D_1 &= \dots + d_{14} \delta_4 + \dots + \alpha_1^{d,T} E_1 + \dots + \dots \\
D_2 &= \dots + d_{15} \delta_5 + \dots + \alpha_2^{d,T} E_2 + \dots + \dots \\
D_3 &= \dots + d_{36} \delta_6 + \dots + \alpha_3^{d,T} E_3 + \dots + \dots \\
\Delta S &= \alpha_1^E \delta_1 + \alpha_2^E \delta_2 + \alpha_3^E \delta_3 + \dots + \frac{C^E}{T} \Delta T
\end{aligned}$$

S - ELASTIČNA POPUSTLJIVOST (6)

d - PLEZOELEKTRIČNI MODULI (2)

α - KOEFICIENCI TOPLOTNOG ŠIRENJA (2)

α_e - DIELEKTRIČNA PROPUSTLJIVOST (2)

P - PIROELEKTRIČNI KOEFICIENCI (0)

c - TOPLOTNI KAPACITET ($\frac{C}{T}; 1$)

T - ABSOLUTNA TEMPERATURA

(UZAGRADI JE BROJ NEZAVISNIH PROMENJIVIH)
UKUPNO 13 NEZAV. PROMENJIVIH

JEDNAČINE RAVNOTEŽNIH
SVOJSTAVA $\Rightarrow \tilde{s} 2m$
KRISTALOGRAFSKU KLASU

TABLICA 4

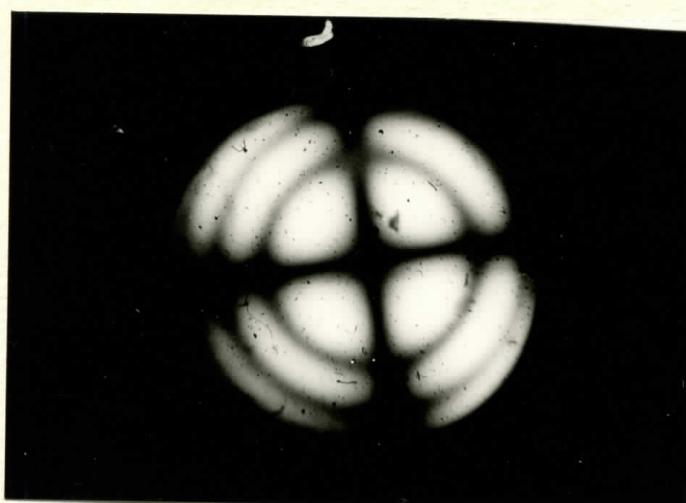
IZMENA OPTICKIH INDIKATORA I NOVI INDEKSI PRELAMANJA ZA OSNOVNE
PRAVCE U KRISTALU TETRAGONALNE SINGONIJE KLASE $\bar{4}2m$, USLOVljENA LINEARNIM
ELEKTROOPTICKIM EFEKTOM

PRAVAC POLA	VEDNAČINA OPTICKIH INDIKATORA U KRISTALOFRIZIKOM SISTEMU KOORDINATI	NOVI INDEKSI PRELAMANJA U ZADATOM PRAVCU	VEĆA ŽAKRE- TANJA OPTICKIH INDIKATORA
[100]	$\alpha_0^2 x_1^2 + \alpha_0^2 x_2^2 + C_0^2 x_3^2 + 2 r_{y_1} E_1 x_1 x_3 = 1$	$n'_1 = \frac{\sqrt{2} n_0 n_e}{\sqrt{n_0^2 + n_e^2}} \left[1 + \frac{n_0^2 n_e r_{y_1} E_1}{n_0^2 + n_e^2} \right]$	$\operatorname{tg} 2 \xi_1 = \frac{2 r_{y_1} E_1}{C_0^2 - \alpha_0^2}$
[010]	$\alpha_0^2 x_1^2 + \alpha_0^2 x_3^2 + C_0^2 x_2^2 + 2 r_{y_1} E_2 x_1 x_2 = 1$	$n'_2 = \frac{\sqrt{2} n_0 n_e}{\sqrt{n_0^2 + n_e^2}} \left[1 + \frac{n_0^2 n_e r_{y_1} E_2}{n_0^2 + n_e^2} \right]$	$\operatorname{tg} 2 \xi_2 = \frac{2 r_{y_1} E_2}{C_0^2 - \alpha_0^2}$
[001]	$\alpha_0^2 x_1^2 + \alpha_0^2 x_2^2 + C_0^2 x_3^2 + 2 r_{63} E_3 x_1 x_2 = 1$	$n'_3 = n_0 - \frac{1}{2} n_0^2 r_{63} E_3; n'_1 = n_0 - \frac{1}{2} n_0^2 r_{63} E_3; n'_2 = n_0$	$\xi_3 = \pm 45^\circ$
[100]	$(\alpha_0^2 + r_{y_1} E_1) x_1^2 + (\alpha_0^2 - r_{y_1} E_1) x_2^2 + C_0^2 x_3^2 + 4 r_{22} E_1 x_1 x_2 = 1$	$n'_1 = n_0 - \frac{n_0^3 \sqrt{r_{22}^2 + 4 r_{63}^2} E_1}{2}; n'_2 = n_0 + \frac{n_0^3 \sqrt{r_{22}^2 + 4 r_{63}^2} E_1}{2} \operatorname{tg} 2 \xi_3 = - \frac{2 r_{22}}{r_{11}}$	
[010]	$(\alpha_0^2 - r_{22} E_2) x_1^2 + (\alpha_0^2 + r_{22} E_2) x_2^2 + C_0^2 x_3^2 + 4 r_{11} E_2 x_1 x_2 = 1$	$n'_1 = n_0 + \frac{n_0^3 \sqrt{r_{22}^2 + 4 r_{63}^2} E_2}{2}; n'_2 = n_0 - \frac{n_0^3 \sqrt{r_{22}^2 + 4 r_{63}^2} E_2}{2} \operatorname{tg} 2 \xi_3 = \frac{2 r_{11}}{r_{22}}$	
[001]	NE MENJA SE		

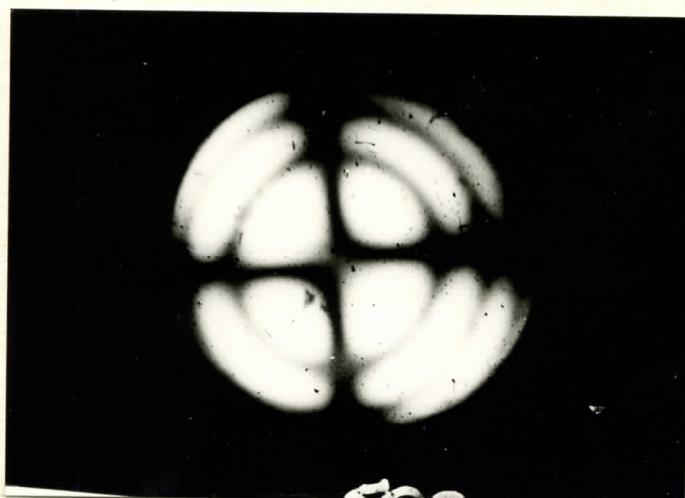
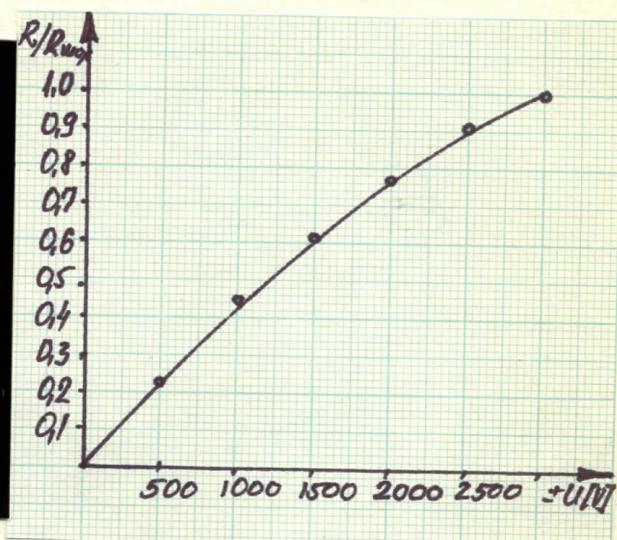
TABLICA 5

$n'_1; n'_2; n'_3$ - NOVI GLAVNI INDEKSI PRELAMANJA
 $n'_1; n'_2; n'_3$ - NOVI INDEKSI PRELAMANJA ZA SVETLOST KOJA
SE PROSTIRE DUF [011]; [101]; [110], RESPEKTIVNO
 $\alpha_0 = \frac{1}{n_1} = \frac{1}{n_2} ; C_0 = \frac{1}{n_3}$

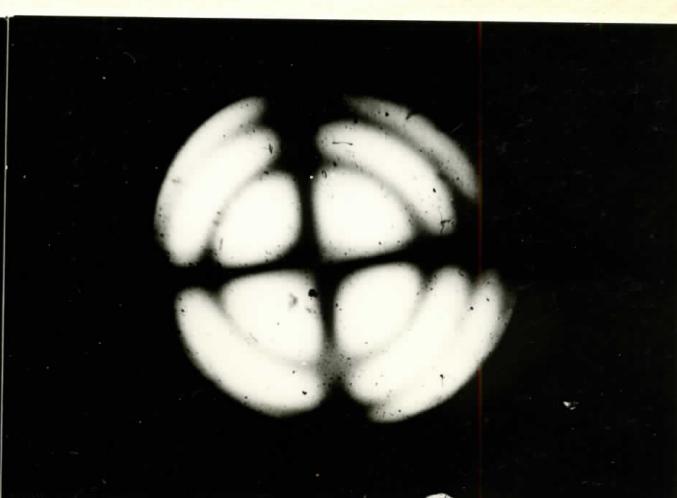
TABLICA 6



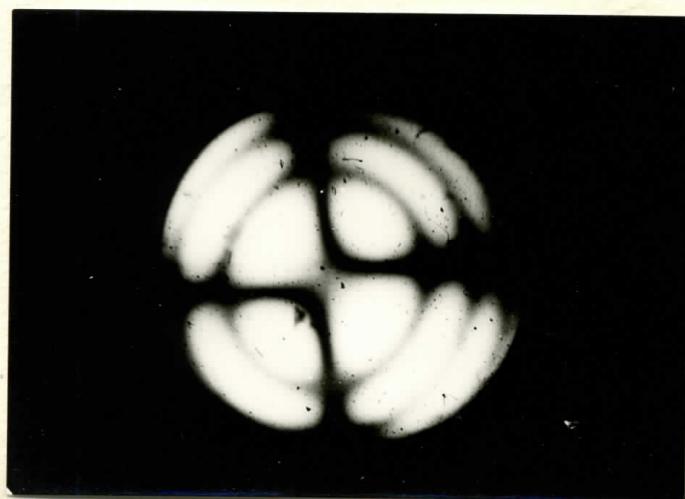
$U = 0 V$



$U = -500 V$



$U = +500 V$

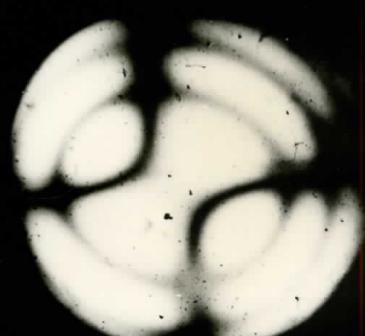
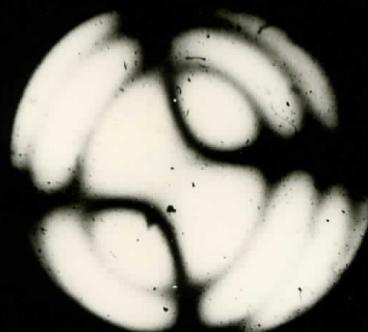
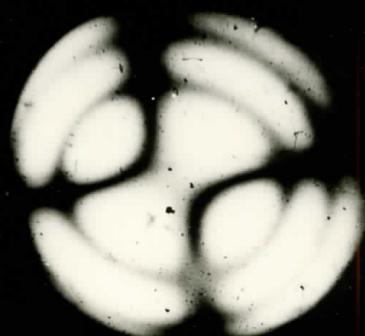
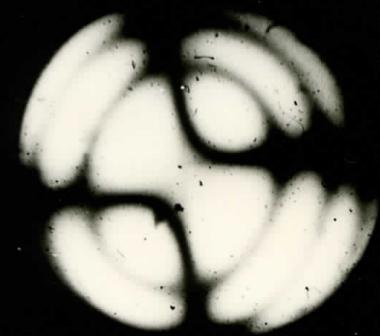
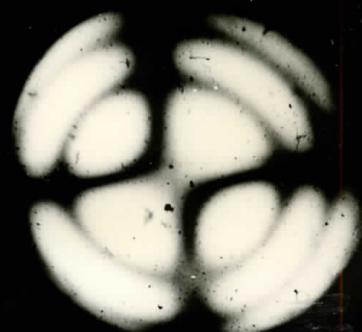
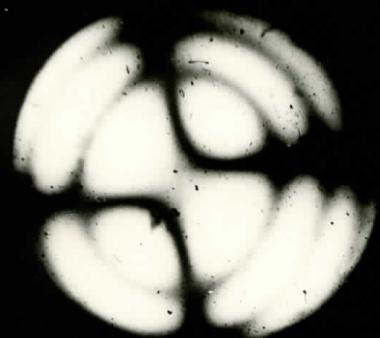


$U = -1000 V$



$U = +1000 V$

$U = -1500 V$	$U = +1500 V$
$U = -2000 V$	$U = +2000 V$
$U = -2500 V$	$U = +2500 V$
$U = -3000 V$	$U = +3000 V$
TABLICA 7	



KARAKTERISTIKE SILICIJUM FOTOELEMENTA BPY-11

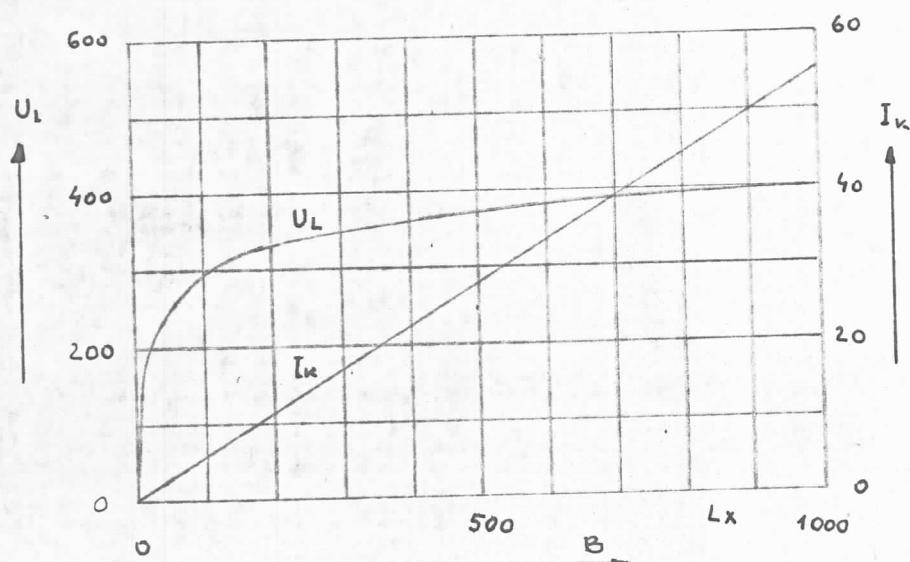
TEMPERATURSKI OPSEG RADA
MAKSIMALNI STRANI NAPON

U $0,5$ V
Tu $-25 \div +150$ $^{\circ}\text{C}$

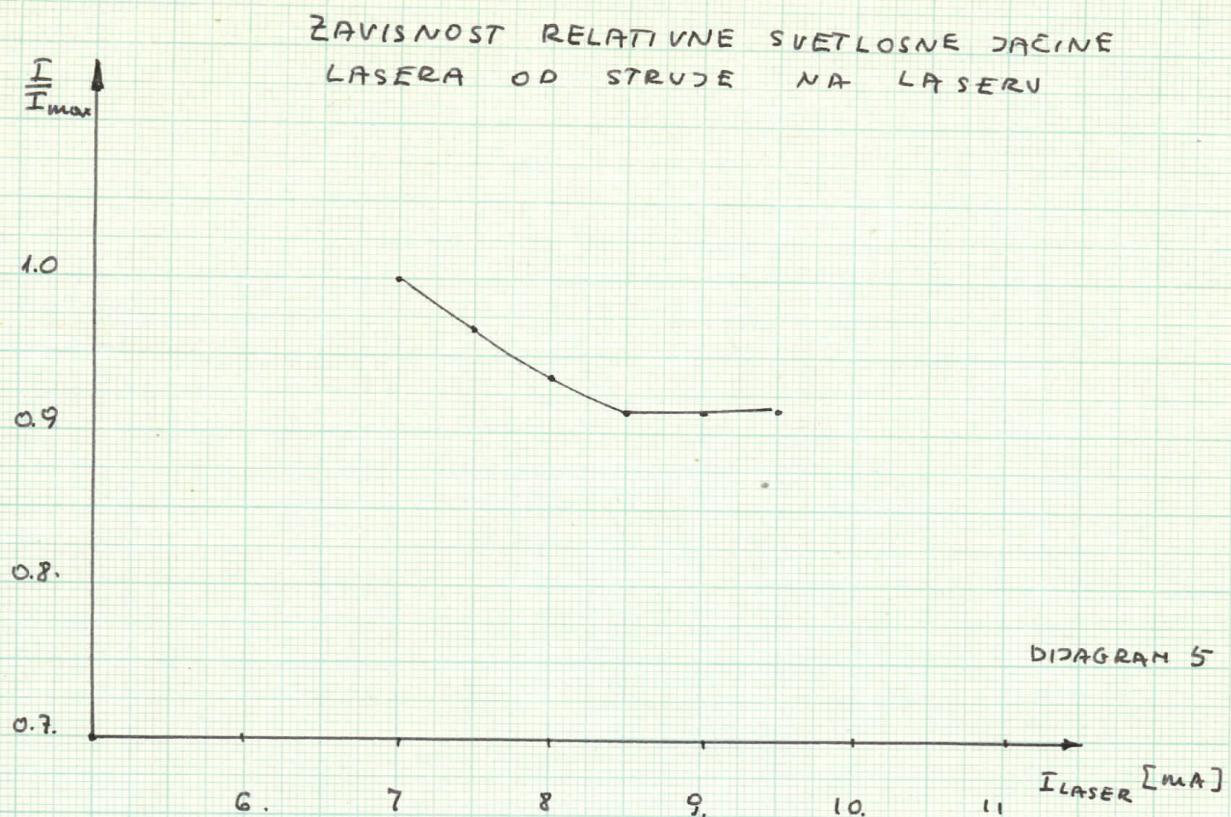
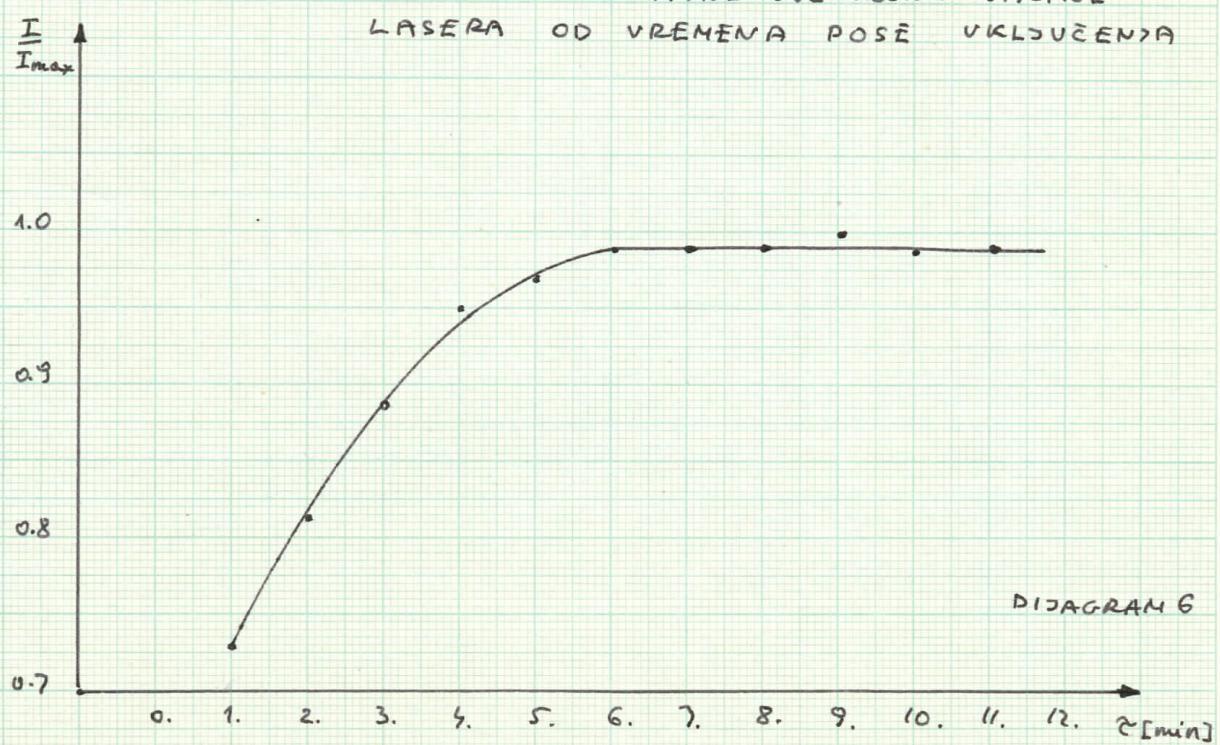
PODACI za Tu = 25°C

NAPON BEZ OPTEREĆENJA PRI 1000Lx	U _L	≥ 200	mV
PODACI BEZ OPTEREĆENJA PRI 100Lx	U _L	≥ 200	mV
STRUJA KRATKOG SPOJA PRI 1000Lx	I _k	≥ 40	μA
STRUJA KRATKOG SPOJA PRI 100Lx	I _k	oko 5	μA
MAKSIMUM SPEKTRALNE OSETLJIVOSTI	E _s	oko $0,85$	μm
VREME USPONA (za 50% od I _k)	t _r	< 5	μs
GRANIČNA UČESTANOST (sa R _l = 1k)	f _G	≥ 30	kHz
TEMPERATURSKI KOEFICIJENT NAPONA BEZ OPTEREĆENJA	t _K	oko 2	$\text{mV}/^{\circ}\text{C}$
TEMPERATURSKI KOEFICIJENT STRUJE KRATKOG SPOJA	t _K	oko $0,1$	%/ $^{\circ}\text{C}$
SVETLOSNO OSETLJIVA POVRŠINA	A	oko 7	mm^2

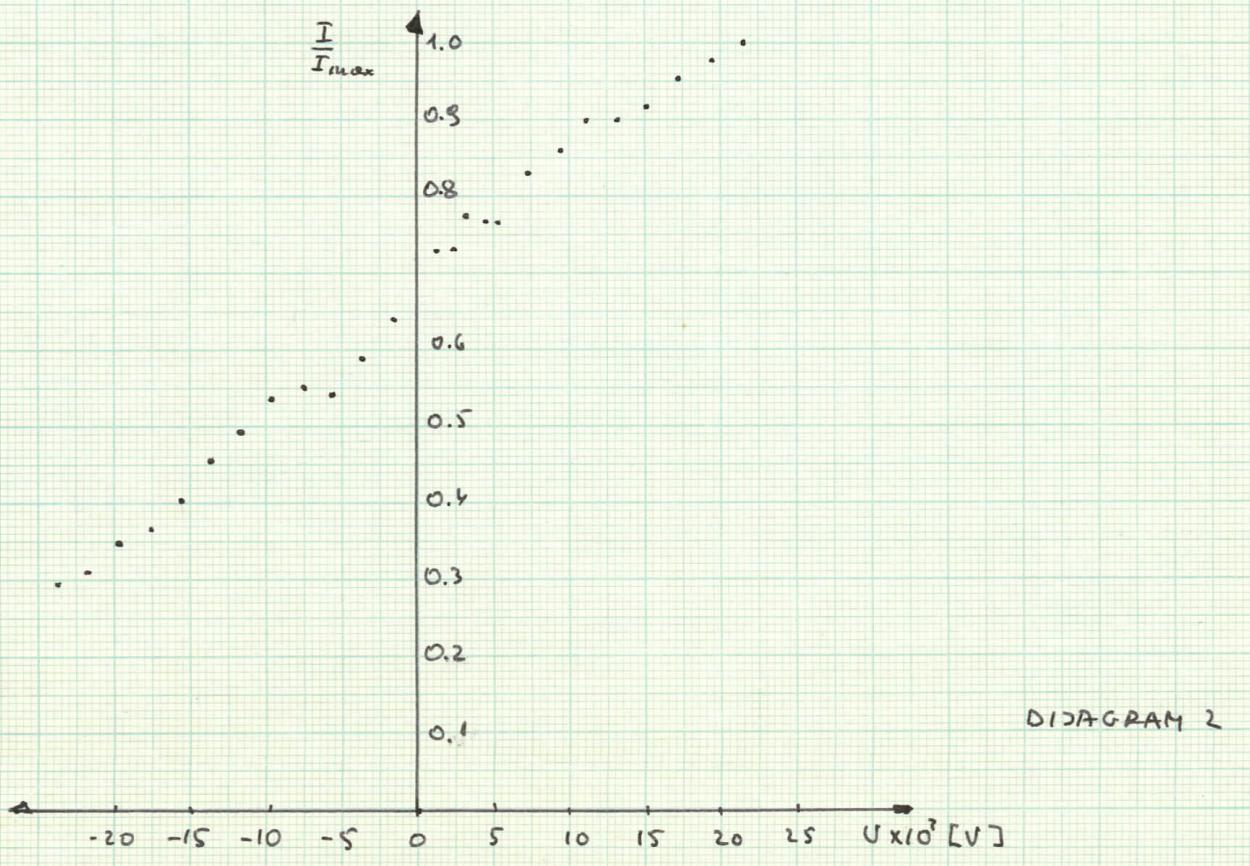
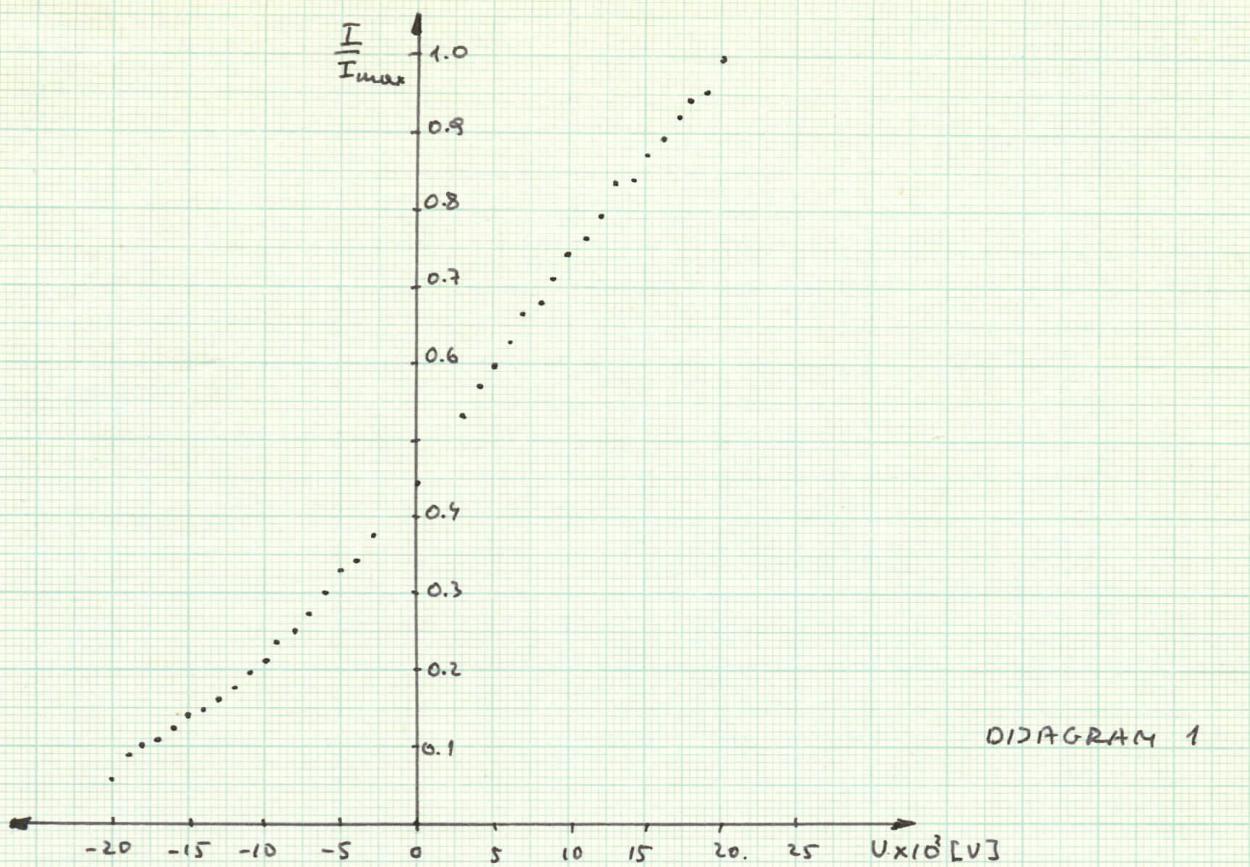
NAPON BEZ OPTEREĆENJA I STRUJA KRATKOG SPOJA KAO FUNKCIJE JACINE SVETLOSTI



TABLICA 9

ZAVISNOST RELATIVNE SVETLOSNE JACINE
LASERA OD VREMENA POSLE UKLJUČENJA

TABLICA 10.



TABLICA 11.

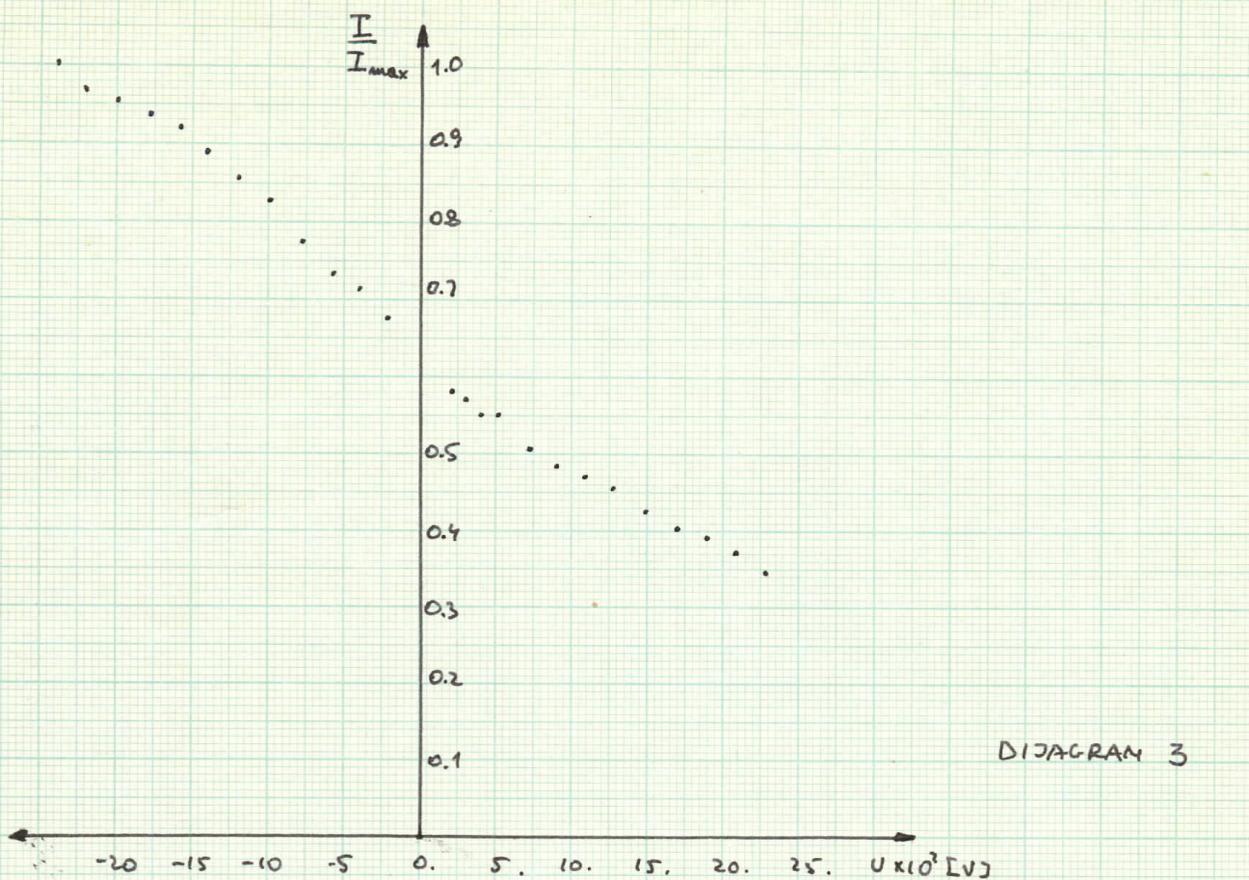


DIAGRAM 3

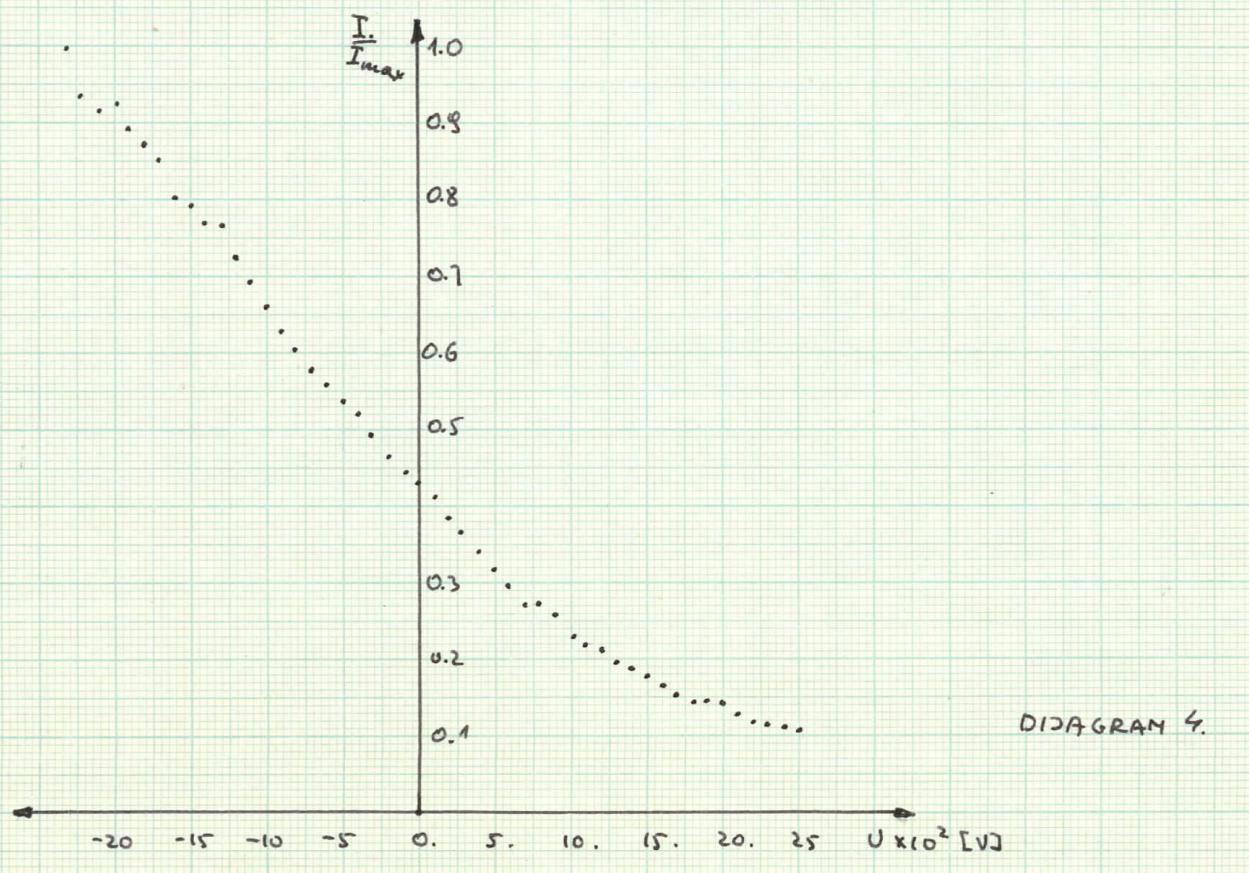
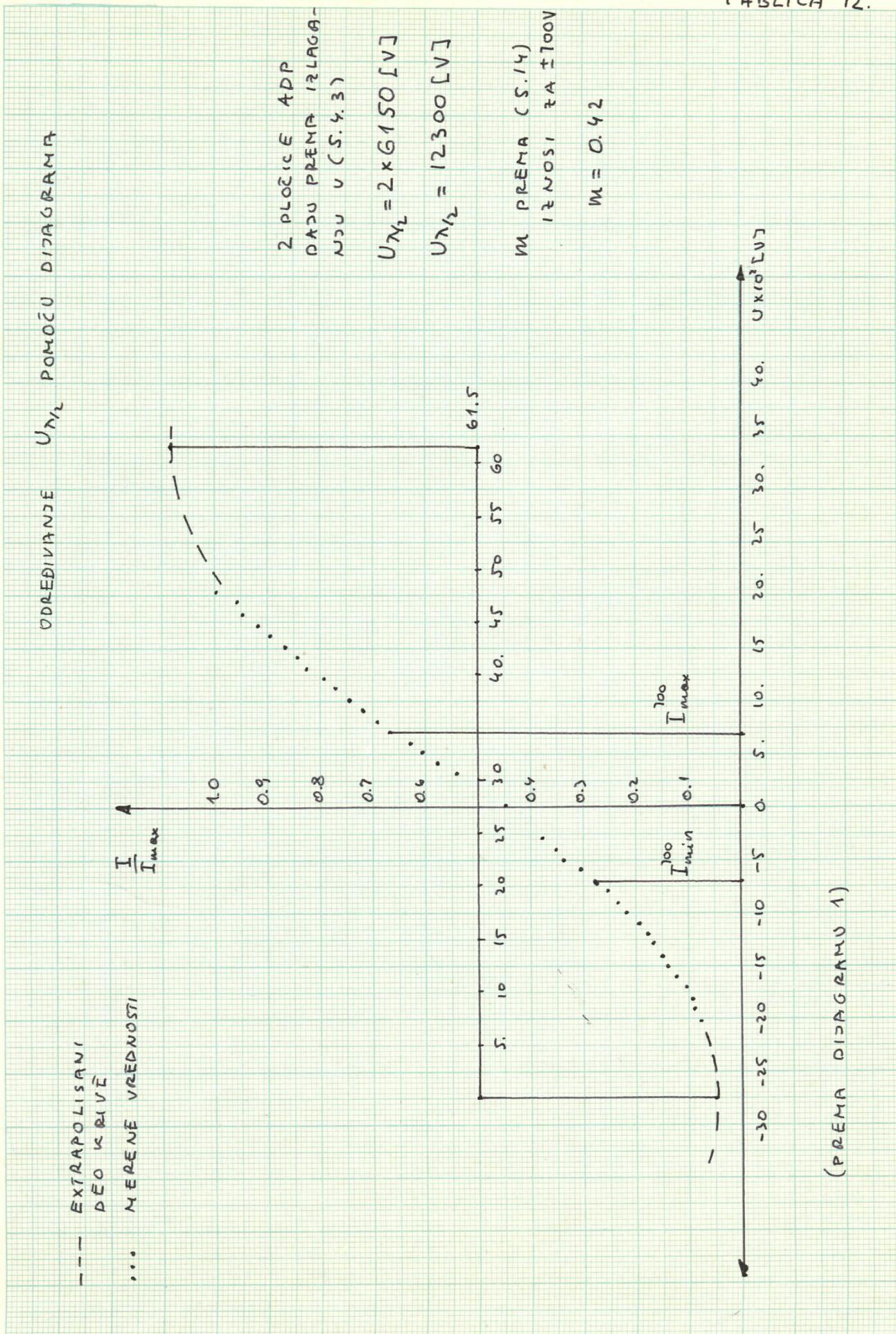


DIAGRAM 4.

TABLICA 12.



DODACI

ZP ISKRA - KRAJN
VOD ZA AVTOMATIZACIJO
LJUBLJANA

Tel.: 20341
Telegr.: Iskra, Zavod, Ljublj.
Teprint.: 31265 YU ZAVTOM
p.p. 600

ELEKTRO-OPTIČKI MODULATOR EOM-1

EOM- Služi za amplitudnu modulaciju laserske zrake u pojasu frekvencije od 0 do 75 kHz.

Sastoji se od četiri kristala ADP polarizatora te dvolomne pločice $\lambda/4$. Kućište modulatora izrađeno je iz tekstolita i opremljeno odgovarajućim čepom tako da je moguće postavljanje na optičku klupu.

Delovanje elektro-optičkog modulatora bazira na principu Pockelovog efekta a kristalu. Modulator ima longitudinalni oblik, tako da imaju elektrode, naperene na kristal, u sredini prozorčić kroz koji se šalje laserski zrak. Za postavljanje radne tačke služi pločica $\lambda/4$ zatepljena na polarizator. Na taj je način omogućeno lakše postavljanje. Primenom četiri kristala postiže se smanjenje modulacionog napona za četiri puta.

Tehničke karakteristike

Potreban napon za 70% modulaciju:	700 V
Efektivni otvor:	\varnothing 2 mm
Propusnost:	70%
Kapacitet:	10pF
Dimenzijs:	\varnothing 50x50mm
Težina:	0,2 kg.
- Komplet EOM -1 /sa ambalažom/ ...	1.450 NDin.
- Rok isporuke /po definitivnoj narudžbi do/ 4 meseca	

DODATAK 2

PIROELEKTRICI, SENJETOELEKTRICI I ANTISENJETOELEKTRICI

Ako posmatramo raspored i karakter raspodele nanelektrisanja u kristalima, tj. posmatramo vrednosti njihove polarizacije, moguće je, sve kristale podeliti u dve velike grupe,

1. Paraelektrike, koji su polarno neutralni ili nepolarni i
2. Piroelektrike, koji poseduju spontanu polarizaciju.

Neki paraelektrički kristali poseduju jednu interesantnu osobinu. Oni mogu, kada im se povišava ili snižava temperatura, na nekoj odredjenoj temperaturi (Kirijeva tačka), da predju iz jedne u drugu kristalnu modifikaciju. U slučaju da je jedna od modifikacija polarna a druga nepolarna kažemo da kristal ima senjetoelektrične osobine - da je senjetoelektričan.

Spontano polarisana, polarna modifikacija, naziva se senjetoelektrična.

Naziv senjetoelektrik došao je od prvog dielektrika kod koga je ta pojava faznog prelaza zapažena, od senjetrove soli ($\text{KNaC}_4\text{H}_4\text{O}_6 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$).

Senjetoelektrici se mogu smatrati jednom od podgrupa piroelektrika ali se od njih razlikuju u jednoj bitnoj osobini. Piroelektrici u svakoj svojoj elementarnoj čeliji imaju odredjene orientacije polarizacije a i sve elementarne čelije su jednakoravno orijentisanih polarnih vektora.

Senjetoelektrici su takođe spontano polarisani ali, za razliku od piroelektrika, nemaju sve elementarne čelije orijentisane u istom pravcu već u određenim oblastima - domenima - sve elementarne čelije su isto orijentisane. Ukupan vektor polarizacije, za ceo kristal, je jednak nuli.

Antisenjetoelektrici, takođe, poseduju fazni prelazi ali, za razliku od senjetoelektrika, u njima su i domeni polarisani neutralno zbog suprotno ~~nanelektrisanih~~^{ORIJENTISANIH} elementarnih susednih vektora polarizacije (antiparalelnih).

Detaljno razmatranje senjetoelektričnih i antisenjetoelektričnih osobina kristala grupe KDP i drugih kristala dato je u radu [8].

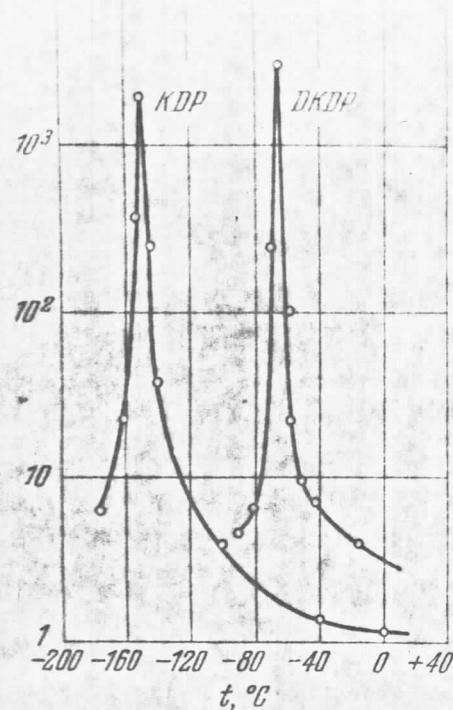
Na kraju ovog dodatka je važno napomenuti da se u našem razmatranju posmatra paraelektrična faza elektrooptičkih kristala.

Kod ispitivanja elektrooptičkih kristala mora se voditi računa da, zbog faznih prelaza, dolazi do velikih promena dielektričnih osobina kristala sa temperaturom. Promene su naročito izražene i karakteristične za temperature blizu Kirijeve tačke, videti crtež D.2.1. Iz istih razloga je potrebno izvršiti, u najvećem broju slučajeva eksperimenata, temperatursku stabilizaciju prilikom merenja ili na neki drugi način kompenzovati uticaj promene temperature na elektrooptičke koeficijente. (Videti primere u [6].)

Osnovna literatura [8]

$r^* 3 \cdot 10^8 V/cm$

10^4



D 2.1.

55.

DODATAK 3.

**KRISTALOGRAFSKE SINGONIJE,
SISTEMI I KLASE**

DODATAK 3

STRANA 1.

ELEMENTI SIMETRIJE I OZNAKE

ELEMENT SIMETRIJE	OPERACIJA SIMETRIJE KOJU VRŠI ELEMENT SIMETRIJE	SIMBOL NA STEREOGRAFIJU	INTERNACIONALNA OTNAKA	PRIMEDBA
CENTAR SIMETRIJE	PREVODI TAČKU $(x, y, z) \rightarrow (-x, -y, -z)$ \equiv INVERZIJA	NEMA	$\bar{1}$	
OGLEDALSKA RAVAN	PREVODI TAČKU U NOJ OGLEDALSKU U ODNOŠU NA OGLEDALSKU RAVAN	PRAVA ILI KRUŽNICA	m	
OSA PRVOG REDA	OSA n -tog REDA	NEMA	1	OBRATNE OSSE
OSA DRUGOG REDA	ODGOVARA ROTACIJI ZA UGAO		2	
OSA TREĆEG REDA	$\frac{2\pi}{n}$ OKO TE OSÉ	▲	3	
OSA ČETVRTOG REDA		◆	4	
OSA ŠESTOG REDA		◆◆◆◆◆◆	6	
OSA PRVOG REDA = CENTAR SIMETRIJE	OPERACIJA ROTACIJE ZA UGAO $\frac{2\pi}{n}$ OKO OSÉ	NEMA	$\bar{1}$	INVERZIONE OSSE
OSA DRUGOG REDA = OGLEDALSKA RAVAN	SA SPROVÈDENOM INVERZIJOM U ZADATOJ TAČKI	PRAVA ILI KRUŽNICA	$\bar{2} (\equiv m)$	
OSA TREĆEG REDA = OBRTNA OSATREĆEG REDA PLUS CENTAR SIMETRIJE	OSA SA SPROVÈDENOM INVERZIJOM U ZADATOJ TAČKI	△	$\bar{3}$	
OSA ČETVRTOG REDA UKLJUČUJE OBRTNU OSU DRUGOG REDA	OSA SA SPROVÈDENOM INVERZIJOM U ZADATOJ TAČKI	◆	$\bar{4}$	
OSA ŠESTOG REDA = OSATREĆEG REDA PLUS NORMALNA NA NJU RAVAN		◆◆◆◆◆◆	$\bar{6} (\equiv 3/m)$	
ZAVRTANSKE OSSE	ODGOVARA OPERACIJA ROTACIJE ZA $\frac{2\pi}{n}$ OKO OSÉ I SPROVEDENA TRANSLACIJA DUŽ OSÉ			

SINGO- NICA	IZBOR KRISTALOGRAF- SKIH OSNI	ORIENTACIJA OSNI KRISTAL-KRISTALO- GRAFSKI FIZICKI	KONSTANTE OSNOVNOG PARALELO- PIPE DA	SISTEM	BROJ KLASE	KLASA	FORMULA ELEMENTA SIMETRIJE			OTVARACUVANJE SUBNIKOV JENELIS TABLICE
							1	2	3	
TRIKLI- NIĆA	PRAVCI BILO KOJA DVA REBARA UTIMAJU SE ŽE OSE a, b, c (NEKONPLANARNI)	C-VERTIKALNO b-S LEVA DESNO a-KA OSU b. ŽE A OSE a, C UTIMAJU SE PRAVCI OURA BILO KOJA REBARA NORMALNA NA	c-aX b-aZ a-aY c-aX	TRIKLINICAN	1	MONOEDARSKA	1	1	C ₁	1
MONO- KLINICNA	DVOJNA OSNI SIMETRIJE ILI NORMALNA NA -m (U KLASI m) UTIMAJU SE ŽE A OSU b. ŽE A OSE a, C UTIMAJU SE PRAVCI OURA BILO KOJA REBARA NORMALNA NA	b-aX b-aY a-aX c-aX	a+b+c $\alpha=\beta=\gamma=90^\circ$ $\beta \neq 90^\circ$	TRIKLINICAN	2	PINAKOIDALNA	2	2	C ₂	1
R B C N	BILO KOJA OD TRI DVOJNE OSE SIMETRIJE MOŽE NO UTESTITI ŽE a, b i/e c. UKLASI m, m 2, 2 SE UTIMAJU ŽE C AŽE OSE a, b UTIMAJU SE NORMALNE NA -m	c-aZ b-aY a-aX c-aX	b-aZ $\alpha=\beta=\gamma=90^\circ$ $\gamma = \beta$	ROMBICIAN	3	DIEDARSKA OSNA	2	2	C ₂	2
T E T A G N	GŁAVNA OSNI (4il: 4) UTIMAJU SE ŽE A OSU C; DVE DVOJNE OSE ŽE A a, b. AKO DUODNICHE OSNI NEMA UTIMAJU SE ODGOVARAĆU: 14 PRAVCI	b-aZ b-aY a-aX c-aX	b-aZ $\alpha=\beta=\gamma=90^\circ$ $\alpha \neq \gamma$	ROMBEDARSKA TETR	4	DIEDARSKA OSNA	m	m	C _{1h} =C ₃	m
					5	PRIMATIČNA	2, m, c	2:m	C _{2h}	2/m
					6	ROMBEDARSKA TETR	(3) 2	2:2	D ₂	V 222
					7	ROMBOPIRAMIDALNA	2, (2)m	2.m	C _{2v}	mm2
					8	ROMBODIPRAMI- DALNA	(3)2(3)m	m.2:m	D _{2h} =V _h	mmmm
					9	TETRAGONALNO PIRAMIDALNA	4	4	C ₄	4
					10	TETRAGONALNO TETRAEDARSKA	4	4	S ₄	4
					11	TETRAGONALNO TRAPEZOEDARNA	4, (4)2	4:2	D ₄	422
					12	DITETRAGONALNO PIRAMIDALNA	4, (4)m	4.m	C _{4v}	4mm
					13	TETRAGONALNO DIPRAMI DALNA	4, m, c	4:m	C _{4h}	4/m
					14	TETRAGONALNO SKALENOEDARSKA	4, (2)2,	4:m	D _{2d} =V _d	42m
					15	DITETRAGONALNO DIPRAMI DALNA	4, (4)2,	m.4:m	D _{4h}	4/mmm

DODATAK

2. Tana 2.

DODATAK 3

NASTAVAK

strong 3

16	TRIGONALNO PIRAMIDALNA	3	3	C ₃	3
17	ROMBOEDARSKA	$\overline{6}, C$	$\overline{6}$	$C_{3v} = S_6$	$\overline{3}$
18	TRAPETOEDARSKA	$3,(3)2$	$3:2$	D ₃	$3/2$
19	DITRIGONALNO PIRAMIDALNA	$3,(3)m$	$3 \cdot m$	C _{3v}	$3m$
20	DITRIGONALNO SKALENOEDARSKA (33)m, C	$\overline{6}, (3)2,$ $(33)m, C$	$\overline{6} \cdot m$	D _{3d}	$\overline{3}m$
21	HEKSAGONALNO PIRAMIDALNA	6	6	C ₆	6
22	TRIGONALNO DIPIRAMIDALNA	$3, m$	$3:m$	C _{3h}	$\overline{6}$
23	HEKSAGONALNO TRAPETOEDARSKA	$6,(6)2$	$6:2$	D ₆	622
24	DIHESAGONALNO PIRAMIDALNA	$6,(6)m$	$6 \cdot m$	C _{6v}	$6mm$
25	HEKSAGONALNO DIPIRAMIDALNA	$6,m,C$	$6:m$	C _{3h}	$6/m$
26	DITRIGONALNO PIRAMIDALNA (4)m, C	$3,(3)2,$ $(4)m, C$	$m \cdot 3:m$	D _{3h}	$\overline{6}m\ 2$
27	DIHESAGONALNO PIRAMIDALNA (7)m, C	$6,(6)2$	$m \cdot 6:m$	D _{6h}	$6/mmm$
28	TRITETRAEDARSKA (3)2,(4)3	$3/2$	T	23	
29	TRI, OCTAEDARSKA (3)4,(4)3 (6)2	$3/4$	O	432	
30	HEKSATETRAEDAR-(3) $\overline{4},(4)3,$ SK12 (6)m	$3/\overline{4}$	Td	$\overline{4}3m$	
31	DODODEKAEDARSKA (3)2,(4)6 (3)m, C	$\overline{6}/2$	T _h	m3	
32	HEKSADOKTAEDEARSKA (3)4,(4)6 (6)2,(9)m	$\overline{6}/4$	O _h	m3m	

2023-09-04 05:54:47 +0200

$a = b \neq c$	$\alpha = \beta = 90^\circ$	$\gamma \neq 120^\circ$	$a = b \neq c$
$b = c$	$\alpha = \beta = 90^\circ$	$\gamma \neq 120^\circ$	$a = b \neq c$
$b = c$	$\alpha = \beta = 90^\circ$	$\gamma \neq 120^\circ$	$a = b \neq c$
$b = c$	$\alpha = \beta = 90^\circ$	$\gamma \neq 120^\circ$	$a = b \neq c$
LAVNE OSE 6, 3, 6) UZIMAJU OSE ZA OSU C; UE DUJNE OSE A a i b.	vertikalno Lero ne posmatra nosno	Y4X2	pravci
ATRO DUOČNIT OSA NEMA 'BIRAJU SE ODGOVARAĆUĆI'			

H E K S A G O R A L N D A

K U B N -
K U B N -
C → Z a = b = c
b - SLEVA a = y d = p = p = 90°
- VERTIKALNO
- POSNATRACU
- DRUGOG REDA
- OSTALIM KLASAMA)
- OSASIMETRIJE. OD
NUCNIH BILO KOJA MOZE
BITI a, b ili c

K U B N A

ZAKLJUČNA RASMATRANJA

Ovom radu je bio zadatak da koristeći se teorijskim razmatranjem i eksperimentom demonstrira mogućnost postojanja i teorijski obrazloži linearni uždužni elektrooptički efekt.

U teorijskom delu rada je, deduktivnom metodom, izložen put kojim je potrebno preći od najopštije jednačine stanja dielektrika do konkretne jednačine koja je neophodna da bi dr verifikovali eksperimentalni rezultati. Pojedine etape rada su posebno izdvojene u poglavlja da bi bio učljiviji postupak metode što može biti od koristi kao primer za rešavanje čitavog niza sličnih problema (rad sa kristalima druge simetrije, ispitivanje piezoelektričnih, elastooptičkih i čitavog niza drugih osobina).

U radu je citirana obimna literatura koja omogućava lako pronađenje potrebnih podataka i objašnjenja. Literatura koja je citirana omogućava da se i čitav niz problema vezanih za elektrooptički efekt na ADP kristalu, koji nisu mogli biti razmatrani u radu zbog ograničenog prostora, lakše reši (na primer priroda elektrooptičkog efekta, sekundarni elektrooptički efekt, eliminacija uticaja temperature na EOE, konstrukcije i objašnjenja o radu modulatora u raznim uredjajima itd).

Eksperimentalni rad je podeljen u dva dela prema korišćenoj ^{ADP LITERATURI} literaturi.

Eksperimentalno određivanje karakterističnih konstanti za ADP kao modulator nije dala očekivanja kvantitativne rezultate. Problem je u manjem saznanju uzroka koji su dovele do poteškoća u određivanju U_{λ_2} i r_{63} . U tom delu rada je insistirano na sprovodjenju postupka određivanja U_{λ_2} i r_{63} a

ne i na njihovom tačnom izračunavanju pošto je bilo očito da se zadovoljavajuća tačnost u merenjima ne može dobiti. Takav postupak omogućava da se u daljem radu na ispitivanju EOE-a (koji preporučujemo zbog njegovog značaja i velike primenljivosti u privredi i nauci) postupkom eliminacije pojedinih izvora grešaka u merenju. (proučavanje sekundarnog elektrooptičkog efekta, uticaj defekata na optičku čistoću kristala i u vezi sa tim promenom elektrooptičkih koeficijenata, uticaj temperature itd) dođe do zadovoljavajućih rezultata.

Demonstracija EOE-a i tumačenje efekata koji su dobijeni na polarizacionom mikroskopu su, po našem mišljenju, zadovoljavajući. Moramo napomenuti da nije primećeno, u literaturi koja nam je stajala na raspolaganju, upotreba polarizacionog mikroskopa u radu sa EOE-om. U ovom radu se upoteba polarizacionog mikroskopa pokazala opravdanom.

Preporučujemo pokušaj merenja spektralne karakteristike EOE-a na ~~SADP~~-u na osnovu mogućeg različitog pomaka interferencionalnih figura na konoskopskoj slici sa upotrebom filtera.

Na kraju bismo želeli da kažemo da je u radu insistirano na tome da prelaz od teorijskih razmatranja vezanih za elektrooptički efekt na eksperimentalan rad bude što prirodniji i neposredniji. Takav prilaz radu omogućava da se problem sagleda u celini i time olakša kasnije neophodno snalaženje u samostalnom radu.

Nadamo se da smo zadatak sa uspehom izvršili.

LITERATURA

1. DŽ. NAI; "FIZIČESKIE SVOJSTVA KRISTALLOV" MIR-MOSKVA 1967.
2. N. SOBOLJEV; "LASERI I NJIHOVA BUDUĆNOST" VOJNOIZDAVAČKI ZAVOD-BEograd 1972.
3. A. S. SONIN, A.S.VASILEVSKAJA; "ELEKTROOPTIČESKIE KRISTALI" ATOMIZDAT-MOSKVA 1971.
4. LANDAU,LIFŠIC; "ELEKTROMAGNETIKA KONTINUALNIH SREDINA" ZAVOD ZA IZDAVANJE UDŽBENIKA BEograd 1961.
5. Dr ĐORĐE MUŠICKI; "UVOD U TEORIJSKU FIZIKU-II DEO" ZAVOD ZA IZDAVANJE UDŽBENIKA BEograd 1965.
6. E.R.MUSTELJ, V.N.PARIGIN; "METODI MODULACII I SKANIROVANJA SVETA" NAUKA-MOSKVA 1970.
7. R.R.BIRSS; "SIMMETRY AND MAGNETISM" "NORTH HOLLAND PUBLICO." AMSTERDAM 1964.
8. I.S.ŽELUDEV; "OSNOVI SEGNETO ELEKTRIČESTVA" ATOMIZDAT-MOSKVA 1964.
9. ENNIO FATUZZO & WALTER J. MERZ; "FERROELECTRICITY" NORTH HOLLAND PUBL.CO. AMSTERDAM 1967.
10. "OPTIKA I SPEKTROSKOPIJA" 1968. 24. No5 str.830.
11. "OPTIKO MEHAN. PROMISLENOST" 1968. No 10 str. 40-42.
12. LITRIČIN GENA; "DIPLOMSKI RAD" PRIRODNOMATEMATIČKI FAKULTET NOVI SAD 1973.
13. "KRISTALOGRAFIJA" 1969. 14. No 4 str. 713-716.
14. JACK C. BURFOOT; "FERROELECTRICS" D.VAN NOSTRAND CO. LTD LONDON 1967.
15. A.N.VINČELL,G.VINČELL; "OPTIČESKIE SVOISTVA ISKUSSTVENNIH MINERALOV" MIR-MOSKVA 1967.
16. L.d. LANDAU, E.M. LIFŠIC; "KVANTNA MEHANIKA - NERELATIVISTIČKA TEORIJA" GRAĐEVINSKA KNJIGA-BEograd 1966.
17. F. LEITVEIN, Š.ZOMMER - KULAČEVSKI; "KRISTALOGRAFIA" VIŠŠAJA ŠKOLA - MOSKVA 1963.
18. HALBLEITER - DATENBUCH 1965/66 INDUSTRIE - TYPEN; SIEMENS & HALSKE A.G.

Ostala korišćena literatura

19. CHARLES KITTEL; "UVOD U FIZIKU ČVRSTOG STANJA" SAVREMENA ADMINISTRACIJA - BEograd 1970.
20. Dr SLOBODAN CARIĆ; "FIZIKA ČVRSTIH TELA - PREDAVANJA I SKRIPTE" PRIRODNOMATEMATIČKI FAKULTET-N.SAD

21. A.G. ŠEREMETLJEV; "STATISTIČESKAJA TEORIJA LAZERNOI SVJAZI"
IZDAT "SVJAZ" - MOSKVA 1971.
22. ROBERT VIHARD POLJ; "OPTIKA I ATOMNAJA FIZIKA" IZDAT
"NAUKA" - MOSKVA 1966.
23. E. MADELUNG; MATEMATIČESKIJ APPARAT FIZIKI" IZDAT "NAUKA"
MOSKVA 1968.
24. "FIZIČESKIJ ENCIKLOPEDIČESKIJ SLAVARJ" IZDAT "SOVJETSKAJA
ENCIKLOPEDIJA" - MOSKA
25. "IZVESTIJA A.N. SSSR SER.TIZIKA" 1969. 33. No 2. str.284-286.
26. "KRISTALOGRAFIJA" 1969. 14. No 1 str. 293-297.
27. "IEEE JOURNAL OF QUANTUM ELECTRONICS" APRIL 1968. No 4
str. 230-232.
28. "IEEE JOURNAL OF QUANTUM ELECTRONICS" APRIL 1968. No 4
str. 234.
29. FRANCIS S. GALASSO; "PERAMON PRESS" OXFORD, NEW YORK,
TORONTO, SYDNEY, BRAUNSCHWEIG 1970.
30. B.M.JAVORSKIJ, A.A.DETLAF; "SPRAVOČNIK PO FIZIKE" IZDAT
"NAUKA" - MOSKVA 1971&
31. LUKATELA; "OSNOVI TELEKOMUNIKACIJA"
32. E.V. UVAROV; D.R.CHAPMAN; "A DICTIONARY OF SCIENCE" PENGUIN
BOOKS 1972.



SADRŽAJ

UVOD	1
1. ISTORIJAT ELEKTROOPTIČKOG EFEKTA	5
2. KRISTAL KAO ANIZOTROPNA SREDINA	7
2.1. UVODNE NAPOMENE	7
2.2. ELEKTRODINAMIČKA JEDNAČINA STANJA SISTEMA	7
2.3. OPTIČKA INDIKATRISA	8
2.4. DVOOSNI, JEDNOOSNI I IZOTROPNI KRISTALI	13
3. DVOJNO PRELAMANJE INDUKOVANO ELEKTRIČNIM POLJEM	15
3.1. UVODNE NAPOMENE	15
3.2. DEFINICIJA INDUKOVANOG DVOJNOG PRELAMANJA	15
3.3. PREDSTAVLJANJE TENZORA r_{ijk} U OBLIKU MATRICE	17
3.4. UTICAJ SIMETRIJE NA FORMU r_{ijk}	19
3.5. JEDNAČINA OPTIČKE INDIKATRISE KRISTALA ADP KADA NA NJEGA DELUJE POLJE E	22
3.6. PRIRODA ELEKTROOPTIČKOG EFEKTA U ADP-u	23
4. NEKE FIZIČKE OSOBINE KRISTALA ADP	24
5. EKSPERIMENTALAN RAD	30
5.1. UVODNE NAPOMENE	30
5.2. USLOVI I IZBOR EKSPERIMENTALNE METODE	30
5.3. EKSPERIMENTALAN RAD SA POLARIZACIONIM MIKROSKOPOM	38
5.4. EKSPERIMENTALAN RAD SA LASERSKIM SNOPOM SVETLOSTI	41
TABLICE	43
DODACI	49
1. ELEKTRO-OPTIČKI MODULATOR EOM-1	49
2. PIROELEKTRICI, SENJETOELEKTRICI I ANTISENJE- toelektrici	50
3. KRISTALOGRAFSKE SINGONIJE, SISTEMI I KLASSE ZAKLJUČNA RAZMATRANJA	53. 54.
LITERATURA	56