

MINISTERUL ÎNVĂȚĂMÎNTULUI ȘI ȘTIINȚEI  
INSTITUTUL POLITEHNIC "TRAIAN VULPIA"  
T I M I Ș O A R A  
FACULTATEA DE ELECTRONICĂ ȘI TELECOMUNICAȚII

Ing. ADRIAN MIRCHA MIRAFESCU

T E Z A   D E   D O C T O R A T

FIBRE OPTICE PENTRU TRANSMITEREA  
INFORMATIEI, UTILIZAREA EFECTULUI  
INDOIRII FIBRELOR LA TRANSDUCERE

CONDUCĂTOR ȘTIINȚIFIC  
PROF. DR. ING. POP EUGEN

BIBLIOTECA CENTRALĂ  
UNIVERSITATEA "POLITEHNICA"  
TIMIȘOARA

T I M I Ș O A R A

- 1 9 9 1 -

INSTITUTUL POLITEHNIC TIMIȘOARA	
S.C.	
Volume:	557413
Dulap:	179 Lt. 9

**MOTTO:**

"Unde se află deci în general putere de diversificare și adevărata rezervă a curiozității științifice ? Credem că ele rezidă mai ales în gândirea matematică. Fizica matematică este aceea care multiplică întrebările, desprinde diversele funcții ale fenomenelor; numai ea descoperă sau cel puțin numai ea poate pregăti descoperirile"

**GALTON BACHELARD**



C U P R I N A  
=====

	<u>pag.</u>
1. Introducere . . . . .	1
Cap.2. Traductoare cu fibre optice . . . . .	3
2.1. Clasificarea TFO după rolul fibrei optice în procesul de măsurare . . . . .	3
2.1.1. Traductoare cu fibre optice extrinseci . . . . .	3
2.1.2. Traductoare cu fibre optice intrinseci . . . . .	7
2.2. Clasificarea TFO după tipul fibrei optice folosite . . . . .	8
2.3. Stadiul actual și perspectivele TFO . . . . .	10
Cap.3. Efectele îndoirii fibrelor optice monomod asupra propagării radiației electromagnetice. Metoda curen- tului de volum . . . . .	15
3.1. Efectele îndoirii uniforme a FO monomod . . . . .	15
3.1.1. Atenuarea de curbură în FO monomod îndoită uniform . . . . .	16
3.1.2. Deformarea câmpului electromagnetic în FO mo- nomod îndoită uniform . . . . .	17
3.1.3. Atenuarea de tranziție în FO monomod îndoită uniform . . . . .	19
3.1.4. Birefringența de curbură indusă în FO monomod . . . . .	20
3.2. Analiza metodelor de calcul a atenuării de curbură a FO monomod . . . . .	22
3.3. Metoda curentului de volum . . . . .	26
Cap.4. Antene cu fibre optice monomod . . . . .	29
4.1. Definiția antenelor cu fibre optice monomod. Metoda curentului de volum generalizată . . . . .	29
4.1.1. Definiția antenelor cu fibre optice monomod . . . . .	29
4.1.2. Aproximația de spațiu liber . . . . .	30
4.1.3. Metoda curentului de volum generalizată . . . . .	32
4.2. Calculul potențialului vector al câmpului produs dintr-o antenă cu FO monomod . . . . .	34



4.3. Calculul puterii radiate dintr-o antenă cu FO monomod . . . . .	35
Cap.5. Antena elicoidală cu FO monomod . . . . .	39
5.1. Definierea geometriei antenei elicoidale cu FO monomod . . . . .	39
5.2. Calculul puterii radiate de antena elicoidală cu FO monomod . . . . .	41
5.2.1. Calculul curentului de linie al antenei elicoidale cu FO monomod . . . . .	41
5.2.2. Calculul potențialului vector al antenei elicoidale cu FO monomod . . . . .	43
5.2.3. Calculul puterii totale radiate de antena elicoidală . . . . .	48
5.3. Calculul atenuării luminii ce se propagă prin antena elicoidală cu FO monomod . . . . .	51
5.3.1. Expresia asimptotică a puterii radiate de o antenă elicoidală cu FO monomod și $M$ spire . . . . .	52
5.3.2. Calculul atenuării antenei elicoidale cu FO monomod și $M$ spire . . . . .	56
Cap.6. Analiza antenei elicoidale cu FO monomod . . . . .	59
6.1. Comparație între antena elicoidală cu FO monomod și rețeaua de difracție . . . . .	60
6.2. Analiza atenuării antenei elicoidale cu FO monomod . . . . .	63
6.3. Corecții care se impun asupra relației de atenuare a antenei elicoidale . . . . .	66
6.3.1. Corecția datorată profilului finit al miezului FO . . . . .	66
6.3.2. Corecția datorată atenuării de tranziție din antena elicoidală cu FO monomod . . . . .	67
6.4. Analiza atenuării totale a antenei elicoidale cu FO monomod . . . . .	68
6.4.1. Atenuarea totală ca funcție de raza elicoidale . . . . .	68
6.4.2. Atenuarea totală în funcție de lungimea de undă a luminii . . . . .	71
6.5. Comentarii și concluzii . . . . .	72

	<u>pag.</u>
Cap.7. Descrierea sistemului experimental . . . . .	75
7.1. Prezentarea sistemului experimental de măsură . .	75
7.1.1. Tehnica de măsurare referențială utilizată . .	76
7.1.2. Subsistemul optic de măsură . . . . .	77
7.1.3. Subsistemul analogic de măsură . . . . .	79
7.2. Subsistemul de achiziție și preluare a datelor de măsurare . . . . .	82
7.2.1. Sistemul de achiziție de date . . . . .	82
7.2.2. Sistemul de distribuție analogică . . . . .	86
7.3. Programarea sistemului de măsurare, prelucrare și efișare a rezultatelor experimentale . . . .	86
7.3.1. Programul principal . . . . .	87
7.3.2. Programe în timp real . . . . .	89
Cap.8. Rezultate experimentale . . . . .	91
8.1. Caracteristici de transmisie ale sistemului de măsură . . . . .	91
8.2. Caracteristici ale FO monomod utilizate . . . . .	94
8.2.1. Dispersia polarizării și birefringența intrinsecă	94
8.2.2. Măsurarea gradului de păstrare a polarizării .	97
8.3. Măsurarea atenuării unor antene elicoidale cu FO monomod . . . . .	100
8.3.1. Proiectarea și realizarea unor antene elicoidale cu FO monomod . . . . .	100
8.3.2. Măsurarea atenuării unei antene elicoidale cu $R_0 = 5$ mm . . . . .	101
8.3.3. Măsurarea unei antene elicoidale cu $R_0 = 7,5$ mm .	104
8.4. Concluzii . . . . .	105
Cap.9. Aplicații ale antenelor elicoidale cu fibre optice monomod . . . . .	107
9.1. Traductoare intrinseci cu AEFOM . . . . .	108
9.1.1. Traductoare cu AEFOM pentru măsurarea accelerației și vibrațiilor . . . . .	109
9.1.2. Traductor intrinsec cu AEFOM pentru măsurarea debitului și a vitezei de scurgere a lichidelor	114
9.2. Alte aplicații ale antenelor elicoidale cu FO monomod . . . . .	117

	<u>PAG.</u>
9.2.1. Izolatoare optice cu AEFOM . . . . .	117
9.2.2. Aternuatoare calibrate cu AEFOM . . . . .	118
<b>Cap.10. Concluzii și contribuții . . . . .</b>	<b>119</b>
10.1. Concluzii . . . . .	119
10.2. Contribuții . . . . .	122
Bibliografie . . . . .	125
Anexe	

## 1. INTRODUCERE

Optoelectronica reprezintă un domeniu de mare actualitate și de largă perspectivă al științei care a pătruns deja în domeniile de vîrf ale tehnicii (microelectronica, telecomunicații, tehnica de calcul, robotica, tehnica militară, tehnica medicală etc). Optoelectronica a produs și va produce mutații importante în cele mai diverse domenii ale tehnicii, devenind mijloc de eficiență precizie, fiabilitate, reducere a consumului de materiale, de valorificare la un înalt grad al inteligenței umane.

Obținerea experimentală a fibrelor optice (FO cu atenuare scăzută la începutul anilor '70, urmată apoi de o rapidă dezvoltare a tehnologiilor de fabricație a FO și a dispozitivelor optoelectronice, necesare transmiterii informațiilor prin aceasta, au determinat la ora actuală o adevărată revoluție în telecomunicații.

Fibrele optice sînt superioare cablurilor electrice folosite în telecomunicații (care sînt confecționate din cupru și deci folosesc o materie primă deficitară pe plan mondial) atît datorită unor performanțe tehnice deosebite care le permit să transporte semnale cu benzi de frecvență de ordinul zecilor de GHz, cît și datorită prețurilor de cost care sînt în continuă scădere.

Practica aplicării fibrelor optice în telecomunicații a pus în evidență însă penibilitatea caracteristicii lor de propagare față de o serie de factori externi ca îndoiri, răsuciri, temperatură, etc., fapt ce a fost clasificat la început drept "dezavantaj". Dar aceste "dezavantaje" din telecomunicații au condus în ultimii 10 ani la dezvoltarea unei alte direcții de aplicare a fibrelor optice și anume în domeniul măsurărilor, prin apariția traductorilor cu fibre optice (TFO) și a sistemelor de măsură cu fibre optice (SMFO).

TFO și SMFO reprezintă la ora actuală o nouă tate chiar și în țările cu o industrie optoelectronică dezvoltată, deosebitele avantaje pe care le prezintă față de traductorii clasici au făcut însă ca numărul centrelor de cercetare să crească anual.

Prezenta lucrare reprezintă corolarul activității de cercetare a autorului în ultimii 6 ani în domeniul TFO, fiind în

contextul activităților de cercetare din acest domeniu, în țara noastră o cercetare de pionierat. Tema centrală a tezei este studiul fenomenelor de îndoire a FO monomod și posibilitățile de controlare ale acestora în vederea realizării unor TFO.

Lucrarea este structurată în trei părți distincte. Astfel, în prima parte (Cap.2 și 3) se face o sinteză a stadiului actual al TFO și a efectelor cunoscute rezultate în urma îndoirii FO monomod. În partea a doua (Cap.4,5,6,7,8) se analizează din punct de vedere teoretic și experimental proprietățile de radiație ale FO monomod îndoite după curba din spațiu de formă oarecare sau de formă elicoidală, pe care le-am denumit antene cu fibre optice. Antena elicoidală cu FO monomod (AEFOM), se demonstrează că prezintă o atenuare controlabilă de către o serie de parametri care o face potrivită pentru elaborarea unor TFO. Asemenia traductoare cu AEFOM precum și alte aplicații sînt prezentate în capitolul 9.

Teza de doctorat a fost elaborată sub îndrumarea competentă și deosebit de generoasă și plină de înțelegere a domnului profesor Dr.Ing.Pop Eugen, cărui autorului îi aduce pe această cale, cele mai respectuoase mulțumiri.

Pentru condițiile de lucru create și sprijinul acordat, autorul exprimă recunoștința sa domnilor conf.dr.ing.Crișan Tever și conf.dr.ing.Kreatin Florin.

De asemenea autorul este deosebit de recunoscător și adresează mulțumiri călduroase domnului dr.Vlad Valentin, membru corespondent al Academiei, de la IFTAR București pentru îndrumarea primilor pași în domeniu, precum și pentru sugestiile, observațiile competente și sprijinul experimental acordat pe parcursul elaborării tezei. Totodată își exprimă deplina grațitudine domnului dr.Lumitra Mihalache de la IFA București pentru sprijinul acordat prin discuțiile și observațiile pertinente asupra aspectelor teoretice ale tezei.

Autorul mulțumește pe această cale domnului cercetător I.Lumitrică de la IFTAR, care l-a ajutat în procurarea fibrelor optice necesare realizării părții experimentale ale tezei.

În final, dar nu și în ultimul rînd, autorul mulțumește doamnelor Ștef Valentina și Halik Maria pentru ajutorul acordat în redactarea lucrării.

## CAP.2. TRADUCTOARE CU FIBRE OPTICE

Traductoarele cu fibre optice (TFO) acoperă întreaga gamă de măsuranzi cunoscuți, de la parametri fizici elementari (tabelul 2.1.) pînă la factorii chimici și biochimici /Ka.1//Gi.1/. De aceea există o largă varietate constructivă a acestora prezentată pe larg în cel de-al doilea referat /Mu.2/. Analiza bogatei literaturi legate de TFO /Sr.1,Kt.1/ face posibilă o dublă clasificare a acestora. O primă clasificare se face după rolul pe care FO îl are în procesul de măsurare. A doua clasificare se face după tipul fibrelor optice (multimod sau monomod) folosite în TFO.

### 2.1. Clasificarea TFO după rolul fibrei optice în procesul de măsurare

Fibrele optice îndeplinesc următoarele funcții în TFO:

1. Transportă radiația de lumină, a cărei parametri urmează a fi modulați, de la sursa optică la locul unde are loc procesul de măsurare.
2. Transportă informația de măsură, modulată într-un parametru al luminii, la receptorul optic unde are loc codificarea acesteia.
3. Modulează parametrii luminii ce trece prin ele, sub acțiunea unor măsuranzi externi care modifică caracteristicile FO și deci condițiile de propagare ale acesteia.
4. Asigură o multiplexare a mai multor semnale de măsură pe aceeași fibră optică.

Traductoarele în care fibrele optice îndeplinesc numai primele trei funcții poartă numele de TFO extrinseci. Traductoarele în care sînt îndeplinite toate cele patru funcții se numesc TFO intrinseci.

#### 2.1.1. Traductoare cu fibre optice extrinseci

În cazul acestor TFO fibra optică are un rol pasiv, fiind folosită numai pentru transmiterea luminii de la o sursă de lumină la sensorul de măsură și de la aceasta înapoi la receptorul optic. Modulația parametrilor luminii sub acțiunea măsuranzilor se face în exteriorul FO prin efectele descrise în tab.2.1, care sînt prezentate în detaliu în cel de-al doilea referat /Mu.2/. Trebuiește însă subliniat faptul că deși rolul FO pare minor la prima vedere,

el este esențial în realizarea unor traductoare cu performanțe ridicate, deoarece oferă toate avantajele fibrei optice:

- imunitate la câmpul magnetic perturbator;
- îndeplinirea normelor antiex;
- posibilități de monitorizare de la mare distanță a parametrilor măsurați;
- multiplexarea simplă a mai multor semnale de măsură pe aceeași FO;
- necesitatea unor puteri mici de alimentare a TFO;
- separarea surselor de alimentare a TFO de punctul de măsură prin distanțe oricât de mari;
- atenuări mici ale semnalului de măsură.

Toate aceste avantaje enumerate fac ca FO extrinseci să fie superioare traductoarelor optoelectronice care folosesc același principiu de măsurare.

Există trei categorii mai importante de TFO extrinseci a căror schemă bloc este prezentată în fig.2.1.

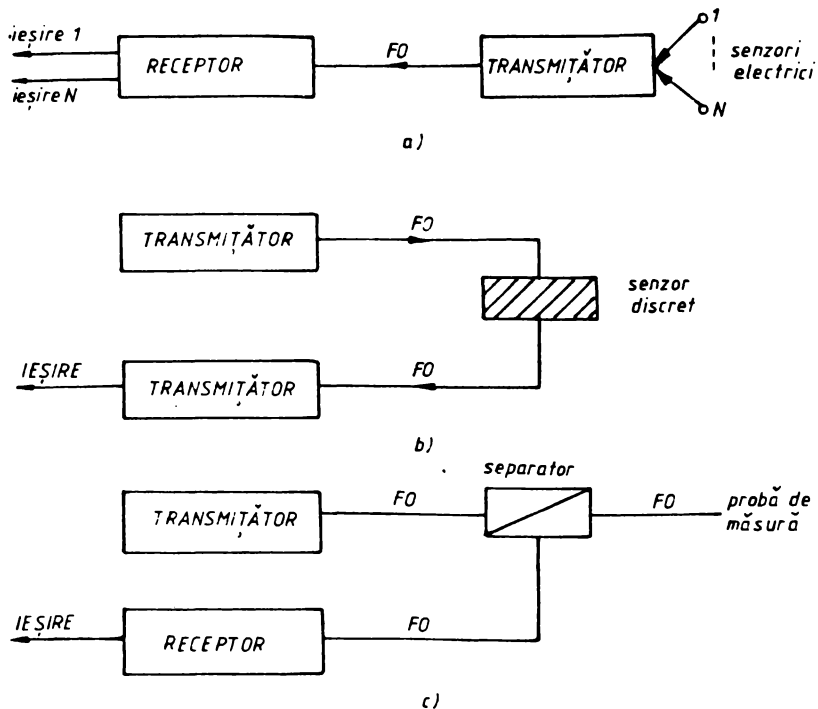


Fig.2.1.

### TFO extrinseci hibride folosind senzori electrici

Aceste TFO au schema bloc din fig.2.1.a. Sînt constituite dintr-o FO multimod, un transmițător optic în care se convertește și se multiplexează semnalele venite, N separatori electrici convenționali și un receptor optic care convertește și demultiplexează din nou semnalul optic în N semnale electrice. Avantajul acestui tip de traductor extrinsec constă în faptul că semnalele de măsură pot fi multiplexate și transmise pe o singură FO la distanțe mari de la locul de măsurare, în condițiile asigurării unei imunități ridicate a informației de măsură la perturbațiile mediului ambiant. Dezavantajul constă în faptul că sursa de alimentare trebuiește aplicată lângă senzorii electrici.

Acest TFO este deja aplicat pe scară largă în instalațiile industriale complexe care funcționează în cîmpuri electromagnetice puternice și condiții dificile (cum este cazul turbinelor) și este necesar să se măsoare simultan mai mulți parametri, ca temperatura, vibrațiile, debitul, chiar în interiorul acestora.

### TFO extrinseci care folosesc senzori optici discreți

Schema de principiu a acestor TFO este dată în fig.2.1.b. În acest tip de TFO, fibra optică poate fi atît multimod cît și monomod. Lumina este ghidată de la o sursă optică potrivită (diodă electroluminiscentă, diodă laser sau sursă laser) aflată în transmițător la un senzor optic discret unde are loc modularea sa într-unul din parametrii săi (intensitate, fază, frecvență, polarizare /Ka.1/) sub acțiunea mărimii de măsură. Lumina astfel modulată este transmisă receptorului prin aceeași FO sau după caz prin altă FO.

Pentru diversele tipuri de TFO cu senzori discreți principiile care stau la baza modulației luminii în parametrii săi de bază, sub influența diferiților măsuranzi, sînt sintetizate în tab.2.1.

Un avantaj al acestor TFO este faptul că sursele de alimentare nu sînt plasate lângă senzorii discreți și ca atare pot lucra în medii dificile. De asemenea TFO de acest tip au performanțe superioare privind stabilitatea și siguranța în funcționare.

După cum se observă din tabelul 2.1., TFO din această categorie pot măsura: intensitatea curentului electric, tensiunea, temperatura, vibrațiile, accelerația, presiunea. De asemenea informa-



ția de măsură poate fi modulată în intensitate și/sau polarizare, iar efectele folosite sînt: efectul Faraday, efectul Pockels, ecranare, absorbția radiației, efectul elasto optic etc. /Gw.1/.

Tabelul 2.1.

<u>Măsuranzi</u>	<u>Parametrii luminii</u>	<u>Principii</u>	<u>Tipul de TFO extrinsec</u>
curent electric	polarizare	Efect Faraday (magneto optic)	fig.2.1.b. fig.2.2.
cîmp magnetic	fază	interferența (efect magnetostriktiv)	fig.2.2.
tensiune	polarizare	Efect Pockels (electro optic)	fig.2.1.b.
cîmp electric	fază	interferență (efect electrostriktiv)	fig.2.2.
temperatură	intensitate	ecranare, absorbție, radiație, fluorescență	fig.2.1.b fig.2.1.c.
	intensitate, spectru	radiație corp negru	fig.2.1.c.
	polarizare	birefringență	fig.2.1.b.
rotație	fază	efect Sagnac	fig.2.2.
viteză	frecvență	efect Doppler	fig.2.1.c.
vibrații, accelerație,	intensitate	îndoire	fig.2.2.
		microîndoire	
presiune		ecranare	fig.2.1.b.
		reflexie	fig.2.1.b.
	polarizare	efect elasto optic	fig.2.1.b.
	fază	interferență (efect elasto optic)	fig.2.2.
	frecvență	efect Doppler	fig.2.1.c.
îmagine	intensitate	absorbție	fig.2.1.c.

TFO extrinseci cu fibră optică probă de măsură

Schema de principiu a acestor traductoare este prezentată în fig.2.1.c. Se disting două tipuri de traductoare din această categorie. Un prim tip de traductoare folosesc lumina radiată și modulată

chiar de obiectul supus măsurării care este direct preluată de fibra optică ce îndeplinește deci funcția de probă de măsură. Lumina este apoi ghidată prin FO către receptorul optic unde are loc demodularea și decodificarea informației de măsură. La al doilea tip de TFO lumina emisă de transmițătorul optic este ghidată prin proba cu FO și proiectată asupra obiectului, iar lumina reflectată sau difuzată de obiect poate fi preluată de aceeași sau de altă FO.

În această categorie intră TFO pentru măsurarea temperaturii prin modulația intensității luminii prin fluorescență sau măsurarea vitezelor, microdeplasărilor, vibrațiilor și presiunii prin efect Doppler. O categorie importantă de TFO de primul tip sînt traductorii de imagine care au aplicații în mod deosebit în tehnica medicală (endoscopie, angioscopie) și robotică.

### 2.1.2. Traductoare cu fibre optice intrinseci

În cazul acestor traductoare elementul activ care convertește măsurandul într-un parametru modulat al radiației ghidate este chiar FO. Deci fibra optică îndeplinește funcțiile de senzor și de mediu de transmitere a informației de măsură. Schema de principiu a acestui tip de TFO este ilustrată în fig.2.2.

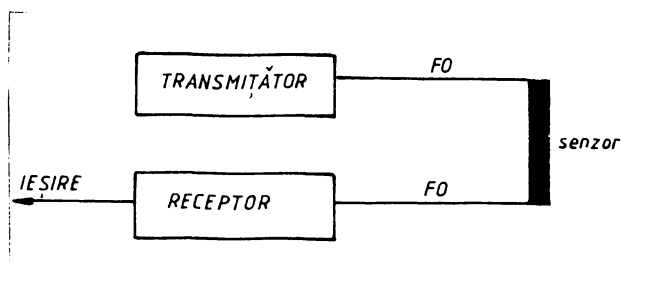


Fig.2.2.

Principiul de funcționare al FO pe post de senzor de măsură, constă în modificarea proprietăților fibrei optice sub acțiunea unor stimuli sau măsuranzi externi, care conduc la modificarea condițiilor de propagare a radiației ghidate, ceea ce are ca efect modularea parametrilor săi.

Tot în tabelul 2.1. se dau sintetic datele acestor traductoare cu fibre optice. Parametrii liniari care se modulează în TFO intrinseci sînt: intensitatea, faza și polarizarea. Principiile care

stau la baza lor sînt:

- în cazul modulației intensității luminii: atenuările introduse prin îndoirea sau microîndoirile fibrei optice /Sr.1/,/Ka.1/;

- în cazul modulației de fază a luminii: a) birefringența indusă de îndoirea și răsucirea FO sub acțiunea tensiunilor, forțelor sau presiunilor mecanice aplicate asupra acestora; b) modificarea birefringenței intrinseci sub acțiunea temperaturii; c) efectul Sagnac /Rt.1/,/Jn.1/;

- în cazul modulației polarizării: efectul Faraday /Ka.1/.

În mod curent modulația fazei și a polarizării sînt detectate prin tehnici interferometrice și necesită în mod exclusiv fibre optice monomod. În cazul modulației intensității luminii se pot utiliza atât FO monomod cît și multimod.

Principalele avantaje ale acestor TFO îl reprezintă marea lor sensibilitate și posibilitatea lor de a fi realizate într-o largă gamă de forme geometrice.

## 2.2. Clasificarea TFO după tipul fibrelor optice folosite

Diferențele dintre fibrele optice monomod și multimod sînt bine cunoscute și au fost prezentate în primul referat /Mu.1/.

Fibrele optice multimod au diametrul miezului cuprins între 50 - 100  $\mu\text{m}$ , iar numărul de moduri care se propagă este egal cu  $4V^2/\pi^2$ , unde  $V$  este frecvența normalizată sau constanta de structură a FO. Dacă  $V \leq 2,405$ , atunci FO devine monomod deoarece prin ea se propagă numai modul fundamental, care este format din două moduri liniar polarizate  $HE_{11x}$  și  $HE_{11y}$ . Dacă constantele de propagare  $k_x$  și  $k_y$  ale modurilor  $HE_{11x,y}$  sînt egale atunci modul fundamental este degenerat, în caz contrar  $k_x \neq k_y$ , cum se întîmplă de cele mai multe ori în practică și fibra optică monomod prezintă o birefringență intrinsecă,  $\beta_1$ , putînd fi aproximată cu un polarizor.

Avînd în vedere deosebiriile majore între proprietățile celor două tipuri de FO, traductoarele dezvoltate pe baza lor au caracteristici distincte.

Traductoare cu fibre optice multimod. Au avantajul simplității și al unui preț de cost relativ scăzut. În construcția acestor TFO se folosesc ca surse optice diodele electroluminescente iar ca detectori fotodiodele sau fototransistori, toate aceste componente găsindu-se din abundență pe piață la un preț convenabil. Pentru cuplajul sursă

optică - FO se pot folosi conexiuni simple, problema aliniării fiind mai ușor de soluționat. TFO multimod pot fi împărțite în următoarele categorii mai importante:

TFO multimod intrinseci

- 1) Refractometre
- 2) TFO de presiune
- 3) TFO de temperatură
- 4) TFO de viteză

TFO multimod extrinseci

- 1) TFO pentru măsurarea deplasărilor
- 2) TFO de reflexie
- 3) TFO de polarizare
- 4) TFO spectrale

Traductoare cu fibre optice monomod . Au avantajul unei sensibilități ridicate și acoperă practic întreaga gamă de măsuranzi cunoscute. Dezavantajul lor este legat doar de prețul relativ ridicat datorat faptului că necesită componente relativ scumpe ca: FO monomod speciale ca de exemplu cele care păstrează polaritatea, dioda laser sau sursa laser, fotodetectori speciali și elemente de conectivă pretențioase. Aceste dezavantaje vor dispărea evident cu creșterea cererii de asemenea dispozitive.

TFO monomod existente în literatură sînt atît intrinseci cît și extrinseci (tab.2.2.) și se bazează în mod exclusiv pe tehnici interferometrice. Ele folosesc modulația luminii în fază și polarizare și se pot clasifica după tipul interferometrului utilizat în construcția lor. Astfel avem:

- 1) TFO bazate pe interferometre cu două raze de lumină de tip Michelson și Mach-Zehnder;
- 2) TFO bazate pe interferometre de tip Sagnac sau giroscopice cu fibre optice;
- 3) TFO bazate pe interferometre de polarizare sau polarimetre cu FO.

Toate tipurile de TFO atît multimod cît și monomod amintite mai sus au fost prezentate principial și constructiv în referatul al doilea Au.2/, de aceea în continuare vom analiza pe scurt stadiul actual și perspectivele TFO.

### 2.3. Stadiul actual și perspectivele TFO

Deși cercetările în domeniul TFO și a SMFO nu au mai mult de un deceniu vechime, în acest scurt timp s-a ajuns la elaborarea unor asemenea traductoare care au devenit deja competitive în multe domenii de interes, ca industria aeronautică și navală, tehnica medicală sau controlul proceselor industriale. TFO s-au dovedit deosebit de sensibil și potriviți pentru a lucra în medii grele ca cele din industria chimică, în medii explozive sau cele cu câmpuri electromagnetice perturbatoare puternice. Datorită acestor calități deosebite TFO oferă posibilități unice de a rezolva probleme deosebite în multe aplicații practice. În plus SMFO au posibilitatea de a controla de la distanță, procesele urmărite, fiind astfel posibilă realizarea unor sisteme telemetrice cu mai multe traductoare care nu necesită surse de alimentare localizate lângă procesul de măsurat. Proprietățile amintite constituie principalele avantaje față de traductoarele convenționale.

Dintre traductoarele cu fibre optice prezentate în paragrafele anterioare câteva categorii mai importante au beneficiat de cercetări intensive pe plan mondial, iar performanțele acestora sînt prezentate sintetic comparativ cu performanțele traductoarelor convenționale de același tip în tabelul 2.2.

Datele prezentate în tabelul 2.2. asupra stadiului actual al TFO sînt la nivelul anilor 1988-89. Se poate observa diversitatea tipurilor de TFO și precum și plaja largă de aplicabilitate a acestora în toate domeniile tehnicii. Se remarcă de asemenea faptul că performanțele TFO, actuale și de perspectivă (teoretice), sînt net superioare traductoarelor clasice.

În capitolele următoare vom aborda clasa TFO monomod care folosesc modularea intensității luminii prin îndoirea fibrei optice sub acțiunea factorilor externi. Pentru aceasta facem mai întâi o prezentare a efectelor pe care le are îndoirea FO monomod asupra propagării luminii (Cap. 3). Dezvoltăm apoi studiul atenuării radiației electromagnetice care se propagă prin FO monomod îndoite după forme din spațiu oarecare, pe baza unei metode originale pe care am denumit-o "metoda curentului de volum generalizată" (Cap. 4).

Datorită analogiei între modelul matematic de analiză al FO monomod îndoite după curbe oarecare din spațiu și cel al antenelor cu fir subțire de aceeași formă generală le-am asumat "antene cu fibre optice".

Tabelul 2.2.

Tipul de TFO parametru măsurat	Performan- țele dis- pozitivului comercial	Parametrii TFO teore- tici (măsurati)	Domeniul dinamic stabilitate, zgo- not, liniaritate	tadiul actual
1	2	4	5	6
1. Hidrofoane	Piezoceramic 3odB re: 1 uatm	5 dB re: 1 uatm cu 100 m FO (20 dB re: 1 uatm)	Sensibilitatea la vibrații compara- bilă cu celelalte tehnologii; varia- ții geometrice demonstrate-pla- nare, liniare, ci- linrice; sensi- bilitatea cu tem- peratura $0.5\%$ de la $C-55^{\circ}C$ ; Dome- niul dinamic: 140 dB.	Performanțele au fost demonstrate pe modele experimentale de la- borator, prototipuri experimentate pe oferă posibilitatea multiplexării pe o singură FO a mai mul- tor traductoare
2. Traductoare de câmp mag- netic	Fluxmetre Hall criogenice Hall	$10^{-9}$ Gauss cu 100 m de FO, putere optică de 1 mW, tempe- ratura camerei ( $10^{-5}$ Gauss - câmp de cc, 1 m de FO, 1 mW putere optică)	Domeniul dinamic: $10^6$ Stabilitate: $10^{-3}$ Gauss/13 hr liniaritate: 100 ppm	Modele de Laborator în curs de experimen- tare pentru a demons- tra sensibilitatea teoretică. Există câ- teva prototipuri co- municate.
3. Giroscopae (rotația)	G.mecanice G.cu laser G.electro- statice	$10^{-4}$ o/h cu 5km de FO și 1mW putere optică $10^{-3}$ o/h la 0,8 km de FO și 0,1 mW putere op- tică	Domeniul dinamic: $10^5$ Factorul de stabili- tate de scădere: $10^{-2}$ o/h. Liniari- tate: 10 ppm.	Prototipuri de giro- scopae de precizie re- cuză. Se depun efor- turi pentru realiza- rea lor compactă pen- tru a crește stabili- tatea; domeniul dinamic și liniaritatea

(Tab.2.2. continuare)

1	2	3	4	5	6
TFO de poziție (deplasare)	Linieri și de rotație	10 - 12 biți	Posiție: (12 biți rezoluție: 10-3mm domeniul dinamic: 0,6 mm) Rotație: (rezoluție: 0,4°, domeniul dinamic: 40°)	Au cost scăzut dar necesită tehnici de fabricație îmbunătățite: Stabilitatea la variațiile mediului: 0,1mm pentru o temperatură între -50°C și +100°C	Există modele experimentale comune: Se studiază îmbunătățirea tehnologiilor de fabricație care
TFO de presiune	Există o gamă largă de asemenea traductoare	0-5000 psi g precizie de 0,24% pentru orice domeniu de măsură	Există diverse tipuri de TFO care lucrează în diferite domenii de măsură	Ideptice cu cele ale traductoarelor convenționale	Există mai multe tipuri fabricate pe principiul ca: micro-inducturi, fotoelasticitate, etranare; Sunt competitive ca performanțe cu tehnologiile convenționale; TFO de presiune minaturali sunt folosiți în echipamente de laborator
TFO de vibrații (acclerație)	piezoelectric	domeniu: 10 <sup>6</sup> g rezoluție: 10 <sup>-6</sup> g	TFO cu lamelă vibrantă (0,01 - 32 g) TFO interferometric (10 <sup>-6</sup> -log)	TFO cu lamelă precizie: 0,1 rezoluție: 0,1 g TFO interferometric rezoluție: 10 <sup>-6</sup> g	Au cost scăzut Au fost testate deja în diverse aplicații

1	2	3	4	5	6
TFO pentru măsurarea debilității și a vitezei de surzenie a lichidelor	Ultrasonice	±5% ±1% ±1%	TFO de tip vortex (0,5 - 20 m/s) TFO cu efect Doppler (10 <sup>-6</sup> -10 <sup>-4</sup> m/s) TFO de presiune (1 - 7 litri/s)	precizie/rezoluția 1000 ppm/0,5 m/s 1000 ppm/10 m/s	Acești TFO sînt ideali pentru măsurători în locuri inaccesibile sau medii grele; perturbă puțin surzenia lichidelor; TFO de dimensiuni de ordinul 100 mm au fost dezvoltate pentru aplicații medicale
TFO pentru măsurarea nivelului la lichide	Ultrasonice	tipic -1 mm	TFO cu variația indicelui de refracție - 0,5 mm (da/mm) TFO de tip radar optic (continuu) - 1 mm	rezoluție: 0,5 mm  rezoluție: 1 mm	Aceste tipuri de TFO folosesc posibilitatea de telemăsurare, monitorizînd nivelul lichidelor transportate în conducte pe distanțe de ordinul km
TFO pentru măsurarea nivelului la lichide	Electrici Dielectrice Acustici	200ppm 200ppm	15 ppm (real) 1 ppm (laborator)	Au posibilitatea de a distinge între poluarea cu petrol și cea cu deșeuri solide	Au fost deja instalate în peste 800 nave; Au fost folosite tah- lungime de undă per- truu a face deosebirea între deșeurile de petrol și cele solide
TFO pentru temperatură	termopile  termocuple	-180 - 1000°C ±100 1400°C to, 1500	TFO interferometric (0-100°C ±10 <sup>-3</sup> °C) TFO de intensitate (0-100°C to, 2°C)	TFO interferometrice pot avea di- cații medicale Costul actual este mult mai mare decît cel al traductorilor convenționali	Se pot folosi în petrol și cele solide



(Tab.2.2. continuare)

1	2	3	4	5	6
				dinamic la Repetabilitate te in ambele cazuri	TFC de labora- realizati cu precizie de 10-8 OC si co- meniu cinematic de 100 dB
Presiune	membrane	0 - 300 mmHg	membrane cu probe de FO te 0-300 mmHg cu precizie 10,5%	repetabilitate te similara sint prototipi- purii de labo- onale	Majoritatea acestor TFC sint prototipi- purii de labo- rator Au posibilitati de moni- torizare
FH	Electrozi de sticlă		pe baza absorb- tie 0,8 - 7,4 10,1 fluorescen- ta 6 - 8 to,2 reflexie 7 - 12	aria - timpul de raspuns 30 s 0,5 mm diame- tru 3 mm lungi- me 4 mm diame- tru 2 mm diame- tru	Au fost testa- te pe animale in cercetari medicale Au posibilitati de mini- aturizare

Metoda curentului de volum generalizată am aplicat-o apoi pentru studiul antenei elicoidale cu FO monomod (Cap.5). Rezultatele modelării au pus în evidență pentru prima dată în literatură proprietăți de radiație (și deci de atenuare) deosebite ale antenei elicoidale cu FO, fapt care poate conduce la realizarea unor TFC de deplasare deosebit de sensibili.

**CAP.3. EFECTELE ÎNDOIRII FIBRELOR OPTICE MONOMOD ASUPRA  
PROPAGĂRII RADIAȚIEI ELECTROMAGNETICE. METODA  
CURENTULUI DE VOLTA**

Studiul efectelor îndoirii FO asupra propagării radiației electromagnetice ocupă un loc important în literatură de specialitate datorită multiplelor implicații practice dintre care amintim două pe cele mai importante: evaluarea atenuării radiației electromagnetice datorate îndoirilor și microîndoirilor FO folosite în sistemele de transmisii la mare distanță și modificarea birefringentei FO monomod prin îndoire, cu posibilități de utilizare în domeniul senzorilor.

În acest capitol vom face o prezentare a acestor efecte precum și o analiză critică a modelelor atenuării de curbură prezentate în literatură.

**3.1. Efectele îndoirii uniforme a FO monomod**

Deoarece analiza propagării radiației electromagnetice prin FO monomod îndoite după curbe din spațiu de forme oarecare este, după cum vom vedea în capitolele următoare dificilă și deoarece demersurile teoretice au avut doar scopul estimării atenuării pentru FO lungi folosite în transmisii, modelele elaborate până în prezent se referă doar la FO îndoite uniform după curbe plane simple de forma unui cerc sau arce de cerc înălțuite sau de formă sinusoidală. Efectele studiate în FO îndoite sînt atenuarea, deformarea câmpului electromagnetic și birefringenta indusă.

Experimentările efectuate și modelele elaborate au pus în evidență faptul că există două tipuri de atenuări distincte din punct de vedere fizic: atenuarea de curbură și atenuarea de tranziție. Atenuarea de curbură (pure bending) se manifestă doar pe porțiunile îndoite ale FO cu aceeași curbură. Atenuarea de tranziție apare la joncțiunea unor porțiuni de FO îndoite uniform după arce de cerc de curbură diferite.

Deformarea câmpului electromagnetic și birefringenta indusă sînt alte două fenomene care au fost demonstrate experimental și modelate teoretic.

3.1.1. Atenuarea de curbură în FO monomod îndoite uniform  
/Mr.1//Ln.1//Ad.1//Me.2//Sr.2//Gg.1-4//Vp.1/

Atenuarea radiației electromagnetice în ghidurile optice îndoite uniform după arce de cerc a constituit una din primele probleme abordate atât teoretic cât și experimental Marcatili și Miller /Mr.1/ pentru ghidurile de undă optice plane și apoi Snyder /Sr.1/, Gambling /Gg.1/ pentru FO au explicat și modelat fenomenul fizic ce apare în ghidurile optice îndoite uniform. O explicație empirică a acestui fenomen a fost dată în /Mr.1/, fig.3.1. Dacă FO este îndoită într-un arc planar de rază constantă este evident că atât câmpurile  $E(x)$  și  $H(x)$  cât și fronturile de fază constantă se rotesc în jurul centrului de curbură cu o viteză unghiulară constantă.

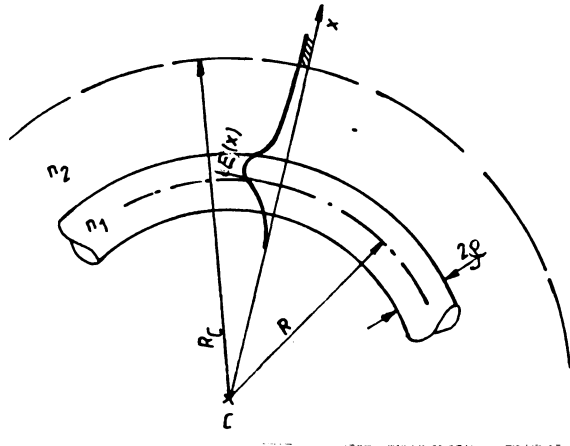


Fig.3.1.

În consecință viteza de fază paralelă cu axa FO crește liniar cu distanța de la centrul curburii. Deoarece FO are un înveliș uniform și viteza de fază nu poate depăși viteza locală din înveliș a luminii va exista o rază  $R_c$  în planul îndoiturii, pentru care viteza de fază depășește viteza locală a luminii și câmpul în această regiune devine radiant. Evident această explicație a determinat apariția unor modele de calcul a radiației de curbură a FC.

În miez și în apropierea sa câmpul electromagnetic este corect descris de modurile FO drepte dacă raza de curbură este mult mai mare decât raza miezului, sau mai exact dacă sînt îndeplinite

condițiile de aproximare prin moduri locale [(2.49) din /Mu.1/].

Vassalo /Vo.1/ a calculat expresia razei  $R_c$  numită și caustica de radiație,

$$R_c = R \left[ 1 + \frac{1}{2} \left( \frac{W}{\rho k n_2} \right)^2 \right]; \text{ unde } k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega}{c} \quad (3.1)$$

iar în /Ln.1/, /Ad.1/, /Me.2/, /Sr.2/, /Gg.2/, /Vo.1/ a fost calculată atenuarea de curbură folosindu-se diferite modele care au condus la același rezultat:

$$\gamma = \frac{\pi^{1/2}}{2\rho} \left( \frac{\rho}{R} \right)^{1/2} \frac{v^{2W/2}}{U^2} \exp \left\{ -\frac{4}{3} \frac{R}{\rho} \frac{v^2 \Delta}{v^2} \right\} \quad (3.2)$$

Avem următoarele semnificații ale parametrilor ce intervin în relațiile (3.1) și (3.2):

- $\rho$  - raza miezului FO monomod;
- $W$  - parametrul modului  $HE_{11}$  în înveliș (/Mu.1/, tab.2.3)
- $U$  - parametrul modului  $HE_{11}$  în miez (/Mu.1/, tab.2.3)
- $V$  - constanta de structură FO monomod (/Mu.1/, (2.25))
- $\Delta$  - diferența normată a indicilor de refracție (/Mu.1/, tab.1.1)

### 3.1.2. Deformarea cîmpului electromagnetic în FO monomod îndoite uniform

/Mr.2/, /Me.1/, /Sr.1/, /Gg.1,2,3,4/

Marcantili /Mr.2/ ia pentru prima dată în considerare deformarea cîmpului în ghidurile optice plane curbate, iar Marcuse /Me.1/ extinde analiza pentru FO monomod curbate uniform calculînd atenuarea de curbură a modurilor individuale ținînd seama de cîmpul lor deformant. Gambling /Gg.2,3,4/ a analizat atît teoretic cît și experimental distribuția transversală a modului fundamental  $HE_{11}$  în FO îndoită uniform și a ajuns la concluzia că acesta se deplasează în afara curburii ca și cum asupra lui ar acționa o "forță centrifugă" (fig.3.2).

Deplasarea "d" a modului fundamental normată cu raza miezului este bine aproximată de relația /Gg.2/:

$$\frac{d}{\rho} = - \frac{v^2}{4\Delta(R/\rho)} (0,65 + 1,619 v^{-1,5} + 2,879 v^{-6})^4 \quad (3.3)$$

Distribuția intensității cîmpului electric  $E(x)$  a modului fundamental  $HE_{11}$  pentru diferite valori ale razei de curbură

normalizare din planul curburii este prezentată în fig.3.3.

Valorile deplasărilor normalizate reprezentate în diagramă corespund valorilor calculate cu relația (3.3).

Pe lângă o deplasare a câmpului electromagnetic mai are loc și o modificare a lățimii acestuia, fapt ce se poate remarca din

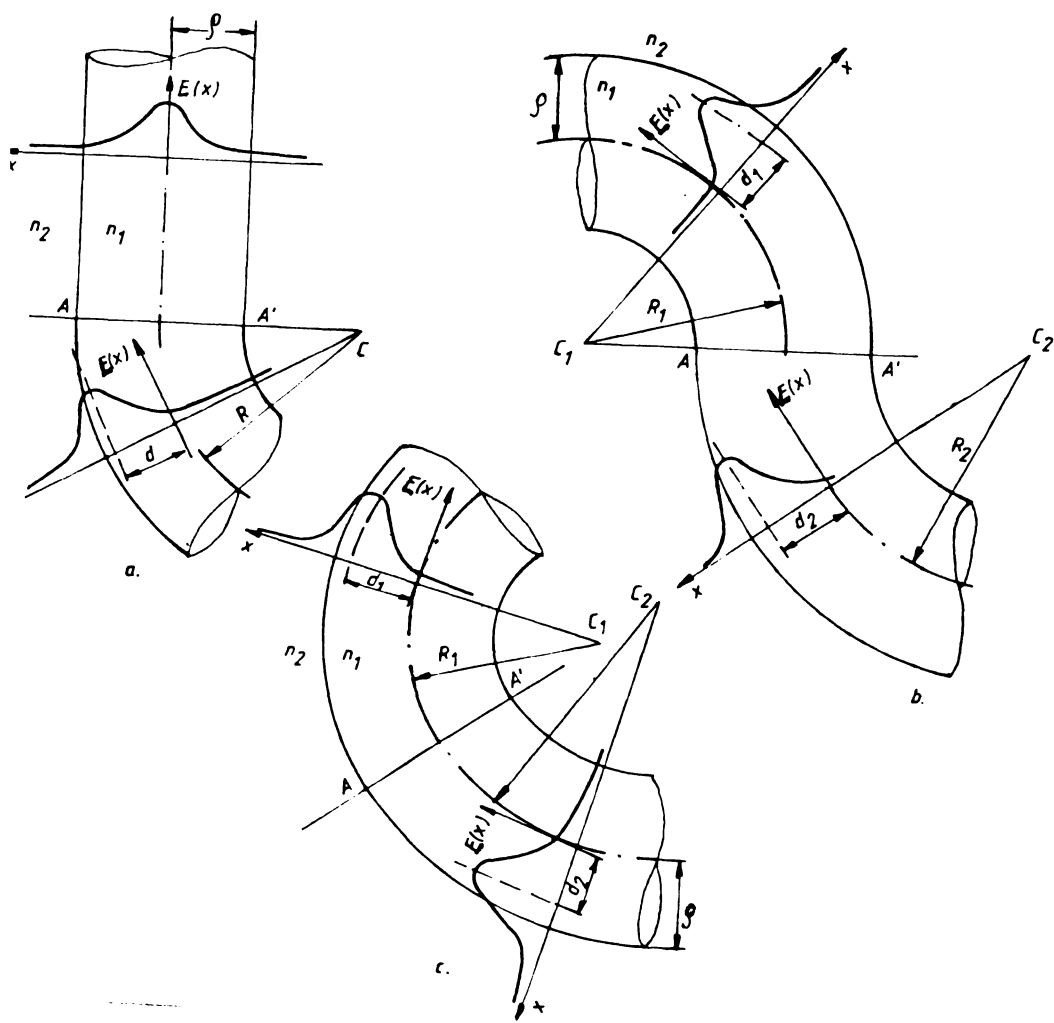


Fig.3.2.

fig.3.3. Dacă aproximăm câmpul modului fundamental cu un fascicul gaussian (/Ar.1/), lărgimea acestuia atât în FO dreaptă ( $B_0$ ) cât și în cea curbată ( $B$ ) este un parametru important deoarece aceasta are o influență semnificativă asupra atenuării de curbură. Se definește un factor de schimbare relativă a lărimii spotului în cazul FO curbate față de cazul FO drepte /Gg.2/:

$$\Delta B = \frac{B - B_0}{B_0} = \frac{1}{2} \left( \frac{d}{B_0} \right)^2 \quad (3.4)$$

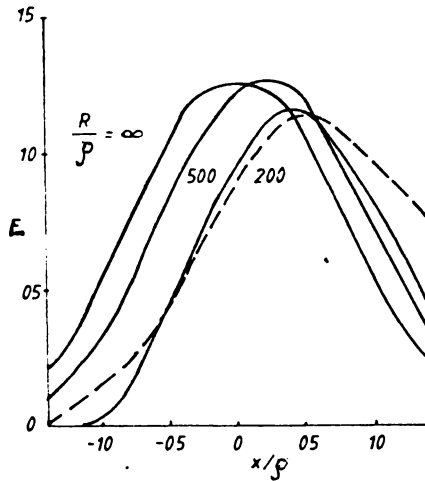


Fig.3.3.

Expresia anterioară arată că schimbarea relativă a dimensiunii spotului modului fundamental datorită îndoirii uniforme a FO monomod, depinde de deplasarea acestuia de la axa FO, în sensul creșterii acestuia odată cu descreșterea razei de curbură. Acest fapt implică ca pierderile reale de curbură în FO monomod sînt mai mari decît cele prezise de calculele convenționale, care presupun câmpul modului fundamental nedeformat, deoarece în acest fel o cantitate însemnată din energia acestuia se propagă prin înveliș unde este puternic atenuată, datorită cuplării la modurile de radiație, /Mu.1, §.2.3.3/.

### 3.1.3. Atenuarea de tranziție FO monomod îndoite uniforme /Gg.1,2,3,4/, /Ar.1/

O consecință imediată a deformării câmpului este așa numita atenuare de tranziție care se datorește schimbării brusce a curba-

rii FO îndoite uniform, așa cum se arată în fig.3.2.a.b.c. Repetirile câmpurilor din planul AA' în cele trei situații prezentate în figură, conduc la o reconversie a modului incident din porțiunea FO dinaintea planului AA' care excită atât modul local cît și câmpul de radiație din porțiunea de FO ce urmează.

Gambling /Gg.1,2,3,4/ a calculat teoretic și a pus în evidență experimental atenuarea de tranziție folosind modelul cuplării modului incident, așa cum s-a menționat mai sus. Snyder /Sr.1/ a folosit o metodă mai simplă considerînd modul fundamental în aproximație gaussiană și asimilînd situația de la frontiera AA' cu transmisia unui flux gaussian trunchiat, care determină propagarea în miezul FO de după AA' numai a unei fracțiuni din energia acestuia. Atenuarea se poate calcula cu relația:

$$\delta_{tr} = 1 - \frac{P_{tr}}{P_{in}} \quad (3.5)$$

$P_{tr}$  și  $P_{in}$  reprezintă respectiv energia trunchiată și incidentă a fluxului gaussian înainte și după secțiunea AA'.

Pentru cazul din fig.3.2.a. avem:

$$\delta_{tr,a} = \left(\frac{\rho}{R}\right)^2 \left(\frac{\omega_0}{\rho}\right)^6 \frac{y^2}{8\Delta^2} \quad (3.6)$$

Iar pentru cazurile din fig.3.2.b,c,

$$\delta_{tr,b,c} = \left\{ \frac{R_1 \pm R_2}{R_1 R_2} \right\}^2 \cdot \frac{\rho^2 v^2}{8\Delta^2} \left(\frac{\omega_0}{\rho}\right)^6 \quad (3.7)$$

Schimbările bruște de curbură determină valori mai mari ale atenuării de tranziție decît ale atenuării de curbură uniforme. În același timp o schimbare lentă (continuă) a curburii dintre o porțiune dreaptă și o porțiune curbată uniform a FO conduce la scăderi considerabile ale valorii atenuării de tranziție, aceasta devenind mult mai mică decît atenuarea de curbură. Aceste ultime două proprietăți au fost puse în evidență experimental în /Gg.2/.

### 3.1.4. Birefringenta de curbură indusă în FO monomod /Uh.1/, /Um.2/

Așa cum s-a arătat în capitoul precedent modul  $HE_{11}$  (sau  $LP_{01}$  în aproximația de ghidare slabă) un mod liniar polarizat are două componente ortogonale  $HE_{11x}$  și  $HE_{11y}$ , care sînt funcții

pare. In cazul FO monomod drepte ideale, constantele de propagare ale celei două moduri ortogonale sînt egale,  $k_x = k_y$  și ca atare starea de polarizare a modului  $HE_{11}$  rămîne aceeași, aceasta fiind liniar polarizată. Această ipoteză este folosită în toate modelele teoretice în care se calculează atenuarea de curbură uniformă.

FO reale prezintă însă o birefringentă intrinsecă  $\beta_1 < 3 \text{ rad/m}$  care se datorește <sup>în</sup> principal următorilor factori:

- deviația geometriei miezului de la geometria cilindrică perfectă ca de exemplu în FO cu miez eliptic, sau în FO răsucite;
- forțele de deformare care determină apariția fenomenului elasto-optic.

Acest din urmă efect stă și la baza birefringentei de curbură induse  $\beta_b$  /Uh.1/. Ulrich a calculat birefringenta de curbură indusă și a demonstrat experimental valabilitatea modelului folosit. Astfel el a pornit de la ipoteza că birefringenta de curbură indusă este proporțională cu diferența modificărilor indicilor de refracție  $\delta n_x$  și  $\delta n_y$ , datorate acțiunii diferite a efectului elasto-optic pe cele două axe de polarizare (fig.3.4).

$$\beta_b = k_x - k_y \cong k(\delta n_x - \delta n_y) \quad (3.8)$$

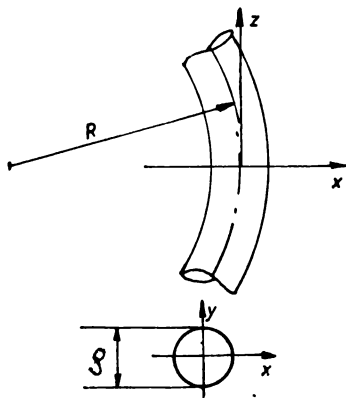


Fig.3.4.

Expresia birefringentei de curbură induse obținute este:

$$\beta_b = 0.25 kn_1^3(p_{11} - p_{12})(1 + \nu) \left(\frac{\rho}{R}\right)^2 \quad (3.9)$$

unde  $p_{11}$  și  $\nu$  sînt constante de material. Pentru FO monomod uzuale din silică rezultă următoarea formulă:

$$\beta_b = -7.7 \times 10^7 \left(\frac{\rho}{R}\right)^2 \text{ deg/m} \quad (3.10)$$



Se observă că birefringenta indusă este invers proporțională cu tratul razăi de curbură normale cu raza miezului și că ea are un caracter scalar.

3.2. Analiza metodelor de calcul a atenuării de curbură a FO monomod

/Me.2,3,4/, /Ln.1/, /An.1/, /Sr.1,2,3/, /We.1/, /Gg.2/?  
/Vo.1/, /Mu.1/.

În literatura de specialitate au fost propuse mai multe modele pentru calculul atenuării de curbură, toate conducând la relația (3.2)

$$\gamma = \frac{\pi^{1/2}}{2p} \left(\frac{R}{R_0}\right)^{1/2} \frac{g^2 W^{1/2}}{U^2} \exp \left\{ -\frac{4}{3} \frac{R}{p} \frac{W^3 \Delta}{V^2} \right\} \quad (3.11)$$

în următoarele ipoteze de calcul:

- FO monomod este considerată cu ghidare slabă;
- modul fundamental  $HE_{11}$  este considerat liniar polarizat adică de tip  $LP_{01}$ ;
- câmpul modal se consideră nedeformat și este aproximat în miez și în apropierea miezului cu un mod local al unei FO drepte echivalente /Mu.1/;
- învelișul FO monomod este presupus de rază infinită și cu indicele de refracție  $n_2$ .

Metoda după care se calculează atenuarea de curbură constă în determinarea puterii radiate dintr-o FO monomod îndoită sub forma unui cerc de rază R. Atenuarea se determină ca raport între puterea radiată și puterea incidentă împărțită la lungimea FO:

$$\gamma = \frac{P_{\text{radiată}}}{2\pi R \cdot P_{\text{incidentă}}} \quad (3.12)$$

Prezentăm pe scurt principalele modele existente în literatură  
1) Arnaud /Ad.1/ - ajunge la relația (3.11) determinând pierderile prin radiație ale modului ghidat. Pentru aceasta evaluează cuplajul între modul ghidat și modurile de radiație (/Mu.1/, §.2.3.3.) care se află în înveliș. Se presupune pentru început că învelișul este mărginit (fig.3.4) la o anumită distanță  $R_0$  de o suprafață reactivă care provoacă pierderi, prin disipație, în modurilor din substrat incidente pe aceasta. În final  $R_0 \rightarrow \infty$  astfel încât pierderile prin disipație dispar.

Modurile de radiație din substrat se caracterizează printr-o comportare oscilatorie a intensității câmpului electric E, în afara

unei caustici situate la distanța  $R$  față de axa de curbură și exponențială în interior (fig.3.5).

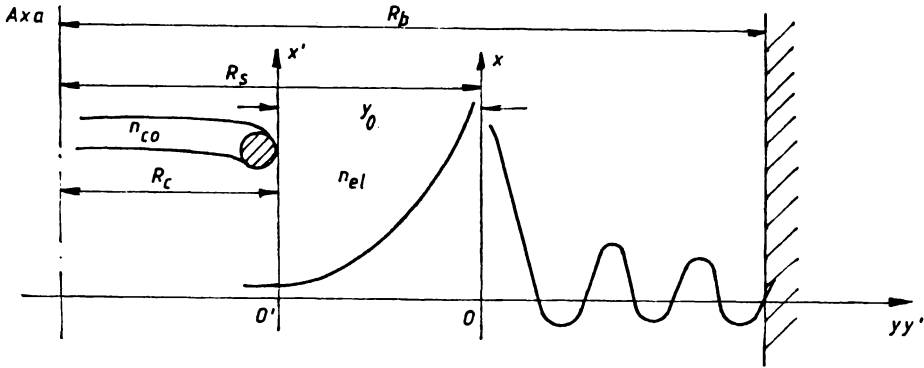


Fig.3.5.

2) Marcuse /Me.2/ a calculat atenuarea de curbură (3.11), determinînd puterea radiată, prin puterea modului fundamental cuplată la modurile de radiație din înveliș. Câmpul de radiație din înveliș se descompune într-o serie de unde cilindrice, iar coeficienții descompunerii se determină forțînd egalitatea dintre câmpul de radiație din înveliș și câmpul ghidat din miez la suprafața de separație dintre miez și înveliș, adică la  $r = R + g$  (fig.3.6).

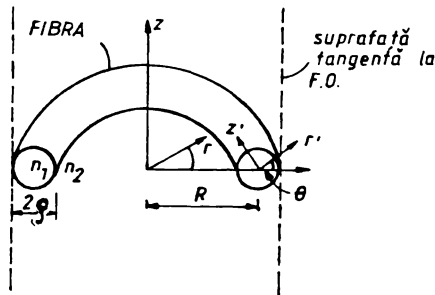


Fig.3.6.

INSTITUTUL DE  
FIZICĂ  
BUCUREȘTI

În /Me.3/ Marcuse extinde analiza pentru situația în care câmpul modului fundamental este deformat (§.3.1.2) folosind metoda descrisă mai sus. Relația obținută este însă mai complexă și se poate rezolva numai numeric.

3) Gambling /Gg.1-5/ este primul care în lucrările sale pune în evidență atât teoretic cât și experimental existența celor două forme ale atenuării datorate îndoirii FO monomod: atenuarea de curbură și atenuarea de tranziție. Modelele elaborate /Gg.1/ și rezultatele experimentale raportate asupra atenuării de tranziție /Gg.2-3/, arată că aceasta poate fi făcută oricât de mică dacă curbura FO monomod se schimbă în mod gradat.

Pentru calculul atenuării de curbură Gambling folosește aceeași tehnică de determinare a puterii cuplate la modurile de radiație a modului fundamental considerat liniar polarizat și reprezentat printr-un mod local al unei FO drepte /Gg.2/. El generalizează însă relația (3.11) pentru o FO de lungime L cu raza de curbură variabilă  $R(z)$ .

$$\gamma = \int_0^L \frac{\sigma(U, W)}{\sqrt{R(z)}} \exp \left\{ -D(U, W) |R(z)| \right\} dz \quad (3.13)$$

unde:

$$\sigma(U, W) = \frac{1}{2} \left( \frac{\pi}{\rho W^3} \right)^{1/2} \left[ \frac{U}{VK_1(W)} \right]^2$$

$$\sigma(U, W) = \frac{4 \Delta W^3}{3 \rho V^2}$$

iar  $K_1(W)$  este funcția Hankel modificată. Pentru  $R(z)=R$  relația (3.13) se reduce la (3.11).

Dacă relația (3.13) a fost obținută fără a se lua în considerare deformația câmpului modului fundamental în /Gg.4/ se face un studiu asupra deformării câmpului modal în FO îndoită dar nu se aplică rezultatul decât în cazul atenuării de tranziție.

4) Snyder /Sr.1-2/, elaborează o metodă originală numită metoda curentului de suprafață care constă în calcularea puterii radiate cu ajutorul teoriei antenelor /Nu.1/. Conform principiului echivalenței miezul FO îndoite este considerat ca o imperfecțiune dielectrică în mediul dielectric omogen și infinit al învelișului și ca stare câmpul electromagnetic din interiorul miezului poate fi înlocuit cu o densitate de curenți fictivi pe suprafața miez-înveliș /Nu.2/, care este excitată de modul fundamental incident. Aceste

densităţi de curent de la suprafaţa miez-înveliș sînt date în relațiile:

$$\begin{aligned} \underline{k}_e &= -\hat{n} \times \underline{H}_s \\ \underline{k}_m &= \hat{n} \times \underline{E}_s \end{aligned} \quad (3.14)$$

unde  $\underline{E}_s$  și  $\underline{H}_s$  sînt valorile cîmpului modal incident la suprafața miez-înveliș, iar  $\hat{n}$  este vectorul unitate normal la această suprafață. Cantitatea de energie radiată de acești curenți este formulată de teoria antenelor și are expresia:

$$P = \int_{A_\infty} \hat{R} \cdot \underline{S} \, dA = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi |S_R| R^2 \sin \theta \, d\theta \quad (3.15)$$

unde  $\theta$ ,  $\varphi$  sînt coordonate sferice uzuale,  $S_R$  este componenta radială a vectorului Poynting și  $A_\infty$  este suprafața sferică de rază  $R \rightarrow \infty$  care înconjoară FO. În plus avem:

$$S_R = \frac{1}{2} \underline{E} \times \underline{H}^* \cdot \hat{R} = \left( \frac{\varepsilon_2}{\mu_0} \right)^{1/2} \left( \frac{k_2^2}{32\pi^2 R^2} \right) \times \quad (3.16)$$

$$\times \left| \hat{R} \times \int_{A_{\text{miez}}} \left[ \underline{k}'_m + \left( \frac{\mu_0}{\varepsilon_1} \right)^{1/2} (\hat{R} \times \underline{k}'_e) \right] \exp(ik_1 \hat{R} \cdot \underline{R}') \, dA \right|^2$$

unde  $k_2$  este permitivitatea dielectrică relativă a învelișului,  $k_2 = n_2 k$  este constanta de propagare în înveliș,  $\underline{k}'$  este vectorul de poziție a unui punct pe interfața miez-înveliș, iar  $\underline{k}'_m = \underline{k}'_m(\underline{R}')$  și  $\underline{k}'_e = \underline{k}'_e(\underline{R}')$ .

Coefficientul de atenuare care se obține în final este cel dat de relația (3.11), dacă se aproximează modul care se propagă prin FO îndoită cu un mod local al FO drepte.

5) Metoda curentului de volum /ue.l/, pe care o vom prezenta mai în detaliu în paragraful următor, folosește de asemenea tehnica antenelor pentru calculul puterii radiate de modul fundamental ce se propagă prin FO monomod îndoită. Și în acest caz se obține relația (3.11) aproximînd modul ce se propagă cu un mod local.

### Concluzii

Toate metodele prezentate conduc la relația (3.11) în ipotezele prezentate la începutul acestui paragraf. Cea mai simplifica-

toare ipoteză este aproximarea modului ce se propagă prin FO îndoită cu un mod local al FO drepte, care în plus este liniar polarizat și deci păstrează un plan de polarizare constant de-a lungul întregii FO. În nici unul din modelele prezentate nu s-a ținut seama de birefringența de curbura indusă care după cum vom arăta în teză conduce la modele mai complexe ce pot explica diferențele care apar în literatură între modelele teoretice și rezultatele experimentale.

Metodele 1 - 3 sînt metode greoaie care se bazează pe analiza cuplării modurilor în care este necesară descompunerea spectrală a cîmpului de radiație în moduri de radiație improprii. Datorită complexității acestor moduri de radiație, chiar în condițiile ghidării slabe, apar limite ale aplicabilității acestor tehnici. Astfel, aceste metode nu permit considerarea în calcul a birefringenței FO monomod îndoită și nici nu pot lua în considerare decît curbe plane ale FO monomod.

Metodele 4 - 5 care folosesc teoria antenelor conduc la calcule mai simple care permit soluții asimptotice: În plus acestea au avantajul teoretic de a permite orice formă în spațiu a FO monomod și posibilitatea de a lua în calcul birefringența proprie și indusă a acestora /Me.1/. În acest scop în capitolul următor vom generaliza metoda curentului de volum.

### 3.3. Metoda curentului de volum /Me.1/, /Sr.1/.

Metoda curentului de volum evită necesitatea descompunerii spectrale a cîmpului de radiație în moduri de radiație ale FO deoarece calculează cîmpul total de radiație, direct dintr-o densitate de curent de volum indusă cunoscută, pe baza teoriei antenelor.

Efectul imperfecțiunilor dielectrice dintr-un mediu dielectric omogen și infinit, poate fi interpretat conform principiului echivalenței /Nu.2/, ca o densitate de curent de volum localizată la locul iregularității și care poate fi excitată de cîmpurile electromagnetice din vecinătatea iregularității. Aceste densități de curent de volum induse radiază în mediul omogen rezultînd o putere disipată a cîmpului electromagnetic incident. Pentru un cîmp

electromagnetic cu o dependență armonică de timp, exp 10t această densitate de curent indusă  $\underline{J}$  este:

$$\underline{J} = i\omega \Delta \varepsilon(\underline{r}) \underline{E}(\underline{r}) \quad (3.17)$$

unde  $\Delta \varepsilon(\underline{r})$  este diferența permitivității dielectrice dintre neregularități și mediul dielectric ambiant, localizată de vectorul de poziție  $\underline{r}$ ;  $\underline{E}(\underline{r})$  reprezintă intensitatea electrică a câmpului electromagnetic incident în punctul  $\underline{r}$ , care odată cunoscută permite calculul radiației câmpului provocată de  $\underline{J}$  folosind teoria elementară a antenelor.

În cazul FO se consideră învelișul acestora infinit cu permitivitatea  $\epsilon_0$ , iar miezul este privit ca o neregularitate dielectrică cu permitivitatea  $\varepsilon_1(\underline{r})$ . Astfel avem:

$$\Delta \varepsilon(\underline{r}) = \varepsilon_1(\underline{r}) - \varepsilon_0 \quad (3.18)$$

În consecință componenta radială mediată temporal a vectorului Poynting  $S^R$ , ce caracterizează radiația din miezul FO este:

$$S^R = \left( \frac{\mu_0}{2} \right) \frac{k_2^2}{32(\int R)^2} \underline{R} \times \int_{V'} \underline{J} \exp \{ ik_2 \hat{R} \cdot \underline{R}' \} dV' \quad (3.19)$$

unde  $k$  este distanța radială de la origine (localizată în miezul FO) la punctul de observație în câmpul de radiație,  $\hat{R}$  este vectorul unitate în această direcție,  $\underline{R}'$  este vectorul de poziție al sursei de curent din miez, iar  $k_2 = \omega (\mu_0 \varepsilon_2)$  este constanta de propagare din înveliș. Volumul de integrare  $V'$  este miezul FO, de lungime axială  $L$ . Puterea totală radiată,  $P^R$ , din FO va fi:

$$P^R = R^2 \int S^R \sin \theta d\theta d\phi \quad (3.20)$$

unde  $R$ ,  $\theta$ ,  $\phi$  sînt coordonatele sferice polare ale unui punct din câmpul de radiație.

Dacă se presupune că pierderea prin radiație pe unitatea de lungime este mică în comparație cu puterea totală incidentă ghidată  $P_0$  care se propagă de-a lungul FO, fapt confirmat experimental /Gg.2-4/, coeficientul de atenuare se va defini prin:

$$\gamma = \frac{P^R}{P_0} \quad (3.21)$$

Relația (3.21) conduce la relația (3.11) dacă aproximăm câmpul electric  $\underline{E}(\underline{r})$ , al modului incident din FO monomod îndoită cu câmpul unui mod local al FO drepte și care este liniar polarizat. Dar metoda permite considerarea atât a unei forme arbitrare în spațiu a FO monomod, cât și luarea în considerare a birefrințenței proprii și induse în aproximarea mai exactă a modului incident din FO monomod îndoită.

#### Cap.4. ANTENE CU FIBRE OPTICE MONOMOD

În capitolul anterior a fost prezentată metoda curentului de volum împreună cu avantajele sale, care o fac superioară celorlalte metode folosite în literatură pentru calcularea atenuării de curbura. Deoarece metoda necesită doar cunoașterea cîmpului electric modal din FO monomod îndoită, este evident că putem extinde cu ajutorul ei analiza fenomenelor de radiație, la FO monomod îndoite după curbe din spațiu oarecare. Deoarece studiul radiației FO îndoite după curbe din spațiu oarecare pe baza metodei curentului de volum este asemănător cu studiul antenelor suțiri de formă oarecare /Tr.1,M.1./, vom denumi aceste configurații cu FO drept "antene cu FO monomod", (AEFOM). Definiția și denumirea AEFOM aparțin în întregime autorului și a fost consacrată internațional la Congresul Internațional de Optică IGO-15 din 1990, /Mu.4/.

Metoda curentului de volum necesară studierii antenelor cu FO monomod de formă oarecare va fi generalizată în sensul că în cadrul aproximației de ghidare slabă, /Mu.1, §.2.3.5/ se va ține seama de birefringența proprie și de bending indusă a FO monomod îndoite /§.3.1.4/, renunțându-se la ipoteza polarizării liniare a modului fundamental, așa cum apare în toate teoriile despre curbarea FO care au fost prezentate în capitolul precedent.

#### 4.1. Definiția antenelor cu fibre optice monomod.

##### Metoda curentului de volum generalizată

#### 4.1.1. Definiția antenelor cu fibre optice monomod

O antenă cu fibră optică monomod este o FO monomod îndoită după curbe din spațiu de forme oarecare, care poate fi aproximată conform teoriei antenelor /Mu.1/, cu o antenă de curent de lățime infinitesimală care radiază într-un mediu infinit de indice de refracție egal cu cel al învelișului FO, fig.1.4.

După cum se observă din figura de mai jos axa miezului FO monomod urmează o traiectorie spațială oarecare, iar dimensiunile miezului FO monomod (5-8  $\mu\text{m}$  în cazurile practice) pot fi considerate infinitesimale în comparație cu cele ale învelișului (125  $\mu\text{m}$  în mod uzual), care poate la rîndul lui să fie bine aproximat de extensia sa infinită. În literatură s-a demonstrat că modelele de antene cu FO care țin seama de extensia finită a învelișului introduc factori de corecție neînsemnați /Sr.1/, astfel că aproximația de mai sus conduce la rezultate foarte precise.

A doua ipoteză simplificatoare care stă la baza elaborării



modelului antenelor cu FO monomod se referă la condiția de ghidare slabă, /Mu.1/, §.2.3.5/, pe care trebuie să o îndeplinească FO no-

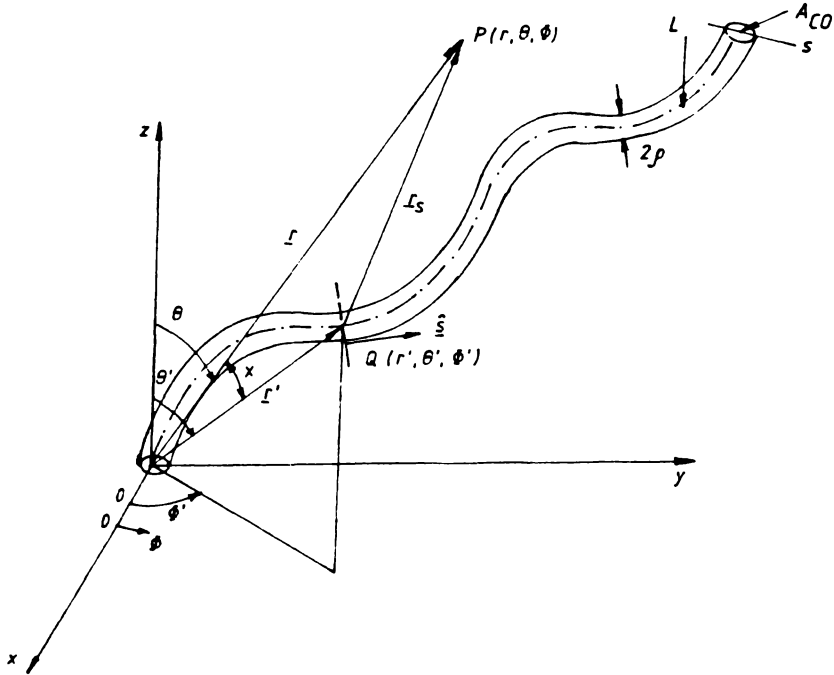


Fig.4.1.

nomod. In această ipoteză  $n_1 = n_2$  și are drept consecință așa numita aproximație de spațiu liber care ignoră variațiile slabe ale profilului indielului de refracție dintre miez și înveliș.

#### 4.1.2. Aproximația de spațiu liber

Conform aproximației de spațiu liber sursele de curent de volum echivalente câmpului electromagnetic din miezul FO, care se obțin aplicînd metoda curentului de volum /§.3.3/, vor radia energia într-un spațiu omogen și infinit și ca urmare puterea radiată se va putea calcula aplicînd teoria clasică a antenelor /Fs.1/, /Mu.1/, /Tr.1/, /Mi.1/.

Așa cum s-a prezentat și demonstrat în detaliu în cap.3 al primului referat, câmpul electromagnetic de radiație al unei distribuții oarecare de curent aflată în miezul FO îndeplinește ecuațiile lui Maxwell deduse în aproximația de spațiu liber în funcție de potențialul vector  $A$  /Mu.1, ec.3.60-61/:

$$\underline{H} = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \underline{A} \quad (4.1)$$

$$\underline{E} = \frac{ik}{(\mu_0 \epsilon_0)^{1/2}} \left\{ \underline{A} + \frac{1}{kn_2^2} \nabla \cdot (\nabla \underline{A}) \right\} \quad (4.2)$$

unde potențialul vector  $\underline{A}$  satisface ecuația:

$$\{\nabla^2 + k^2 n^2\} \underline{A} = -\mu_0 \underline{J} \quad (4.3)$$

Iar  $n=n_2$  peste tot. În plus s-a arătat în /Au.1, 3.7.4.-7/ că dacă soluția spațiului liber a unei probleme particulare este cunoscută, modificarea datorată variației profilului indicelui de refracție,  $n(x,y)=n$ , se cuantifică cu ajutorul unui factor de corecție care se exprimă ca raportul dintre soluția exactă a ecuației (4.3) și soluția de spațiu liber a acesteia pentru  $n=n_2$ . Soluția exactă a ecuației (4.3) se obține ca o superpoziție de soluții ale spațiului liber calculate pentru valorile continue ale lui  $n(x,y)$ . Totodată se arată /Ar.1/, că pentru situațiile de interes practic acești factori de corecție sînt nelaboranți, ceea ce determină ca să considerăm în teză numai soluțiile în aproximația de spațiu liber.

Soluția ecuației (4.3) este binecunoscută /Au.1, ec.(3.62)/:

$$\underline{A}(\underline{x}) = \mu_0 \int_{V'} G(\underline{x}, \underline{x}') \underline{J}(\underline{x}') dV' \quad (4.4)$$

unde  $V'$  este volumul ocupat de sursele de curent, iar  $\underline{x}$  și  $\underline{x}'$  sînt vectorii de poziție respectiv al punctului curent din spațiu ( $\underline{x}$ ) unde se calculează potențialul vector și respectiv al sursei de curent ( $\underline{x}'$ ). Funcția Green din ecuația (4.4) se obține ca soluție a ecuației /Au.1, ec.(3.63)/:

$$\{\nabla^2 + k^2 n^2\} G(\underline{x}, \underline{x}') = -\delta(\underline{x} - \underline{x}') \quad (4.5)$$

care are condițiile de frontieră adecvate, unde  $\delta$  este funcția Dirac.

Deoarece ne interesează doar radiația sau cîmpul electromagnetic radiat în spațiu într-un plan îndepărtat de sursele de curent din miezul FO, vom rezolva ecuația (4.5) în aproximația de spațiu liber. Acest lucru este posibil deoarece radiația în plan îndepărtat a surselor de curent din interiorul miezului unei FO cu ghidare slabă este aproape identică cu radiația în spațiul liber. În timp ce radiația în direcțiile apropiate de axa FO vor diferi în mod semnificativ de acesta /Ar.1/. Acest lucru poate fi explicat prin teoria razelor /Au.1, 9.2.2.2/. Deoarece numai razele care fac un unghi  $\theta_2 < \theta_0 = (1-n_2^2/n_1^2)^{1/2}$ , pot fi ghidate și deoarece în aproximația de ghidare slabă  $n_2 \approx n_1$ , rezultă că  $\theta_0 \ll 1$  și deci numai razele

paraxiale cad în această categorie, fig.4.2.

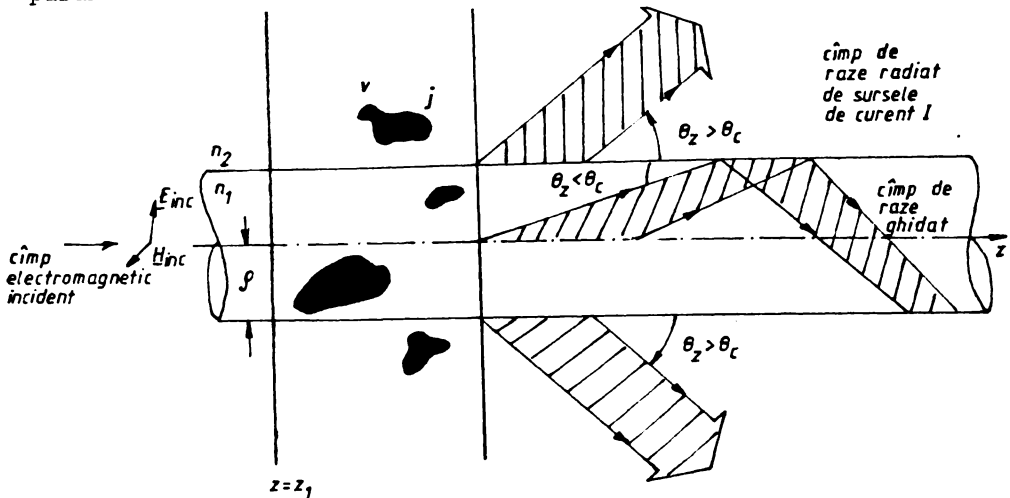


Fig.4.2.

Deci rezultă că numai sursele de curenți cu radiația paraxială vor excita modurile ghidate care sînt soluții ale ecuației (4.5) diferite de cele ale spațiului liber. Celelalte surse de curent care au radiația diferită de cea paraxială vor da soluții ale ecuației (4.5) care vor fi bine approximate de soluțiile în aproximația de spațiu liber ale aceleiași ecuații. Ca urmare în ecuația (4.5) vom face  $n=n_2$ , iar soluția acestuia este binecunoscută din teoria antenelor [Au.1]:

$$g(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{\exp\{ikn_2 |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|\}}{4\pi |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \quad (4.6)$$

unde  $|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$  este distanța dintre punctul din spațiul îndepărtat și sursa de curent care se află în interiorul FO, fig.4.1.

#### 4.1.3. Metoda curenților de volum generalizată

Ne propunem să aplicăm antenei cu FO monomod din fig.4.1. metoda curenților de volum prezentată în capitolul precedent. Astfel pentru început aplicăm teorema echivalenței de volum [Au.1, We.1] și aproximăm miezul FO împreună cu câmpurile sale modale cu o distribuție de curenți  $\mathbf{j}$  aflată într-un mediu uniform cu indicele  $n_2$ .

Câmpurile totale electrice  $\mathbf{E}(x, y, z)$  și magnetice  $\mathbf{H}(x, y, z)$  din interiorul miezului FO sînt legate prin ecuațiile lui Maxwell fără surse libere [Au.1, ec.2.7.a]:

$$\nabla \times \mathbf{H} = -i(\epsilon_0 / \mu_0)^{1/2} kn_2^2 \mathbf{E} \quad (4.7)$$

Adunăm și scădem  $i(\epsilon_0/\mu_0)n_2\mathbf{E}$  și obținem:

$$\nabla \times \mathbf{H} = -i(\epsilon_0/\mu_0)^{1/2}kn_2^2\mathbf{E} + i(\epsilon_0/\mu_0)^{1/2}k(n_2^2-n_1^2)\mathbf{E} \quad (4.8)$$

Notînd al doilea termen din membrul drept al ecuației (4.8) cu  $\mathbf{J}$  am aplicat principiul echivalenței de volum conform căruia obținem în final relațiile:

$$\nabla \times \mathbf{H} = -i(\epsilon_0/\mu_0)^{1/2}kn_2^2\mathbf{E} + \mathbf{J} \quad (4.9)$$

unde

$$\mathbf{J} = i(\epsilon_0/\mu_0)^{1/2}k(n_2^2-n_1^2)\mathbf{E} \quad (4.10)$$

Subliniem încă odată că  $\mathbf{E}$  reprezintă câmpul exact din interiorul miezului FO, iar  $\mathbf{J}$  este diferit de zero într-un volum corespunzător miezului și zero în afara acestuia. Vom aproxima  $\mathbf{E}$  prin câmpul unui mod local, adică prin câmpul unui mod al unei FO rectilinii și omogene într-o regiune locală /Su.1, 9.2.4.1/. Acest lucru este posibil dacă curburile  $K_1$  din fig.4.1. ale axei antenei cu FO monomod sînt suficient de mici încît să fie îndeplinit criteriul de variație lentă a neuniformităților /Su.1, 9.2.4.1., ecuațiile (2.48-49)/. Acest criteriu cere ca  $K_1$  să fie atît de mici încît lungimile de arc cu o amplitudă curbă să fie mult mai mari decît lungimea de bătăie  $\lambda_b$  a modului fundamental local. Criteriul amintit are încă o consecință importantă datorită valorii mari a raportului  $(1/K_1\rho)$  și a ghidării slabe prin FO monomod numai a modului fundamental  $HE_{11}$ , și se referă la faptul că direcția lui  $\mathbf{E}$  și în consecință și a lui  $\mathbf{J}$  nu variază de-a lungul secțiunii transversale a miezului /Sr.1/:

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}') = \hat{\mathbf{z}}(\mathbf{r}') \mathbf{J} \text{ pentru } \mathbf{E} = \hat{\mathbf{z}}(\mathbf{r}') E \quad (4.11)$$

unde  $\hat{\mathbf{z}}(\mathbf{r}')$  este vectorul unitate paralel cu o direcție fixă în secțiunea transversală a FO care depinde de poziția curentă a punctului  $d$  de pe antenă  $\mathbf{r}'$ .

Ca urmare vom putea concentra întreaga densitate de curent de volum  $\mathbf{J}$  pe axa antenei rezultînd un curent de linie  $\mathbf{I}$  definit de relația :

$$\mathbf{I}(s) = \hat{\mathbf{z}}(\mathbf{r}') \int_{A_{co}} \mathbf{J} dA = \hat{\mathbf{z}}(\mathbf{r}') \cdot I(s) \quad (4.12)$$

unde  $J = |\mathbf{J}|$ , iar  $A_{co}$  reprezintă aria transversală a miezului.

În urma acestei ultime echivalențe am obținut o antenă infini-

tezimă de curent de formă oarecare, fig.4.3, care radiază într-un mediu uniform cu indicele de refracție  $n_2$  și care poate fi analizată cu ajutorul teoriei clasice a antenelor generalizate [Tr.1, Mi.1/.

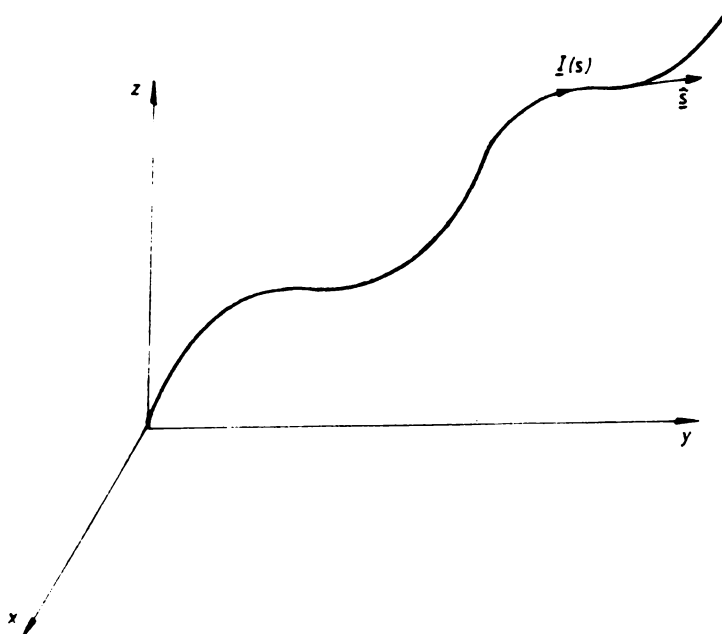


Fig.4.3.

În plus față de metoda curentului de volum din capitolul precedent, metoda prezentată în acest paragraf ne permite să înglobăm în modelul de mai sus și fenomenele de birefringență inducși specifice LC monomod curbate. Astfel, prin intermediul vectorului unitate  $\underline{u}(\underline{r}')$  poate fi direct exprimată birefringenta LC indusă. Aceasta este noutatea metodei introduse în acest capitol față de cele existente în literatură.

4.2. Calculul potențialului vector a cimpului modal dintr-o antenă cu LC monomod

Potențialul vector a cimpului monomod fundamental local  $\underline{h}(X,Y,Z)$  care parcurge antena cu LC monomod din fig.4.3. rezultă ținind seama de (4.4), (4.10) și (4.11):

$$\begin{aligned} \underline{A}(\underline{r}) &= \mu_0 \int_{V'} G(\underline{r}, \underline{r}') \underline{J}(\underline{r}') dV' = \int_{\Sigma} \int_{A_{co}} G(\underline{r}, \underline{r}') \underline{J}(\underline{r}') dA ds = \\ &= \mu_0 \int G(\underline{r}, \underline{r}') \left( \int_{A_{co}} \underline{J}(\underline{r}') dA \right) ds \end{aligned} \quad (4.13)$$

și deci:

$$\underline{A}(\underline{x}) = \mu_0 \int_{\Sigma} \underline{\hat{a}}(\underline{x}') G(\underline{x}, \underline{x}') I(s) ds \quad (4.13)$$

unde prin  $\Sigma$  am desemnat traiectoria axei antenei.

Analizând (4.13) observăm că potențialul vector al câmpului modului fundamental local ce parcurge antena cu FC monomod este identic cu potențialul vector al antenelor oarecare cu fir subțire /Tr.1/.

În continuare vom aproxima funcția Green dată de (4.6) pentru cazul particular al câmpului îndepărtat care ne interesează,  $r \gg r'$ , deoarece în final dorim să calculăm puterea radiată de antenă în funcție de potențialul vector al câmpului îndepărtat. Pentru aceasta cu notația  $\underline{x}_g = \underline{x} - \underline{x}'$  din fig.4.3. rezultă:

$$|\underline{x} - \underline{x}'| = r_g = \left\{ (r - r' \cos \alpha)^2 + r'^2 \sin^2 \alpha \right\}^{1/2} \quad (4.14)$$

unde  $|\underline{x}| = r$ ,  $|\underline{x}'| = r'$  și  $|\underline{x}_g| = r_g$ .

Ținând seama de faptul că  $r \gg r'$  termenul al doilea din (4.14) poate fi neglijat și obținem:

$$r_g = r - r' \cos \alpha = r - \Delta r \quad (4.15)$$

unde  $\Delta r = r' \cos \alpha$ .

Corespunzător acestei aproximații obținem următoarea expresie a funcției Green:

$$G(\underline{x}, \underline{x}') = \frac{\exp \{ ikr n_2 \}}{4\pi r} \exp \{ -ikr' n_2 \cos \alpha \} \quad (4.16)$$

Dacă înlocuim (4.16) în (4.13) obținem expresia potențialului vector  $\underline{A}$  pentru câmp îndepărtat, ale cărui componente sînt date în sistemul cartezian  $(x, y, z)$ :

$$\underline{A} = \frac{\mu_0}{4\pi r} \underline{\hat{a}} \exp \{ ikr n_2 \} \quad (4.17)$$

unde:

$$\underline{\hat{a}} = \int_{\Sigma} \underline{\hat{a}}(\underline{x}') I(s) \exp \{ -ikr' n_2 \cos \alpha \} ds \quad (4.18)$$

#### 4.3. Calculul puterii radiate dintr-o antenă cu FC monomod

Pentru început analizînd fig.4.3. observăm că există două sisteme de coordonate înglobate în sistemul cartezian  $(x, y, z)$ : un sistem de coordonate cilindrice curbate unde  $s$  reprezintă lungimea FC măsurată pe axa acesteia din planul de alimentare al FC,  $(x, y)$  unde  $s=0$ , iar  $\hat{a}$  reprezintă vectorul unitate tangent la traiectoria FC; un al doilea sistem este un sistem de coordonate sferice polare

re  $(r, \theta, \varphi)$ , cu originea lui  $\varphi$  în planul  $(x, z)$ .

Conform aprecierilor făcute în paragraful 4.1.2. am văzut că puterea radiată la infinit de o antenă cu FO monomod poate fi corect determinată pe baza soluțiilor câmpului determinate în aproximația de spațiu liber. Astfel suficient de departe de învelișul FO, câmpurile datorate surselor de curent din miezul acestuia sînt local plane și le putem exprima prin radiațiile lui Poynting /ve.1/:

$$\underline{E} = - \frac{ik}{(\mu_0 \epsilon_0)^{1/2}} \hat{r} \times (\hat{r} \times \underline{A}) \quad (4.19)$$

$$\underline{H} = \frac{ikn_2}{u_0} \hat{r} \times \underline{A} = n_2 \left(\frac{\epsilon_0}{\mu_0}\right)^{1/2} \hat{r} \times \underline{E} \quad (4.20)$$

unde  $\hat{r}$  este versorul vectorului  $\underline{r}$  al punctului îndepărtat  $r$ . Relațiile lui Poynting rezultă din (4.1) și (4.2) ținînd seama că suficient de departe de sursele de curent ( $r \gg r'$ ) avem:

$$\underline{\nabla} \approx ikn_2 \hat{r} \quad (4.21)$$

Relația de mai sus poate fi demonstrată pornind de la expresia funcției Green pentru câmp îndepărtat din ecuația (4.16) și relația:

$$\underline{\nabla} f(r) = \frac{\partial f}{\partial r} \hat{r} \quad (4.22)$$

Aplicăm (4.22) funcției Green și avem:

$$\begin{aligned} \underline{\nabla} G(\underline{r}, \underline{r}') &= \frac{\partial G(\underline{r}, \underline{r}')}{\partial r} \hat{r} = \\ &= \frac{ikn_2 \exp\{ikrn_2\} 4\pi r - 4\pi \exp\{ikrn_2\}}{16\pi^2 r^2} \hat{r} \times \exp\{-ikr'n_2 x \\ &\quad \times \cos \chi\} = \\ &= ikn_2 \hat{r} \{G(\underline{r}, \underline{r}') - G^2\} = (ikn_2 \hat{r}) G(\underline{r}, \underline{r}') \quad ; \quad r \gg r' \end{aligned}$$

deci

$$\underline{\nabla} \approx ikn_2 \hat{r} \quad \text{c.c.t.d.}$$

Avînd în vedere definiția vectorului lui Poynting

$$\underline{S} = \frac{1}{2} R_0 (\underline{E} \times \underline{H}^*) \quad (4.23)$$

obținem pe rînd din (4.19) și (4.20) următoarea expresie a acestuia

$$\underline{S} = \frac{1}{2} R_0 (\underline{E} \times \underline{H}^*) = \frac{n_2}{2} \left(\frac{\epsilon_0}{\mu_0}\right)^{1/2} R_0 \{ \underline{E} \times \hat{r} \times \underline{E} \} =$$

$$= \frac{n_2}{2} \left( \frac{\epsilon_0}{\mu_0} \right)^{1/2} k_0 \left\{ (\mathbf{E} \cdot \mathbf{E}^*)_{\hat{\mathbf{z}}} - (\mathbf{E} \cdot \hat{\mathbf{z}}) \mathbf{E}^* \right\} = \frac{n_2}{2} \left( \frac{\epsilon_0}{\mu_0} \right)^{1/2} \frac{k^2}{\mu_0 \epsilon_0} |\hat{\mathbf{z}} \times \mathbf{A}|^2_{\hat{\mathbf{z}}}$$

deoarece

$$\mathbf{E} \cdot \hat{\mathbf{z}} = 0 \quad \Leftrightarrow \quad \hat{\mathbf{z}} \cdot (\hat{\mathbf{z}} \times \mathbf{A}) = 0$$

și deci

$$\underline{\mathbf{S}} = \frac{c^2 k^2 n_2}{2} \left( \frac{\epsilon_0}{\mu_0} \right)^{1/2} |\hat{\mathbf{z}} \times \mathbf{A}|^2_{\hat{\mathbf{z}}} \quad (4.24)$$

Pentru a calcula puterea totală radiată integrăm vectorul lui Poynting peste o suprafață sferică infinită  $A$  :

$$P_{\text{rad}} = \int_{A_\infty} \hat{\mathbf{n}} \cdot \underline{\mathbf{S}} dA = \int_{A_\infty} \hat{\mathbf{z}} \cdot \underline{\mathbf{S}} r^2 d\Omega \quad (4.25)$$

Folosindu-ne de (4.24) rezultă:

$$P_{\text{rad}} = \frac{c^2 k^2 r^2 n_2}{2} \left( \frac{\epsilon_0}{\mu_0} \right)^{1/2} \int_{A_\infty} \|\hat{\mathbf{z}} \times \mathbf{A}\|^2 d\Omega \quad (4.26)$$

unde  $c$  este viteza luminii în vid,  $\Omega$  reprezintă unghiul solid, iar  $\|\cdot\|$  reprezintă modulul complex al modulului vectorial.

Dacă folosim sistemul de coordonate sferice polare din fig.4.3, astfel încât unghiul azimutal  $\phi$  din jurul axei  $Z$  să aibe valoarea zero atunci cînd se află în planul  $XZ$ , vectorul Poynting radiat de câmpul modului fundamental ce parcurge o antenă cu BC non-nomoc se obține după cum urmează:

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{z}} \times \mathbf{A} &= \frac{1}{r^2 \sin \theta} \begin{vmatrix} \hat{\mathbf{z}} & r \hat{\theta} & r \sin \theta \hat{\phi} \\ 1 & 0 & c \\ |A_r| & r |A_\theta| & r \sin \theta |A_\phi| \end{vmatrix} = \\ &= - \frac{1}{r^2 \sin \theta} (r^2 \sin \theta |A_\phi| \hat{\theta} - r^2 \sin \theta |A_\theta| \hat{\phi}) = \\ &= - |A_\phi| \hat{\theta} + |A_\theta| \hat{\phi} \end{aligned}$$

iar

$$|A_\phi| = \left| \frac{\mu_0}{4\pi r} \dot{m}_\phi \exp(ikrn_2) \right| = \frac{\mu_0}{4\pi r} |\dot{m}_\phi|$$

$$|A_\theta| = \left| \frac{\mu_0}{4\pi r} \dot{m}_\theta \exp(ikrn_2) \right| = \frac{\mu_0}{4\pi r} |\dot{m}_\theta|$$

prin urmare

$$\|\hat{\mathbf{z}} \times \mathbf{A}\|^2 = |A_\phi|^2 + |A_\theta|^2 = \frac{\mu_0}{16\pi^2 r^2} (|\dot{m}_\theta|^2 + |\dot{m}_\phi|^2)$$



și având în vedere că

$$\alpha = \frac{1}{(\epsilon_0 u_0)^{1/2}}$$

din (4.24) obținem:

$$\underline{E} = \frac{k^2 n_2}{32\pi^2 r^2} \left(\frac{\mu_0}{\epsilon_0}\right)^{1/2} \left\{ |M_\theta|^2 + |M_\phi|^2 \right\} \underline{E} \quad (4.27)$$

În mod analog din (4.25) rezultă expresia puterii totale radiate:

$$\begin{aligned} P_{\text{rad}} &= \int_{A_\infty} \underline{E} \cdot \underline{S} \, dA = \int_{A_\infty} \underline{E} \cdot \underline{S} \, r^2 \, d\Omega = \\ &= \int_{A_\infty} \frac{k^2 n_2}{32\pi^2 r^2} \left(\frac{\mu_0}{\epsilon_0}\right)^{1/2} \left\{ |M_\theta|^2 + |M_\phi|^2 \right\} \underline{E} \cdot \underline{E} \, r^2 \, d\Omega = \\ &= \frac{k^2 n_2}{32\pi^2} \left(\frac{\mu_0}{\epsilon_0}\right)^{1/2} \int_{A_\infty} \left\{ |M_\theta|^2 + |M_\phi|^2 \right\} \, d\Omega \end{aligned}$$

dar elementul de arie este

$$dA = r^2 d\Omega = r^2 \sin \theta \, d\theta \, d\phi$$

și deci ținând seama de faptul că  $\phi \in [0, 2\pi]$  iar  $\theta \in [0, \pi]$  avem în final:

$$P_{\text{rad}} = \frac{k^2 n_2}{32\pi^2} \left(\frac{\mu_0}{\epsilon_0}\right)^{1/2} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \left\{ |M_\theta|^2 + |M_\phi|^2 \right\} \sin \theta \, d\theta \, d\phi \quad (4.28)$$

unde  $M_\theta$  și  $M_\phi$  reprezintă componentele vectorului  $M$ , definit de relația (4.19) după direcțiile  $\theta$  și  $\phi$  evaluate în punctul  $P(r, \theta, \phi)$ .

## Cap.5. ANTENA ELICOIDALA CU FO MONOMOD

În capitolul precedent am pus bazele teoretice ale studiului radiației antenelor cu FO monomod care au o formă oarecare. Pe baza metodei curentului de volum generalizate am putut determina expresia puterii totale radiate dintr-o antenă oarecare cu FO monomod, ec.(4.28). Evident puterea radiată din antenă cu FO monomod se face în detrimentul puterii totale transportate de modul fundamental prin fibră. Deci cunoașterea ei ne permite să determinăm coeficientul de atenuare al radiației electromagnetice care se propagă prin antenele cu FO monomod.

Deoarece în teoria clasică a antenelor cu fir, radiația este studiată în scopul stabilirii, în funcție de configurațiile geometrice spațiale a acestora, a distribuției câmpului său /Ar.2/, în cazul antenelor cu FO monomod ne interesează doar atenuarea radiației transmise prin acestea. Teoria expusă este absolut generală și este potrivită pentru studiul antenelor cu FO cu orice configurație geometrică spațială. Dar ca și în cazul antenelor cu fir, unde s-a analizat numai forme spațiale regulate ca antena elicoidală și conică /Tr.2/, /Ar.1/, care oferă soluții analitice mai simple, în continuare vom aborda în teză pentru prima dată în literatură, studiul antenei elicoidale cu FO monomod.

### 5.1. Definiția geometriei antenei elicoidale cu FO monomod

În fig.5.1. este ilustrată geometria unei antene elicoidale cu FO monomod. Se observă că avem trei sisteme de coordonate înglobate în sistemul ortogonal  $(\hat{x}, \hat{y}, \hat{z})$ . Un sistem de coordonate cilindrice curbate în care se reprezintă lungimea elicei măsurată în planul de alimentare al antenei  $(\alpha, Y)$ , unde  $\alpha=0$ , iar  $\hat{z}$  vectorul unitate tangent la traiectorie. Al doilea sistem este un sistem de coordonate sferice polare  $(\hat{r}, \hat{\theta}, \hat{\phi})$  cu originea lui  $\hat{\phi}$  în planul  $(X, Z)$  și care în plus are două notații cu ' pentru spațiul apropiat al antenei și normal pentru spațiul îndepărtat. Al treilea sistem este sistemul de coordonate locale al elicei care este de tip Brenet  $(\hat{u}, \hat{v}, \hat{w})$ .

Relațiile care definesc geometria elicei sînt binecunoscute /Co.1/:

$$X = R_0 \cos \theta' ; \quad Y = R_0 \sin \theta' ; \quad Z = p\theta'/2 = R_0 \theta' \tan \alpha \quad (5.1)$$

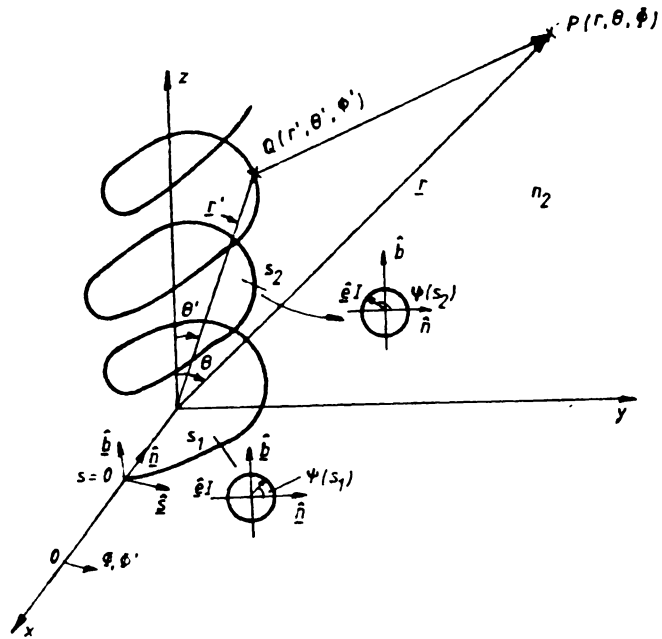


Fig.5.1.

unde  $q$  și  $p$  sînt definiți în fig.5.2.

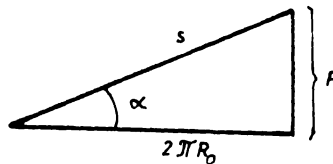


Fig.5.2.

$R_0$  reprezintă raza elicei,  $p$  este pasul elicei, iar  $\alpha$  este înclinarea elicei.

relația dintre lungimea  $s$  și unghiul asimutal al elicei este

$$\varphi' = ms \quad (5.2)$$

unde:

$$m = [R_0^2 + (p/2\pi)^2]^{1/2} \quad (5.3)$$

Sistemul de coordonate krenet  $(\hat{x}, \hat{y}, \hat{z})$ , este legat de sistemul de coordonate ortogonal  $(\hat{x}, \hat{y}, \hat{z})$ , prin ecuațiile:

$$\begin{aligned} \hat{x}(Q) &= -\sin \vartheta' \cos \alpha \hat{x} + \cos \alpha \cos \vartheta' \hat{y} + \sin \alpha \hat{z} \\ \hat{y}(Q) &= \sin \alpha \sin \vartheta' \hat{x} - \sin \alpha \cos \vartheta' \hat{y} + \cos \alpha \hat{z} \\ \hat{z}(Q) &= -\cos \vartheta' \hat{x} + \sin \vartheta' \hat{y} \end{aligned} \quad (5.4)$$

unde Q este un punct curent de pe elice.

### 5.2. Calculul puterii radiate de antena elicoidală cu FO monomod

Ne propunem în acest paragraf să calculăm puterea radiată de o antenă elicoidală cu FO monomod. Pentru aceasta vom considera o antenă elicoidală cu geometria din fig.5.1. Folosind metoda curentului de volum generalizată expusă în capitolul precedent vom determina mai întâi curentul de linie a unei asemenea antene apoi vom calcula potențialul vector A a cimpului îndepărtat, pe baza căruiia vom determina puterea totală radiată de antenă.

#### 5.2.1. Calculul curentului de linie al antenei elicoidale cu FO monomod

În conformitate cu principiul echivalenței și a aproximației de spațiu liber, care stau la baza metodei curentului de volum, presupunem întregul spațiu cu indicele  $n_2$  lipsit de alte surse de curent în afara curentului de linie  $\underline{I}(s)$  /ec.(4.12)/, care este propriu antenei elicoidale. De aceea vom extinde integrala care definește curentul de linie, de la suprafața diezului  $A_{co}$  la o suprafață infinită  $A_{\infty}$ . Astfel vom avea:

$$\begin{aligned} \underline{I}(s) &= \int_{A_{co}} \underline{J} dA = \int_{A_{\infty}} \hat{z}(r') J dA = \\ &= \hat{z}(r') \cdot I(s) \end{aligned} \quad (5.5)$$

unde:

$$I(s) = \int_{A_{co}} J dA = \int_{A_{\infty}} J dA \quad (5.6)$$

iar

$$J = |\underline{J}| = \left| i(\epsilon_0 / \mu_0) k(n_2^2 - n_1^2) \underline{E} \right| \quad (5.7)$$

cu

$$\underline{E} = \underline{\hat{a}}(\underline{r}') |\underline{E}| \quad (5.8)$$

În cap.3. am arătat că toate metodele care au fost utilizate în literatură pentru a calcula radiația și pe baza ei atenuarea FO monomod curțate uniform după arce de cerc de rază constantă, au presupus ca modul fundamental care se propagă prin aceasta își păstrează starea de polarizare de-a lungul întregii FO. Această presupunere este în conformitate cu observațiile teoretice ale lui Snyder /Cr.1/, care a arătat că în cazul FO monomod cu ghidare slabă, puterea radiată este insensibilă la polarizare dacă aceasta se păstrează constantă de-a lungul întregii FO.

Dar această ipoteză nu ține seama după cum am amintit de birefringenta intrinsecă și indusă prin curtare a FO monomod. Ne propunem să ținem seama de birefringență și de aceea versorul câmp electric  $\underline{\hat{a}}(\underline{r}')$  din relația (5.8) își va modifica direcția în fiecare secțiune a FO în funcție de starea de polarizare a modului fundamental, care este strict legată de birefringenta totală a FO, /Su.1, §.2.4/. Pentru a caracteriza variația planului de polarizare a modului fundamental, vom descrie starea de polarizare a acestuia printr-un sistem local de coordonate, intim legat de FO și anume sistemul Frénet alcătuit din versorii ( $\underline{\hat{a}}, \underline{\hat{b}}, \underline{\hat{c}}$ ), prezentați în fig.5.1.

În apropierea și în interiorul miezului FO monomod, modulul intensității câmpului electric corepunzător modului local fundamental este în aproximația de ghidare slabă /Su.1, §.2.3.5/:

$$|\underline{E}| = a_1 F_0(k) \exp(i\beta s) \quad (5.9)$$

unde:

$a_1$  - este amplitudinea modală;

$F_0(k)$  - este soluția fundamentală a ecuației scalare a undelor /Su.1, ec.(2.46)/, iar  $k=r/\rho$ , unde  $\rho$  este raza miezului FO;

- este constanta de propagare scalară în direcția s.

Ca stare modulul curentului de linie  $I(s)$  îl putem exprima ca:

$$I(s) = I_c \exp(i\beta s) \quad (5.10)$$

unde:

$$I_c = \int_{A_\infty} J \, dA \quad (5.11)$$

iar

$$dA = d(\pi r^2) = 2\pi r \, dr \quad (5.12)$$

Tinând seama de (5.7), (5.9) și expresia parametrului FO,  $V = k \rho (n_1^2 - n_2^2)^{1/2}$ , obținem următoarea expresie a modului densității de curent de volum J:

$$J = -ia_1 n_1 \frac{V}{\rho} \left( \frac{2\Delta\epsilon_0}{\mu_0} \right)^{1/2} \{1 - f(h)\} F_0(h) \quad (5.13)$$

Oaci din (5.11) și (5.13) rezultă valoarea amplitudinii scalare a curentului de linie  $\underline{I}(s)$ :

$$I_0 = -2\int_0^\infty ia_1 n_1 \rho V \left( \frac{2\Delta\epsilon_0}{\mu_0} \right)^{1/2} \int_0^\infty \{1 - f(h)\} F_0(h) h dh \quad (5.14)$$

Valoarea modului curentului de linie  $I(s)$  se deduce imediat din ecuația (5.10).

### 5.2.2. Calculul potențialului vector alantenei elipsoidale cu FO monomod

Forma de la expresia potențialului vector pentru câmp îndepărtat determinat în capitolul precedent pentru o antenă cu FO monomod de configurație arbitrară:

$$\underline{A} = \frac{\mu_0}{4\pi r} \underline{M} \exp(ikr n_2) \quad (5.15)$$

unde

$$\underline{M} = \int_{\Sigma} \underline{J}(\underline{r}') \underline{I}(s) \exp\{-ik\underline{r}' \cdot \underline{n}_2 \cos \chi\} ds \quad (5.16)$$

Folosind relațiile (5.10) și (5.14),  $\underline{M}$  din (5.16) devine:

$$\underline{M} = \int_{\Sigma} \underline{J}(\underline{r}') I_0 \exp(i\beta s) \exp\{-ikn_2 \underline{r}' \cdot \cos \chi\} ds \quad (5.17)$$

În aproximația de ghidare slabă s-a demonstrat că modul fundamental care se propagă prin FO monomod are numai componente tangențiale, componenta longitudinală fiind neglijabilă /Ka.1, §.2.3.5/. Drept urmare presupunem că la capătul antenei se inițiază la  $s=0$ , în FO un mod fundamental al cărui plan de polarizare face cu normala, unghiul  $\Psi_0$ . Avem deci reprezentarea din fig.5.3. a vectorului câmp electric a modului fundamental la începutul antenei,  $s=0$ , în sistemul de axe Frénet.

Este necesar în acest moment să facem câteva remarci suplimentare privind birefringenta FO monomod. Așa cum s-a arătat

în /Mu.1, §.2.4./ există mai multe tipuri de birefrință a FO monomod: liniară, circulară, hibridă. De asemenea s-a precizat

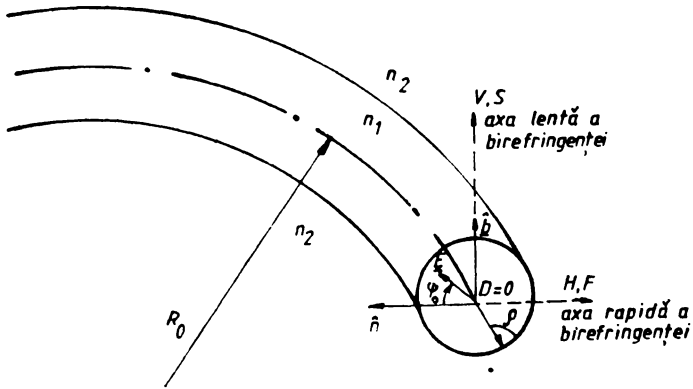


Fig.5.3.

în cap.3. că birefrința indusă prin curbură a FO monomod este o birefrință liniară care are axa rapidă în planul curburii în prelungirea razei de curbură, fig.5.4.

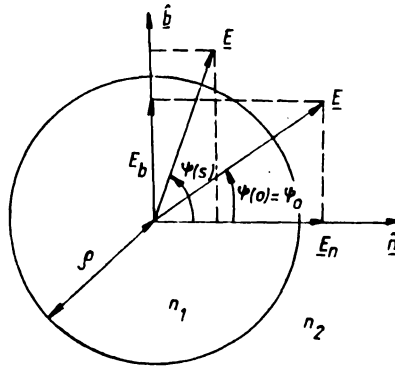


fig.5.4.

În FO monomod imperfecte lumina perfect monocromatică nu este depolarizată în schimb birefrința proprie și indusă alterează starea de polarizare care se modifică în fiecare punct al fibrei după legile descrise în /Mu.1, §.2.4./. Vom presupune că în FO care formează antena elicoidală există numai birefrința liniară, birefrința liniară proprie a fibrei  $\beta_1$  și birefrința liniară indusă prin curbură a FO  $\beta_b$ , fig.5.5. Axă de orientare a birefrinței proprii este în general necunoscută și poate varia de la o secțiune la alta a FO, putînd fi greu de modelat. În consecință pentru a elimina efectul perturbator al birefrinței

liniare proprii a fibrei vom face două ipoteze de care se va ține cont la partea experimentală: se folosește o FO cu birefringenta proprie  $\beta_1$  cât mai redusă ( $\beta_1 < 3 \text{ rad/m}$ ) și se proiectează o antenă cu raza suficient de mică astfel încât să se obțină o birefringentă de curbură indusă  $\beta_b$ , mult mai mare decât birefringenta proprie a fibrei astfel încât să avem  $\beta_1 \ll \beta_b$ . De asemenea nu trebuie ca FO să aibe răuuciri pentru ca să nu se inducă o birefringentă circulară parazită. În consecință starea de polarizare a modului fundamental care se propagă prin antena eliocoidală se poate deduce din analiza sferei Poincaré generalizate din figura 5.5, pe baza teoriei expuse în /Mu.1, §.2.4/, cunoscând starea de polarizare inițială la capătul antenei.

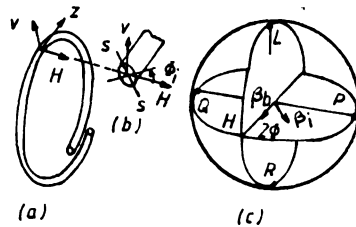


Fig. 5.5.

Reamintim pe scurt, particularizând la problema noastră, principalele relații care descriu sfera Poincaré. În conformitate cu presupunerea făcută anterior  $\beta_1 \ll \beta_b$ , expresia câmpului electric a modului fundamental devine /Mu.1, ec.(2.56)/:

$$\underline{E} = [a_1(s) \underline{E}_a + a_2(s) \underline{E}_b] \exp i \beta_b s \quad (5.18)$$

Astfel evoluția polarizării de-a lungul antenei va fi complet descrisă de variația raportului  $a_1(s)/a_2(s)$ , care coincide cu evoluția punctului C(s) pe sfera generalizată Poincaré, ale cărui coordonate sînt date de relațiile:

$$\begin{aligned} 2\chi &= \arctg (a_1/a_2 - 1)/(a_1/a_2 + 1) \\ 2\zeta &= \arg (a_1/a_2) \end{aligned} \quad (5.19)$$



Alegem triedul hrănat astfel încît normala  $\hat{n}$  să coincidă cu axa rapidă de birefringență, fig.5.4. Astfel să cădă lumina incidentă pe capătul antenei cu FO monomod este plan polarizată și coincide cu axa rapidă  $\hat{h}$  ( $\Psi_0=0$ ), sau cu axa lentă  $\hat{l}$ , ( $\Psi_0=\pi/2$ ) a birefringentei de curtură induse, atunci lumina își va păstra polarizarea pe parcursul întregii antene. Dacă însă  $\Psi_0 \neq 0$ , atunci planul de polarizare al luminii prin antenă va depinde de starea inițială de polarizare  $G(0)$  determinată și de traiectoriile lui  $G(s)$  vor fi arce circulare în jurul lui  $\beta_b$ . Dacă antena are lungimea  $L$  atunci starea de intrare  $G(0)$  se va roti cu unghiul  $\beta_b L$  pe arcul de cerc corespunzător din jurul lui  $\beta_b$ , fig.5.5.

Fig. 5.5 - Fig.  $\Psi(s)$  unghiul pe care îl face vectorul câmp electric al modului fundamental cu normala  $\hat{n}(Q)$  într-un punct oarecare  $Q(s)$  al antenei. Valoarea acestui unghi se poate obține cu ajutorul sferei Poincare și a relațiilor (5.18) și (5.19). La  $s=0$ ,  $\Psi(0) = \Psi_0$  și în orice secțiune a antenei vom avea ținînd seama de fig.5.3:

$$\begin{aligned} E_b &= |E| \sin \Psi(s) \hat{h} \\ E_n &= |E| \cos \Psi(s) \hat{n} \end{aligned} \quad (5.20)$$

sau în continuare obținem:

$$\begin{aligned} \underline{E} &= |E| \underline{e} \\ &= |E| [\sin \Psi \hat{h} + \cos \Psi \hat{n}] \end{aligned} \quad (5.21)$$

unde:

$$\begin{aligned} \underline{e} &= [\sin \Psi \sin \alpha \sin \vartheta' - \cos \Psi \cos \vartheta'] \hat{x} + \\ &+ [\sin \vartheta' \cos \Psi - \sin \Psi \sin \alpha \cos \vartheta'] \hat{y} + \sin \Psi \cos \alpha \hat{z} \end{aligned} \quad (5.22)$$

Pentru calculul puterii radiate de către modul fundamental care parcurge FO îndoită elicoidal după relația (4.28) este necesar să determinăm componentele  $\underline{M}_p$  și  $\underline{M}_0$  ale vectorului  $\underline{M}$  dat de relația (5.17). Calculul se face pentru punctul îndepărtat  $P(r, \vartheta, \theta)$ :

$$\begin{aligned} \underline{M}_p &= (\underline{M} \cdot \hat{p}) \hat{p} = \\ &= \hat{p} \int_{\Sigma} (\underline{e} \cdot \hat{p}) I_0 \exp(i\beta s) \exp\{-ikr'n_2 \cos \chi\} ds \\ &= \hat{p} \left\{ - \int_{\Sigma} [\sin \alpha \sin \Psi \cos(\vartheta - \vartheta') - \cos \Psi \sin(\vartheta + \vartheta')] I_0 \exp(i\beta s) \times \right. \\ &\quad \left. \times \exp\{-ikr'n_2 \cos \chi\} ds \right\} \end{aligned} \quad (5.23)$$

și

$$\begin{aligned}
 \underline{M}_0 &= (\underline{M} \cdot \hat{\underline{e}}) \hat{\underline{e}} = \\
 &= \hat{\underline{e}} \int_Z (\underline{g} \cdot \hat{\underline{e}}) I_0 \exp(i\beta s) \exp\{ikr'n_2 \cos \chi\} ds \\
 &= \hat{\underline{e}} \int_Z \left[ \sin \alpha \sin \Psi \cos \theta \sin(\theta - \theta') + \cos \Psi \cos \theta \cos(\theta + \theta') + \right. \\
 &\quad \left. + \cos \alpha \sin \Psi \sin \theta \right] \exp(i\beta s) \exp\{-ikr'n_2 \cos \chi\} ds
 \end{aligned} \tag{5.24}$$

Deoarece P este un punct foarte îndepărtat putem face aproximația:

$$r' \cos \alpha = \Delta r = \underline{r}' \cdot \underline{x}_0 = \underline{r}' \cdot \hat{\underline{e}} \tag{5.25}$$

Calculăm  $r$  pentru un punct P îndepărtat aflat în planul (Y, Z) și un punct Q aflat pe antenă:

$$P: \begin{cases} X_P = 0 \\ Y_P = r \sin \theta \\ Z_P = r \cos \theta \end{cases} \quad Q: \begin{cases} X_Q = R_0 \cos \theta' \\ Y_Q = R_0 \sin \theta' \\ Z_Q = R_0 \operatorname{tg} \alpha \theta' \end{cases}$$

și deci

$$\begin{aligned}
 r &= \frac{\underline{r} \cdot \underline{r}'}{r} = \frac{X_Q X_P + Y_Q Y_P + Z_Q Z_P}{r} = \\
 &= R_0 \sin \theta \sin \theta' + R_0 \cos \theta \operatorname{tg} \alpha \theta'
 \end{aligned} \tag{5.27}$$

$$\text{unde } s = \frac{R_0 \theta'}{\cos \alpha}, \quad ds = \frac{R_0}{\cos \alpha} d\theta' \quad \text{și } r = |\underline{r}| \tag{5.28}$$

Cu relațiile de mai sus făcând schimbarea de variabilă (5.28) în (5.23) și (5.24) obținem:

$$\begin{aligned}
 \underline{M}_0 &= -\hat{\underline{e}} \frac{R_0 I_0}{\cos \alpha} \int_{\theta'_1}^{\theta'_2} \left[ \sin \alpha \sin \Psi \cos(\theta - \theta') - \cos \Psi \sin(\theta + \theta') \right] x \\
 &\quad x \exp \left\{ -ikn_2 R_0 \left[ \sin \theta \sin \theta' + \left( \operatorname{tg} \alpha \cos \theta - \frac{\beta}{kn_2 \cos \alpha} \right) \theta' \right] \right\} d\theta'
 \end{aligned} \tag{5.29}$$

și

$$\begin{aligned}
 \underline{M}_0 &= -\hat{\underline{e}} \frac{R_0 I_0}{\cos \alpha} \int_{\theta'_1}^{\theta'_2} \left[ \sin \alpha \sin \Psi \cos \theta \sin(\theta - \theta') + \cos \Psi \cos \theta \right. \\
 &\quad \left. \cos(\theta + \theta') + \cos \alpha \sin \Psi \sin \theta \right] \exp \left\{ -ikn_2 R_0 x \right. \\
 &\quad \left. x \left[ \sin \theta \sin \theta' + \left( \operatorname{tg} \alpha \cos \theta - \frac{\beta}{kn_2 \cos \alpha} \right) \theta' \right] \right\} d\theta'
 \end{aligned} \tag{5.30}$$

### 5.2.3. Calculul puterii totale radiate de antena elicoidală

Datorită faptului că  $P(r, \vartheta, \theta)$  este un punct foarte îndepărtat și datorită simetriei circulare a antenei elicoidale pentru înclinări mici, putem presupune, ca în /An.1/, că  $r$  nu depinde de  $\vartheta$  și deci expresiile (5.29) și (5.30) se pot aplica oricărui punct  $P$  din spațiul îndepărtat.

Înlocuim expresiile (5.29) și (5.30) în (4.28) și obținem cea mai generală formă a puterii radiate de modul fundamental ce parcurge o antenă cu FO monomod, care este inițiat de o lumină monocromatică de lungime de undă  $\lambda$  și care este în plus plan polarizată făcând un unghi  $\Psi(s) = \Psi_0$  în planul de incidență la  $s=0$ :

$$\begin{aligned}
 P_{\text{rad}} &= \frac{k^2 n_2}{32 \pi^2} \left( \frac{\mu_0}{\epsilon_0} \right)^{1/2} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \left\{ |\underline{M}_\vartheta|^2 + |\underline{M}_\vartheta|^2 \right\} x \sin \theta \, d\vartheta d\theta \\
 &= \frac{k^2 n_2}{8 \pi^2} \left( \frac{\mu_0}{\epsilon_0} \right)^{1/2} \frac{k_0^2}{\cos^2 \alpha} |I_c|^2 \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \left\{ \left| \int_{\vartheta_1}^{\vartheta_2} [\sin \alpha \sin \Psi \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. \cos(\vartheta - \vartheta') - \cos \Psi \sin(\vartheta + \vartheta') \right] \exp \left\{ -ikn_2 R_0 [\sin \theta \sin \vartheta' + \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. + (\text{tg} \alpha \cos \theta - \frac{\beta}{kn_2 \cos \alpha}) \vartheta'] \right\} d\vartheta' \right|^2 + \left| \int_{\vartheta_1}^{\vartheta_2} [\sin \alpha \sin \Psi x \right. \\
 &\quad \left. x \cos \theta \sin(\vartheta - \vartheta') + \cos \Psi \cos \theta \cos(\vartheta + \vartheta') + \cos \alpha \sin \Psi \sin \theta \right] x \\
 &\quad \left. x \exp \left\{ -ikn_2 R_0 [\sin \theta \sin \vartheta' + (\text{tg} \alpha \cos \theta - \frac{\beta}{kn_2 \cos \alpha}) \vartheta'] \right\} d\vartheta' \right|^2 \Big\} \\
 &\quad x \sin \theta \, d\theta \, d\vartheta
 \end{aligned} \tag{5.31}$$

relația (5.31) pune în evidență pentru prima dată în literatură legătura care există între evoluția planului de polarizare într-o FO îndoită după o elice, caracterizată de  $\Psi(s)$  și deci implicit de birefringenta FO ( $\beta_b$  și  $\beta_1$ ) și puterea totală radiată datorită curbării. Dacă planul de polarizare al luminii de exemplu se rotește de mai multe ori de-a lungul antenei elicoidale, datorită birefringentei de curtură induse,  $\Psi(s) = \beta_b L$ , atunci puterea radiată de antenă va scădea datorită medierii realizate prin integrarea funcțiilor circulare  $\sin \alpha$  și  $\cos \alpha$  din expresia puterii. Această concluzie explică diferențele care apar între rezultatele experimentale și modelele teoretice care presupun lumina cu același plan de polarizare de-a lungul întregii antene /An.1/.

Dacă în schimb planul de polarizare al luminii se păstrează constant de-a lungul întregii antene ( $\Psi(s)=ct$ ), puterea radiată va depinde numai de geometria antenei elicoidale și de parametrii FO monomod.

Există posibilitatea de a simplifica expresia puterii radiate din (5.31) alegând în mod convenabil planul de polarizare (PP) al luminii incidente. Cele mai favorabile situații sînt atunci cînd PP coincide cu una din axele de birefringență, deoarece birefringența de curbură indusă poate fi făcută oricît de mare și deci în funcție de aceasta și lungimea a antenei pe care se păstrează polarizarea.

Axele rapidă și lentă de birefringență coincid așa cum se vede din fig.5.4. cu  $\hat{a}$  și  $\hat{b}$  la  $s=0$ . Dacă  $\Psi(s)=0$  atunci (5.31) devine:

$$P_{\text{rad}} \Big|_{\Psi=0} = \frac{k^2 n_2}{8\pi} \left(\frac{\mu_0}{\epsilon_0}\right)^{1/2} \frac{R_0}{\cos \alpha} |I_c|^2 \int_0^{\pi/2} \left\{ \left| \int_{\vartheta'_1}^{\vartheta'_2} [-\sin(\vartheta+\vartheta')] \right. \right. \\ \times \exp \left\{ -ikn_2 R_0 \left[ \sin \vartheta \sin \vartheta' + \left( \text{tg} \alpha \cos \vartheta - \frac{\beta}{kn_2 \cos \alpha} \right) \vartheta' \right] \right\} d\vartheta' \Big|^2 + \\ \left. + \left| \int_{\vartheta'_1}^{\vartheta'_2} [\cos \vartheta \cos(\vartheta+\vartheta')] \exp \left\{ -ikn_2 R_0 \left[ \sin \vartheta \sin \vartheta' + \right. \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. + \left( \text{tg} \alpha \cos \vartheta - \frac{\beta}{kn_2 \cos \alpha} \right) \vartheta' \right] \right\} d\vartheta' \right|^2 \right\} \sin \vartheta \, d\vartheta \, d\vartheta \quad (5.31a)$$

Iar dacă  $\Psi(s) = \frac{\pi}{2}$  obținem:

$$P_{\text{rad}} \Big|_{\Psi=\frac{\pi}{2}} = \frac{k^2 n_2}{8\pi} \left(\frac{\mu_0}{\epsilon_0}\right)^{1/2} \frac{R_0}{\cos \alpha} |I_c|^2 \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \left\{ \left| \int_{\vartheta'_1}^{\vartheta'_2} [\sin \alpha \times \right. \right. \\ \times \cos(\vartheta-\vartheta')] \exp \left\{ -ikn_2 R_0 \left[ \sin \vartheta \sin \vartheta' + \left( \text{tg} \alpha \cos \vartheta - \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. - \frac{\beta}{kn_2 \cos \alpha} \right) \vartheta' \right] \right\} d\vartheta' \Big|^2 + [\sin \alpha \cos \vartheta \sin(\vartheta-\vartheta') + \\ + \cos \alpha \sin \vartheta] \exp \left\{ -ikn_2 R_0 \left[ \sin \vartheta \sin \vartheta' + \left( \text{tg} \alpha \cos \vartheta - \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. - \frac{\beta}{kn_2 \cos \alpha} \right) \vartheta' \right] \right\} d\vartheta' \Big|^2 \right\} \sin \vartheta \, d\vartheta \, d\vartheta \quad (5.31b)$$

Deoarece antenele elicoidale au proprietatea de a direcționa cea mai mare parte a energiei r-diate pe axa lor, comparăm relațiile (5.31a) și (5.31b) calculând vectorul lui Poynting la distanța  $r$ , corespunzător celor două situații, pentru  $\theta = (\pi/2)$ .

Din (4.27), (5.29) și (5.30) rezultă:

$$S \Big|_{\psi=0} = \frac{k^2 n_2^2}{32\pi^2 r^2} \left( \frac{R_0 I_c}{\cos \alpha} \right)^2 \left( \frac{\mu_0}{\epsilon_0} \right)^{1/2} \left\{ \int_{\theta_1}^{\theta_2} -\sin(\theta + \theta') \times \right. \\ \left. \times \exp \left\{ -ikn_2 R_0 \left[ \sin \theta' - \frac{\beta}{kn_2 \cos \alpha} \theta' \right] \right\} d\theta' \right\}^2 \hat{z} \quad (5.32)$$

$$S \Big|_{\psi = \frac{\pi}{2}} = \frac{k^2 n_2^2}{32\pi^2 r^2} \left( \frac{R_0 I_c}{\cos \alpha} \right)^2 \left( \frac{\mu_0}{\epsilon_0} \right)^{1/2} \left\{ \int_{\theta_1}^{\theta_2} \sin \alpha \cos(\theta - \theta') \times \right. \\ \left. \times \exp \left\{ -ikn_2 R_0 \left[ \sin \theta' - \frac{\beta}{kn_2 \cos \alpha} \theta' \right] \right\} d\theta' \right\}^2 + \\ + \left\{ \int_{\theta_1}^{\theta_2} \cos \alpha \exp \left\{ -ikn_2 R_0 \left[ \sin \theta' - \frac{\beta}{kn_2 \cos \alpha} \theta' \right] \right\} d\theta' \right\}^2 \hat{z} \quad (5.33)$$

Se observă că în cazul în care lumina incidentă este plan polarizată cu normala ( $\psi(s) = 0$ ), puterea radiată în direcția axei antenei este mică, fiind mediată în factorul  $\sin(\theta + \theta')$ , spre deosebire de cazul în care  $\psi(s) = (\pi/2)$  când puterea radiată, dată de termenul  $|\mu_0|^2$  este nemediată.

Acesta este motivul pentru care în continuare vom considera lumina incidentă, plan polarizată cu binormala.

Acest fenomen este asemănător cu cel care se petrece la polarizare cu reflexie.

5.3. Calculul atenuării luminii ce se propagă prin  
antena elicoidală cu FO monomod

Calculul atenuării luminii ce se propagă printr-o antenă elicoidală cu FO monomod se calculează simplă prin relația:

$$\gamma = 1 - P_{\text{rad}} / P_{\text{tot}} \quad (5.34)$$

unde  $P_{\text{rad}}$  reprezintă puterea radiată de antenă care este dată de (5.31), iar  $P_{\text{tot}}$  este puterea optică totală cuplată în s-o la capătul antenei.

Se propune să calculăm atenuarea cu relația (5.32) pentru o antenă elicoidală cu pasul foarte mic, adică cu:

$$\sin \alpha \ll 1, \text{ sau cu } \sin \alpha \approx 0$$

În acest fel toți termenii relației (5.31) care conțin pe  $\sin \alpha$  pot fi neglijați.

O a doua condiție simplificatoare care o impunem relației (5.31) se referă la evoluția planului de polarizare a modului fundamental ce se propagă prin antena elicoidală. Vom presupune că lumina cuplată la capătul de alimentare al antenei este polarizată în planul axei lente de polarizare a FO, adică în planul binormalului ( $\psi_0 = \pi/2$ ). La  $s=0$  binormala coincide chiar cu axa  $z$  și după cum s-a arătat în paragrafele precedente vectorul câmp electric a modului  $h_{11}$  va păstra aceeași direcție  $\hat{z}$  de-a lungul întregii antene. Astfel că ținând seama de faptul că  $\psi(s) = \pi/2$  în orice punct  $Q(s)$  al antenei rezultă că:

$$\cos \psi(s) = \cos \pi/2 = 0$$

și deci toți termenii care conțin pe  $\cos \psi(s)$  în relația (5.31) dispar.

Ținând seama de relațiile de mai sus, (5.33) va avea o formă simplificată datorită faptului că în aceste condiții practice  $|\dot{h}_y| \approx 0$ :

$$P_{\text{rad}} = \frac{k^2 n_2^2}{8} \left( \frac{\mu_0}{\epsilon_0} \right)^{1/2} \frac{k_0}{\cos \alpha} |I_c|^2 \int_0^{\pi/2} \left| \int_{\theta_1}^{\theta_2} \exp \left\{ -ik_2 h_0 \right. \right. \\ \left. \left. \left[ \sin \theta \sin \theta' + \left( \text{tg } \alpha \cos \theta - \frac{\beta}{kn_2 \cos \alpha} \right) \theta' \right] \right\} d\theta' \right|^2 \sin^3 \theta d\theta \quad (5.35)$$

În relația de mai sus am mai păstrat anumiți termeni în  $\alpha$  pentru

a obține în continuare o analiză mai precisă a radiației modelului de antenă studiat, eliminând în schimb termenii foarte mici care conțin produsul dintre  $\sin$  și alte două sau trei funcții circulare subunitare.

5.3.1. Expresie asimptotică a puterii radiate de o antenă elicoidală cu FO monomod și N spire

Nă propunem să deducem pe baza unei metode de calcul originale o relație asimptotică pentru puterea radiată de o antenă elicoidală cu FO monomod care are M spire complete ca în fig.5.1, adică:

$$\vartheta_1' = 0 \quad \text{și} \quad \vartheta_2' = 2M\pi \quad (5.36)$$

Începem de la relația (5.35) și făcând notațiile:

$$z = kn_2 h_0 \sin \theta \quad (5.37)$$

$$\gamma = k_0 \beta / \cos \alpha - kn_2 h_0 \operatorname{tg} \alpha \cos \theta \quad (5.38)$$

obținem

$$P_{\text{rad}} = \frac{k^2 n_2^2}{8\pi} \left(\frac{\mu_0}{\epsilon_0}\right)^{1/2} \frac{k_0^2}{\cos^2 \alpha} |I_c|^2 \int_0^{\pi/2} \left| \int_{\vartheta_1'}^{\vartheta_2'} \exp \left\{ -i(z \sin \vartheta' - \gamma \vartheta') \right\} d\vartheta' \right|^2 \sin^3 \theta d\theta \quad (5.39)$$

ținând seama de faptul că numerele complexe  $a+ib$  și  $a-ib$  au același modul (5.39) se poate scrie:

$$P_{\text{rad}} = \frac{k^2 n_2^2}{8\pi} \left(\frac{\mu_0}{\epsilon_0}\right)^{1/2} \frac{k_0^2}{\cos^2 \alpha} |I_c|^2 \int_0^{\pi/2} \left| \int_{\vartheta_1'}^{\vartheta_2'} \exp \left\{ i(z \sin \vartheta' - \gamma \vartheta') \right\} d\vartheta' \right|^2 \sin^3 \theta d\theta \quad (5.40)$$

Vom calcula pentru început modulul integralei din relația (5.40) ținând seama de (5.36)

$$\begin{aligned} I_1(\theta) &= \left| \int_0^{2M\pi} \exp \left\{ i(z \sin \vartheta' - \gamma \vartheta') \right\} d\vartheta' \right| \\ &= \left| \sum_{n=1}^M \int_0^{2\pi} \exp \left\{ i \left[ z \sin \vartheta' - \gamma (\vartheta' + 2(n-1)\pi] \right] \right\} d\vartheta' \right| \\ &= \left| \sum_{n=1}^M \exp \left\{ -i2(n-1)\pi\gamma \right\} \right| \left| \int_0^{2\pi} \exp \left\{ i(z \sin \vartheta' - \gamma \vartheta') \right\} d\vartheta' \right| \end{aligned} \quad (5.41)$$

Decarece

$$\left| \sum_{n=1}^M \exp \left\{ -i2(n-1)\pi\gamma \right\} \right| = \frac{\sin \pi M \gamma}{\sin \pi \gamma} \quad (5.42)$$

și având în vedere aproximația integrală /Ar.1, nr.1/:

$$\left| \int_0^{2\pi} \exp \{ i(z \sin \theta' - \nu \theta') \} d\theta' \approx 2\pi |J_\nu(z)| \quad (5.43)$$

unde  $J(z)$  este funcția Bessel de speța întâi, integrala (5.41) devine:

$$|I_1(\theta) \approx 2\pi \left| \frac{\sin \pi \nu}{\sin \pi \nu} \right| |J_\nu(z)| \quad (5.44)$$

Cu relația (5.44) puterea radiată din (5.40) rezultă:

$$P_{\text{rad}} = \frac{\pi^2 k^2 a_2}{2} \left( \frac{\mu_0}{\epsilon_0} \right)^{1/2} \frac{k_0^2}{\cos^2 \alpha} |I_c|^2 \int_0^{\pi/2} \left( \frac{\sin \pi \nu}{\sin \pi \nu} \right)^2 J_\nu^2(z) \sin^3 \theta d\theta \quad (5.45)$$

Datorită faptului că  $\nu > z \gg 1$  pentru valori suficient de mici ale lui  $\alpha$  vom folosi dezvoltarea asimptotică lăkye de argument mare a lui  $J_\nu(z)$  /Ar.1/:

$$J(z) = \frac{1}{(2\pi)^{1/2}} \frac{\exp(-x)}{(\nu^2 - z^2)^{1/4}} \quad (5.46)$$

cu

$$= \frac{1}{3z^2} (\nu^2 - z^2)^{3/2} \quad (5.47)$$

Înlocuind (5.37) și (5.38) în (5.47) rezultă pe rînd:

$$\begin{aligned} I_c &= \frac{1}{3(kn_2 k_0 \sin \theta)^2} \left[ (k_0 \beta / \cos \alpha - kn_2 k_0 \operatorname{tg} \alpha \cos \theta)^2 - (kn_2 k_0 \sin \theta)^2 \right]^{3/2} \\ &= \frac{(kn_2 k_0)^3}{3 \cos^3 \alpha (kn_2 k_0 \sin \theta)^2} \left[ \left( \frac{\beta}{kn_2} - \sin \alpha \cos \theta \right)^2 - (\sin \theta \cos \alpha)^2 \right]^{3/2} \\ &= \frac{kn_2 k_0}{3 \cos^3 \alpha \sin^2 \theta} \left[ \left( \frac{\beta}{kn_2} - \sin \alpha \cos \theta - \sin \theta \cos \alpha \right) \times \right. \\ &\quad \left. \times \left( \frac{\beta}{kn_2} - \sin \alpha \cos \theta + \sin \theta \cos \alpha \right) \right]^{3/2} \\ &= \frac{kn_2 k_0}{3 \cos^3 \alpha \sin^2 \theta} \left[ \left( \frac{\beta}{kn_2} \sin(\theta + \alpha) \right) \left( \frac{\beta}{kn_2} + \sin(\theta - \alpha) \right) \right]^{3/2} \end{aligned}$$

Apoi cu (5.46) și (5.48) obținem următoarea expresie a puterii radiate de antena din (5.45):



$$\begin{aligned}
 F_{\text{rad}} &= \frac{k^2 n_2^2}{4} \left( \frac{\mu_0}{\epsilon_0} \right)^{1/2} \frac{k_0^2}{\cos^2 \alpha} |T_c|^2 \int_0^{\pi/2} \left[ \frac{\sin \pi k n_2 k_0 (\beta / k n_2 \cos \alpha - \text{tg } \alpha \cos \theta)}{\sin \pi k n_2 k_0 (\beta / k n_2 \cos \alpha - \text{tg } \alpha \cos \theta)} \right]^2 x \\
 & \times \frac{\sin^3 \theta}{\left[ (k_0 \beta / \cos \alpha - k n_2 k_0 \text{tg } \alpha \cos \theta)^2 - (k n_2 k_0 \sin \theta)^2 \right]^{1/2}} x \\
 & \times \exp \left\{ -\frac{2}{3} \frac{k_0}{\cos^3 \alpha \sin^3 \theta} \left[ \left( \frac{\beta}{k n_2} + \sin(\theta - \alpha) \left( \frac{\beta}{k n_2} - \sin(\theta + \alpha) \right) \right)^{3/2} \right] \right\} d\theta \quad (5.49)
 \end{aligned}$$

Pentru rezolvarea integralei de mai sus folosim metoda Laplace de aproximare a integralelor /Az.1/. Această metodă arată că dacă avem o integrală de tipul:

$$I(x) = \int_a^b g(z) \exp \{ x h(z) \} dz \quad (5.50)$$

aceasta are soluția:

$$I(x) \approx g(a) \exp \{ x h(a) \} \left\{ \frac{-\pi}{2 x h''(a)} \right\}^{1/2} \quad (5.51)$$

dacă  $h(z)$  are un maxim pentru  $z=a$ .

Notăm

$$g(\theta) = \frac{\sin^3 \theta \left[ \frac{\sin \pi k n_2 k_0 (\beta / k n_2 \cos \alpha - \text{tg } \alpha \cos \theta)}{\sin \pi k n_2 k_0 (\beta / k n_2 \cos \alpha - \text{tg } \alpha \cos \theta)} \right]^2}{\left[ (k_0 \beta / \cos \alpha - k n_2 k_0 \text{tg } \alpha \cos \theta)^2 - (k n_2 k_0 \sin \theta)^2 \right]^{1/2}} \quad (5.52)$$

$$h(\theta) = \frac{1}{\sin^3 \theta} \left( \frac{\beta}{k n_2} - \sin(\theta + \alpha) \right) \left( \frac{\beta}{k n_2} + \sin(\theta - \alpha) \right)^{3/2} \quad (5.53)$$

$$x = -\frac{2}{3} \frac{\beta k_0}{\cos^3 \alpha} \quad (5.54)$$

Calculăm:

$$\begin{aligned}
 h'(\theta) &= \frac{3}{\sin^4 \theta} \left[ \left( \frac{\beta}{k n_2} - \sin(\theta + \alpha) \right) \left( \frac{\beta}{k n_2} + \sin(\theta - \alpha) \right) \right]^{1/2} \left\{ \frac{\beta}{k n_2} \sin \alpha - \right. \\
 & - \cos \theta \left[ \frac{\beta}{k n_2} \cos \theta \sin \alpha + \sin^2 \theta + \left( \frac{\beta}{k n_2} - \sin(\theta + \alpha) \right) x \right. \\
 & \left. \left. + \left( \frac{\beta}{k n_2} + \sin(\theta - \alpha) \right) x \right] \right\} \quad (5.55)
 \end{aligned}$$

Se demonstrează că  $h'(\theta) \ll 0$  pentru  $\theta \in (\pi/2, \pi)$  de unde rezultă că funcția  $h(\theta)$  este descrescătoare pe  $(\pi/2, \pi)$  și deci

$h(\pi/2)$  este maximum local al acestui interval, fiind închepută în acest fel condiția teoremei Laplace cu  $\alpha = \pi/2$ . Calculul derivatei a doua  $h''(\theta)$  conduce la următoarea expresie:

$$h''(\theta) = \frac{3}{\sin^4 \theta} \left( \frac{\beta}{kn_2} \sin \alpha \right) \left[ \left( \frac{\beta}{kn_2} - \sin(\theta + \alpha) \right) \left( \frac{\beta}{kn_2} + \sin(\theta - \alpha) \right) \right]^{-1/2} \\ \left[ \frac{\beta}{kn_2} \sin \theta \sin \alpha - \sin \theta \cos \theta \right] + \frac{3}{\sin^3 \theta} \left[ \left( \frac{\beta}{kn_2} - \sin(\theta + \alpha) \right) \right. \\ \left. \left( \frac{\beta}{kn_2} + \sin(\theta - \alpha) \right) \right]^{1/2} \left[ \frac{\beta}{kn_2} \cos \theta \sin \alpha + \sin^2 \theta + \right. \\ \left. + \left( \frac{\beta}{kn_2} - \sin(\theta + \alpha) \right) \left( \frac{\beta}{kn_2} + \sin(\theta - \alpha) \right) \right] \quad (5.56)$$

Dacă în (5.49) schimbăm ordinea limitelor de integrare și considerăm pe  $\theta = \pi/2$  putem să-i aplicăm teorema Laplace. Avem:

$$E\left(\frac{\pi}{2}\right) = \frac{\cos \alpha}{n_0 (p^2 - k^2 n_2^2 \cos^2 \alpha)^{1/2}} \left( \frac{\sin \pi/2 k_0 \beta / \cos \alpha}{\sin \pi/2 n_0 \beta / \cos \alpha} \right)^2 \quad (5.57)$$

$$h\left(\frac{\pi}{2}\right) = \frac{1}{k^3 n_2^3} (\beta^2 - k^2 n_2^2 \cos^2 \alpha)^{3/2} \quad (5.58)$$

$$h''\left(\frac{\pi}{2}\right) = \frac{3}{k^3 n_2^3} (\beta^2 + k^2 n_2^2 \sin^2 \alpha) (\beta^2 - k^2 n_2^2 \cos^2 \alpha)^{1/2} + \\ + \frac{3\beta \sin^2 \alpha}{kn_2} (\beta^2 - k^2 n_2^2 \cos^2 \alpha)^{-1/2}$$

Introducem acum parametrii de propagare a modului fundamental în miez și înveliș /Bu.1, tab.2.3/:

$$v = \rho (k^2 n_2^2 - \beta^2)^{1/2} \quad (5.59)$$

$$\text{și} \quad w = \rho (\beta^2 - k^2 n_2^2)^{1/2} \quad (5.61)$$

iar relația care leagă constanta de propagare  $k$  de parametrii  $\rho$  este:

$$k = \frac{v}{\rho n_1 (2\Delta)^{1/2}} \quad (5.62)$$

Cu notațiile de mai sus și relațiile (5.57)-(5.59) aplicăm teorema Laplace integralei (5.49) și obținem:

$$P_{\text{rad}} = \frac{k^2 n_2^2}{4} \left(\frac{\mu_0}{\epsilon_0}\right)^{1/2} \frac{R_0^2}{\cos^2 \alpha} |I_c|^2 \frac{\rho \cos \alpha}{k_0 (w^2 + \rho^2 k^2 n_2^2 \sin^2 \alpha)^{1/2}}$$

$$\left[ \frac{\sin(\pi M k_0 \beta / \cos \alpha)}{\sin(\pi k_0 \beta / \cos \alpha)} \right]^2 \exp \left\{ -\frac{2}{3} \frac{\beta k_0}{\cos^3 \alpha} \frac{1}{k^3 n_2^3 \rho^3} (w^2 + \rho^2 k^2 n_2^2 \sin^2 \alpha)^{3/2} \right\}$$

$$\left\{ \frac{2 \left( -\frac{\beta k_0}{3 \cos^3 \alpha} \right) \left[ \frac{3}{k^3 n_2^3} (\beta^2 + k^2 n_2^2 \sin^2 \alpha) (w^2 + \rho^2 k^2 n_2^2 \sin^2 \alpha)^{1/2} + \frac{3 \rho \beta \sin^2 \alpha}{k n_2} x \right]}{x (w^2 + \rho^2 k^2 n_2^2 \sin^2 \alpha)^{-1/2}} \right\}^{1/2} \quad (5.63)$$

Facem notația

$$w^2 = w'^2 + \rho^2 k^2 n_2^2 \sin^2 \alpha \quad \text{unde } w \Big|_{\alpha=0} = w' \quad (5.64)$$

și ținînd seama de ipoteza de ghidare slabă  $n_1 \approx n_2$  și de faptul că

$$\beta \approx k n_2 \sin \theta \quad \text{cînd } \theta = \frac{\pi}{2} \quad (5.65)$$

rezultă următoarea expresie asimptotică finală a puterii radiate de antena elicoidală cu FO monomod și M spire:

$$P_{\text{rad}} = \frac{\pi^{1/2}}{16} \frac{R_0}{\rho} \cos \alpha \left(\frac{\mu_0}{\epsilon_0}\right)^{1/2} \frac{v^2}{w^{3/2} \Delta n_1} \left[ \frac{\sin(\pi M R_0 \beta / \cos \alpha)}{\sin(\pi k_0 \beta / \cos \alpha)} \right]^2$$

$$\frac{|I_c|^2}{[1 + (1 + \beta \rho^2 w^{-1/2}) \sin^2 \alpha]^{1/2}} \exp \left\{ -\frac{4}{3} \frac{R_0 (w / \cos \alpha)^3}{v^2} \right\} \quad (5.66)$$

### 5.3.2. Calculul atenuării antenei elicoidale cu FO monomod și M spire

Pentru calculul atenuării antenei elicoidale cu FO monomod cu M spire trecem să determinăm puterea cuplată în antenă în capătul din plemul de alimentare. Pentru această presupunem că puterea incidentă se cupleză numai în modul fundamental  $/m=1/$  și ca atare avem:

$$r(0) = |a_1|^2 M \quad (5.67)$$

unde  $N$  este factorul de normalizare care în cazul modului fundamental are expresia /cu.1, tab.2.3/:

$$N = \sqrt{\rho^2 N_0} \left( \frac{\epsilon_0}{\mu_0} \right)^{1/2} \int_0^\infty F_0(k) R dk \quad (5.68)$$

Prin  $F_0(k)$  cu  $k=r/\rho$  am desemnat soluția ecuației scalare a undei pentru modul fundamental:

$$\left\{ \frac{d^2}{dk^2} + \frac{1}{R} \frac{d}{dk} + U^2 - v^2 f(k) \right\} F_0 = 0 \quad (5.69)$$

unde  $f(k)$  este o funcție care descrie variația profilului indicelui de refracție a FO monomod.

Puterea modului fundamental în orice punct al spiralei poate fi calculată cu relația /sr.1/:

$$P(s) = P(0) \exp \{ -\gamma s \} \quad (5.70)$$

unde  $s$  reprezintă lungimea elicei măsurată din planul de alimentare  $(x, y)$ , iar  $\gamma$  reprezintă coeficientul de atenuare al luminii prin antenă. Prin urmare  $\gamma$  se va calcula cu expresia:

$$\gamma = \frac{P_{\text{rad}} / P(0)}{s} \quad (5.71)$$

unde  $P_{\text{rad}}$  este puterea totală radiată de modul fundamental care parcurge o elice de lungime totală  $s$ . În cazul nostru avem:

$$s = 2\pi MR_0 / \cos \alpha \quad (5.72)$$

și deci coeficientul de atenuare căutat rezultă din (5.71), (5.72) și (5.66)-(5.68):

$$\gamma = \left( \frac{\sqrt{\epsilon_0} \cos 3\alpha}{16 \rho N_0 w^3 M^2} \right)^{1/2} \left[ \frac{\sin(\pi MR_0 \beta / \cos \alpha)}{\sin(\pi R_0 \beta / \cos \alpha)} \right]^2 \frac{1}{[1 + (1 + \beta^2 w^{-2}) \sin^2 \alpha]^{1/2}} \frac{[\int_0^\infty \{1 - f(k)\} F_0(k) R dk]^2}{\int_0^\infty F_0^2(k) R dk} \exp \left\{ -\frac{4}{3} \frac{R_0 (w / \cos \alpha)^3 \Delta}{v^2} \right\} \quad (5.73)$$

Pentru o FO cu profil treaptă avem /sr.1/:

$$\frac{[\int_0^\infty \{1 - f(k)\} F_0(k) R dk]^2}{\int_0^\infty F_0^2(k) R dk} = 2 \frac{w^2}{U^2} \frac{1}{v^2} \quad (5.74)$$

Cu aceasta (5.74) devine:

$$\gamma = \frac{\pi^{1/2}}{2M} \left(\frac{\rho}{R_0}\right)^{1/2} \left(\frac{\cos \alpha}{w}\right)^{3/2} \left[ \frac{\sin(\pi M R_0 \beta / \cos \alpha)}{\sin(\pi R_0 \beta / \cos \alpha)} \right]^2$$

$$\frac{v^2 v^2 / U^2}{[1 + (1 + \beta \rho^2 w^{-1/2}) \sin^2 \alpha]^{1/2}} \exp \left\{ -\frac{4}{3} \frac{R_0}{\rho} \frac{(w / \cos \alpha)^3 \Delta}{v^2} \right\} \quad (5.75)$$

Expresia atenuării lumii ce parcurge o antenă elicoidală cu FO monomod, care are  $N$  spire, înclinarea  $\alpha$  și raza  $R_0$  din relația (5.75), se reduce pentru cazul particular  $M=1$  și  $\alpha=0$  la binecunoscuta expresie a atenuării de curbură care a fost pe larg comentată în capitolul 3:

$$\gamma_0 = \frac{\pi^{1/2}}{2} \left(\frac{\rho}{R_0}\right)^{1/2} \frac{v^2 v^2}{U^2} \exp \left\{ -\frac{4}{3} \frac{R_0}{\rho} \frac{w^3 \Delta}{v^2} \right\} \quad (5.76)$$

Atenuarea antenei elicoidale cu FO monomod din (5.75) are maxime pentru  $\gamma = R_0 \beta / \cos \alpha = k \in \mathbb{N}$  și are minime egale cu zero pentru  $\gamma = R_0 \beta / \cos \alpha = k' \in \mathbb{N}$  și  $\gamma \notin \mathbb{N}$ . Explicația acestor valori extreme se poate face apelând la analogia dintre curentul prin antenă  $\underline{I}(s)$ , (5.5), care în cazul nostru este de formă  $\underline{I}(s) \underline{\hat{z}}$  și o distribuție continuă de dipoli de curenți orientați după axa  $\underline{\hat{z}}$  de-a lungul întregii antene, de forma  $\underline{I}(s) = I_0 \delta(s - R_0 \theta') \exp(i\beta s) \underline{\hat{z}} / \sin \theta'$ . Analizând acum expresia puterii totale radiale de distribuție de dipoli ai antenei din (5.40) și mai ales a integralei de radiație  $\Gamma_1(\theta)$  din (5.41), observăm că trecerea de la integrala  $\int_0^{2\pi}$  la suma de integrale  $\sum_{n=1}^{\infty} \int_0^{2\pi}$  se face pe seama proprietății pe care o au dipolii elementari de curent de pe o generatoare a elicei de a fi defazați cu  $p\Delta s = \beta R_0 \Delta \theta' / \cos \alpha = 2\pi$ . În consecință atunci cînd  $n \in \mathbb{N}$  radiațiile dipolilor elementari sînt în fază rezultînd un maxim de radiație și deci un maxim de atenuare. În caz contrar cînd  $\gamma = k' / M \notin \mathbb{N}$  fazele radiațiilor dipolilor elementare sînt diferite, astfel că suprapunerea lor este distructivă rezultînd o putere radiată nulă și respectiv o atenuare zero.

Cap.6. ANALIZA ANTENELI ELICOIDALE CU FO MONOMOD

În acest capitol vom analiza rezultatele obținute în capitolul precedent privind puterea radiată (5.66) și atenuarea (5.75) unei antene elicoidale cu FO monomod, cu profil treaptă, cu  $n$  spire și rază  $R$ .

Studiul antenei elicoidale se va face atât în funcție de parametrii geometrici ai acesteia ( $R_0$  și  $\alpha$ ) cât și în funcție de lungimea de undă a radiației monocromatice injectată în FO.

Expresia (5.6) a puterii radiate de către o antenă elicoidală cu FO monomod și cu profil treaptă cu pasul foarte mic ( $\sin \alpha \ll 1$ ), devine în cazul în care puterea injectată la intrarea pe o considerăm unitară ( $P(0)=1$ ):

$$P_{\text{rad}} = \pi^{3/2} \left(\frac{R_0}{\rho}\right)^{3/2} \left[ \frac{\sin(\pi MR_0 \beta / \cos \alpha)}{\sin(\pi R_0 \beta / \cos \alpha)} \right]^2 \frac{w/2v^2}{U^2} \times \exp \left\{ -\frac{4}{3} \frac{R_0}{\rho} \frac{(w/\cos \alpha)^3 \Delta}{v^2} \right\} \quad (6.1)$$

În deducerea expresiei (6.1) s-a ținut cont de relațiile (5.14), (5.64), (5.71) și (5.72).

Atenuarea antenei elicoidale cu FO monomod cu profil treaptă și  $n$  spire este dată de relația (5.75). Definim un coeficient de atenuare  $\Gamma$  care exprimă atenuarea în decibeli:

$$\Gamma = -10 \log_{10} \left[ 1 - \frac{P_{\text{rad}}}{P(0)} \right] \quad (6.2)$$

Ținând seama de (5.70) avem pe rând:

$$\Gamma = -10 \log_{10} \frac{P(z)}{P(0)} = -10 \log_{10} e^{-\gamma z}$$

de unde

$$\Gamma = 4,343 \gamma S \quad \text{în dB} \quad (6.3)$$

sau

$$\Gamma = 4,343 \gamma \quad \text{în dB/m} \quad (6.4)$$

unde  $S$  reprezintă lungimea antenei elicoidale ce este definită în (5.72). Pentru  $\gamma$  se obține din (5.75), în cazul  $\sin \alpha \ll 1$ , următoarea expresie simplificată în care au fost neglijate toți termenii care conțineau ca factor puteri ale lui  $\sin \alpha$ :

$$\gamma = \frac{1}{M} \left[ \frac{\sin(\pi MR_0 \beta / \cos \alpha)}{\sin(\pi R_0 \beta / \cos \alpha)} \right]^2 \gamma_0 \quad (6.5)$$

unde:

$$\gamma_0 = \frac{\pi^{1/2}}{2\rho} \left(\frac{\rho}{R_0}\right)^{1/2} \frac{v_{2W}^{1/2}}{U^2} \exp \left\{ -\frac{4}{3} \frac{R_0}{\rho} \frac{W^3 \Delta}{v^2} \right\} \quad (6.6)$$

Factorul cel mai interesant, care apare în ambele relații ce definesc puterea radiată și atenuarea antenei elicoidale are forma  $(\sin \alpha x / \sin x)^2$ . Acesta relevă după cum vom vedea comportarea antenei elicoidale cu  $n$  spire, în condițiile specificate în capitolul precedent, ca o rețea de difracție unidimensională. Deci radiația antenei elicoidale are o explicație fizică clară, ea manifestându-se ca o structură periodică pentru radiația electromagnetică care este injectată la începutul ei. Semnificația fizică a comportării antenei elicoidale cu FO monomod poate fi relevată și din punctul de vedere al teoriei antenelor. Se știe că antenele elicoidale care sînt folosite în domeniul undelor radio au dimensiunea aproximativ egală cu lungimea de undă și au un singur maxim al puterii de radiație, orientată axial [1]. În cazul antenei elicoidale cu FO monomod dimensiunea antenei este mult mai mare decît lungimile de undă din domeniul optic și ea atare pot apărea mai multe maxime de radiație, fapt pus în evidență de factorul menționat mai sus. Este important de subliniat că argumentul  $x = R_0 \beta / \cos \alpha$ , depinde atît de parametrii geometrici ai antenei ( $R_0$  și  $\cos \alpha$ ), cît și de lungimea de undă a radiației incidente, dependentă exprimată prin intermediul lui  $\beta$ .

### 6.1. Comparație între antena elicoidală cu FO monomod și rețeaua de difracție

O rețea de difracție unidimensională formată dintr-un ecran care are  $n$  fente de lungime infinită, echidistante și de lățime  $s$ , este prezentată schematic în fig.6.1.

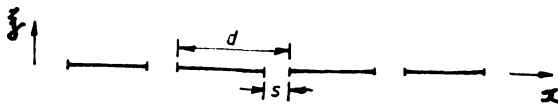


Fig.6.1.

Dacă rețeaua este în așa fel iluminată încât pe ea să cadă un fascicul de raze paralel cu cele n fante, atunci intensitatea luminii care se obține după rețea este dată de relația /Bn.1/:

$$I(m) = \frac{sE}{k} \left( \frac{\sin \frac{Mkdm}{2}}{\sin \frac{kdm}{2}} \right)^2 \left[ \frac{\sin(ksm/2)}{k m/2} \right]^2 \quad (6.7)$$

unde m depinde de  $\lambda$ , E este energia electromagnetică totală incidentă pe rețea, iar k este numărul de undă al radiației monocromatice incidente.

În fig.6.2.a-c sînt ilustrați atât termenii cît și expresia globală a intensității I(m) din (6.7).

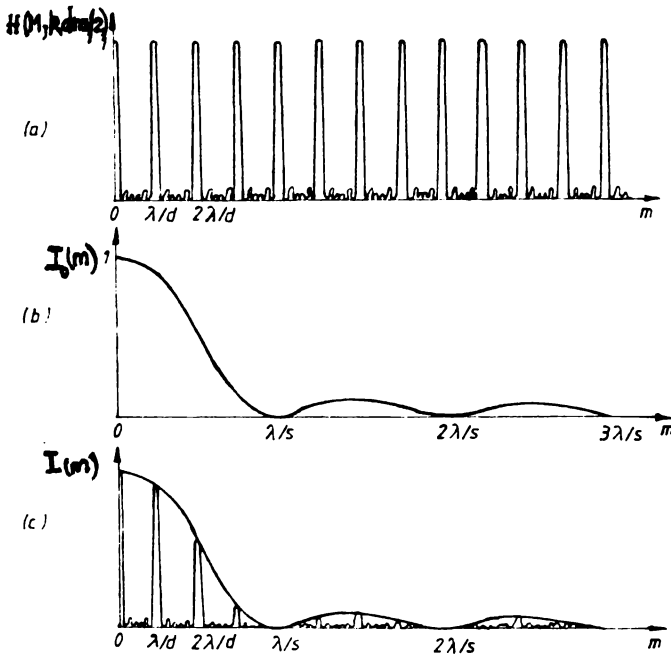


Fig.6.2.

funcția de interferență

$$H(m, kdm/2) = \left[ \frac{\sin(Mkdm/2)}{\sin(kdm/2)} \right]^2 \quad (6.8)$$

din fig.6.2.a rezultă maxime de amplitudine M, cînd  $m=1\lambda/d$ , adică în situațiile în care diferența de drum între două raze, care difractă în direcția maximului și care provin de la două fante alăturate, este egală cu un număr întreg de lungimi de undă n. Între maximele principale există maxime care au amplitudinea egală doar cu câteva procente din amplitudinea maximă în cazul în care M este suficient de mare.



În fig.6.2.b este prezentată funcția normalizată a intensității unei fante:

$$I^{(0)}(m) = \left[ \frac{\sin(ksm/2)}{ksm/2} \right]^2 \quad (6.9)$$

care are un maxim principal pentru  $m=0$  și minime pentru  $m=i\lambda/s$ .

Intensitatea globală obținută după o rețea de difracție formată din  $M$  fante paralele și echidistante se obține din produsul celor doi termeni descriși anterior și este ilustrată în fig.6.2.c. O caracteristică importantă a rețelei de difracție o reprezintă puterea de rezoluție a unui maxim de intensitate de ordinul  $i$ , care a fost calculată în /En.1/ și are expresia:

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = |i| M \quad (6.10)$$

Deci puterea de rezoluție a rețelei crește cu numărul de fante, sau altfel spus o rețea de difracție cu  $M$  fante separă două linii spectrale în direcția  $i$  dacă între acestea există ecartul  $\Delta\lambda = \left[ \left( \lambda + \frac{1}{2}\Delta\lambda \right) - \left( \lambda - \frac{1}{2}\Delta\lambda \right) \right]$ , care respectă relația (6.10).

Revenind acum la expresia puterii radiate de o antenă elicoidală cu FO monomod și  $M$  spire din ec.(6.1) observăm că aceasta seamănă foarte mult cu relația (6.7) a intensității radiate de o rețea de difracție cu  $M$  fante paralele. Ambele expresii sînt alcătuite în principal din doi factori: 1) factorul de interferență care în ambele cazuri este de forma  $(\sin mx/\sin x)^2$  și 2) factorul care reprezintă puterea radiată de o singură spirală a antenei și respectiv intensitatea radiată de o singură fantă  $I^{(0)}(m)$ . De aceea putem afirma că comportamentul antenei elicoidale cu FO monomod și  $M$  spire este, din motivele expuse mai înainte, asemănător cu o rețea de difracție unidimensională cu  $M$  fante.

Există însă deosebiri esențiale între cele două dispozitive fizice, rezultate din modul lor de funcționare: 1) Rețeaua de difracție are iluminate simultan toate fantele de către un fascicul paralel cu raze monocromatice și ca atare imaginea care se obține după ea conține maxime de interferență, pe cînd în cazul antenei elicoidale unda monocromatică inițiată la un capăt al FO parcurge pe rînd spirele elicoidale rezultînd un maxim de putere radiată în direcția axei sale; 2) Puterea radiată de antena elicoidală și distribuția spațială a intensității luminoase de după rețeaua de difracție sînt mărimi fizice diferite; 3) În cazul antenei se pot baleia toate maximele de radiație din fig.6.2.a dacă se modifică în mod corespunzător parametrul  $x$  din expresia factorului de interferență, spre deosebire de rețeaua de difracție unde toate maximele se obțin simultan. Efectul de atenuare

dat de factorul de interferență îl vom denumi de acum încolo "efect de antenă", datorită faptului că apare numai în cazul în care FO este aranjată într-o configurație de antenă elicoidală.

## 6.2. Analiza atenuării antenei elicoidale cu FO monomod

Atenuarea radiației electromagnetice care se propagă printr-o antenă elicoidală cu FO monomod este dată în relațiile (6.3)-(6.6). În literatură, așa cum am arătat în cap.3, este dedusă în majoritatea lucrărilor doar relația (6.6), care exprimă atenuarea introdusă de o spirală circulară de rază  $R_0$ . În plus în articolele în care este analizată atenuarea, atât teoretic cât și experimental ca /Gg.2/ și /Gg.4/, se consideră doar cazul antenelor cu una sau cel mult două spire. Acesta este unul din motivele pentru care fenomenul de radiație dat de factorul de interferență din relația (6.5), nu a fost pus în evidență pînă în prezent.

În acest paragraf vom prezenta rezultatele simulării pe calculator a atenuării antenelor elicoidale cu FO monomod și  $M$  spire. Deoarece variabila factorului de interferență  $x=R_0 \beta / \cos \alpha$  depinde de cei trei parametri  $R_0$ ,  $\beta$  și  $\alpha$ , este evident că o analiză completă în considerarea variației atenuării în funcție de fiecare dintre acestea.

Simulările efectuate au arătat însă că variația atenuării cu unghiul de înclinare al elicei  $\alpha$  este neînsemnată. Aceasta se datorește faptului că plaja de variație permisă a unghiului este de numai aproximativ 10 grade, deoarece este necesară îndeplinirea condiției teoretice în care a fost dedusă expresia atenuării, care permite doar pași ai elicei mici pentru care  $\sin \alpha \ll 1$ . Din acest motiv rezultatele acestei simulări nu vor fi prezentate în teză, fiind considerate ne semnificative.

În continuare vom prezenta variația atenuării antenei în funcție de raza elicei, analiza în funcție de lungimea de undă și deci implicit de  $\beta$ , fiind făcută în paragrafele următoare. În acest scop a fost elaborat un program în BASIC care a fost rulat pe un calculator TIM-1, iar rezultatele sub forma unor diagrame au fost scoase pe o imprimantă grafică de tip ROBOTRON. Programul "ALFA-R", care este prezentat în anexa 2a), calculează atenuarea antenei elicoidale dată de relația (6.4) cu  $\cos \alpha \approx 1$ , rezultatele fiind exprimate în db/loom.

Pentru a putea compara rezultatele obținute în urma simulării cu cele din literatură (/Gg.2/ și /Gg.4/), am considerat același tip de fibră cu  $\rho = 3,9 \text{ um}$ ,  $NA = 0,062$ ,  $\Delta = 0,001$  iar constanta de structură

V și implicit lungimea de undă sînt situate în jurul valorilor  $V=2,4$  și  $\lambda =633$ . Raza elicei este variabilă și ia valori cuprinse în intervalul 1 cm ÷ 5 cm, iar numărul  $M$  de spire ale antenei este folosit drept parametru.

Constanta de propagare axială  $\beta$  a modului fundamental prin antena elicoidală cu FO monomod se obține din relațiile:

$$\beta = kn_1 \left\{ 1 - 2\Delta U^2/V^2 \right\}^{1/2} \quad (6.11.a)$$

$$= \frac{V}{\rho(2\Delta)^{1/2}} \left\{ 1 - 2 U^2/V^2 \right\}^{1/2} \quad (6.11.b)$$

unde constanta de structură în miez  $U$  este tabelată în /Brv1/ pentru diferite valori ale lui  $V$ . Produsul  $k_0 \beta$  dintre raza antenei și constanta de propagare axială în condiția în care  $\cos \alpha = 1$ , constituie argumentul funcției de interferență, iar valoarea acestuia determină în mod direct mărimea atenuării antenei elicoidale. Dacă produsul  $k_0 \beta$  este un întreg atunci atenuarea antenei cu  $M$  spire  $\Gamma$  este de  $M$  ori mai mare decît atenuarea introdusă de o singură spirală  $\delta_0$ . Din (6.5) pentru  $k_0 \beta = i \in \mathbb{I}^+$  obținem:

$$\Gamma = M \delta_0 \quad (6.12)$$

unde  $\delta_0$  este dată în (6.6) și se exprimă în [dB/m].

În fig.6.3.a,b,c sînt prezentate rezultatele simulării atenuării antenei elicoidale dată de relația (6.4) în analogie cu rezultatele similare teoretice și experimentale din /Gg.4/. Rezultatele exprimă atenuarea în dB/10 cm și sînt reprezentate într-o scară logaritmică. În fig.6.3.a) sînt reprezentate înfășurările atenuării maxime (6.12) a antenelor elicoidale cu 2 și 100 de spire cînd raza lor variază între 10 și 50 mm. Aceste curbe reprezintă maximele pe care le poate atinge atenuarea antenelor elicoidale respective și poate fi comparată cu atenuarea clasică raportată în literatură care coincide cu cea a unei antene cu o singură spirală ( $M=1$ ). În fig.6.3.b sînt reprezentate simulările atenuării unei antene elicoidale cu  $M=2$  (reprezentată prin puncte), în comparație cu atenuarea clasică simulată pentru același tip de antenă în /Gg.4/ (reprezentată continuu). Se observă că atenuarea dată de (6.4) variază între maximele ilustrate în figura 6.3.a și minime pentru care atenuarea antenei este practic zero. Deci fenomenul de antenă se manifestă în două feluri: a) fie printr-un maxim de radiație cînd atenuarea este maximă; b) fie printr-un minim de radiație cînd puterea optimă transmisă prin antenă este practic neafectată de atenuarea de curbura. Acest comportament se explică prin

analogia cu rețeaua de difracție: numai o anumită configurație geometrică a antenei permite obținerea unui maxim la o anumită lungime de undă a radiației optice incidente. În fig.6.3.c sînt prezentate și rezultatele experimentale din /Gg.4/ (reprezentate prin cerușe) împreună cu rezultatele simulate la aceeași rază pentru același tip de antenă. Se observă că ele coincid în proporție de 90%.

În fig.6.3.d sînt reprezentate rezultatele simulării atenuării unei antene cu loo de spire împreună cu atenuarea unei singure spire

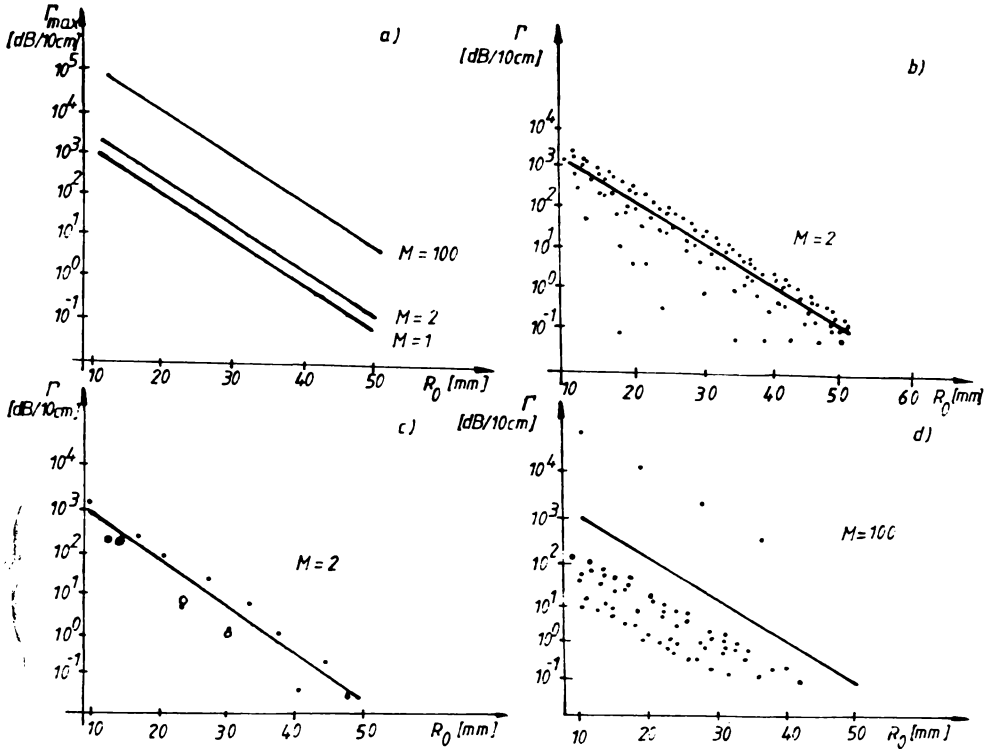


Fig.6.3.

în funcție de raza elicei. Diagrama pune în evidență razele pentru care atenuarea antenei este maximă precum și faptul că pentru celelalte valori ale razei antenei atenuarea medie rezultată este mai mică. Aceste extreme ale atenuării antenei față de atenuarea clasică se explică ca și în cazul anterior prin "adaptarea" sau "neadaptarea" antenei la radiația de o anumită lungime de undă pe antenă. Numai o anumită configurație geometrică a acesteia, combinată cu o constantă de propagare axială  $\beta$  adecvată (a.i.  $R_0 \beta = i \in \mathbb{N}$ ) conduce la obținerea unui maxim de radiație. În celelalte situații antena nu mai este "adaptată" și deci nu va mai radia decât o mică parte sau chiar deloc, din energia electromagnetică ghidată de FO.

### 6.3. Corecții care se impun asupra relației de atenuare a antenei elicoidale

În abordarea de pînă acum a antenei elicoidale cu FO monomod am făcut o serie de ipoteze care implică calculul modelului analizat. Ne propunem în acest paragraf să introducem două corecții ce se impun asupra atenuării antenei elicoidale cu FO monomod. Aceste corecții modelează două situații concrete care intervin în implementarea practică a antenelor. Prima corecție se referă la aproximația de fir subțire (curent infinitesimal) pe care am folosit-o în echivalarea cîmpului electromagnetic din miezul FO monomod din care este formată antena. A doua corecție este impusă de faptul că am luat în considerare doar atenuarea de curtură pură, fără a ține seama de atenuarea de tranziție, care apare de la o porțiune dreaptă la cea curbată a FO, la ambele capete ale antenei.

#### 6.3.1. Corecția datorată profilului finit al miezului FO

Așa cum s-a arătat în Cap.4 întregul cîmp modal din miezul FO monomod al antenei a fost echivalat cu un curent de linie infinitesimal. În acest fel au fost ignorate efectele care pot apare datorită dimensiunii finite a miezului FO. De aceea este necesar să se calculeze un coeficient de atenuare a modului fundamental datorat trecerii de la distribuția de volum la distribuția liniară a cîmpului modal. În acest fel putem calcula în final corecția care trebuiește aplicată atenuării de curtare pure a unei antene elicoidale cu FO monomod dacă se ține seama de profilul finit al miezului acestuia.

În /Sr.1/ a fost calculată această corecție și pentru o FO monomod cu profil treaptă și s-a obținut următoarea expresie:

$$A \left[ \frac{U^2}{W V^2 K_1(W)} \right]^2 \quad (6.13)$$

unde  $U$ ,  $V$  și  $W$  sînt parametrii de propagare binecunoscuți ai FO monomod, iar  $K_1(W)$  este funcția Bessel modificată de ordinul unu. Folosind această corecție atenuarea dată de o spirală a antenei elicoidale devine cu ajutorul lui (6.6):

$$\gamma'_0 = A \gamma_0 = \frac{\sqrt{1/2}}{2} \left( \frac{\rho}{R_0} \right)^{1/2} \frac{U^2}{V^2 W^{1/2}} \frac{1}{K_1^2(W)} \exp \left\{ -\frac{4}{3} \frac{R_0}{\rho} \frac{W^3 \Delta}{V^2} \right\} \quad (6.14)$$

Atenuările de curbură corectate exprimate în dB sau dB/m se obțin din (6.3) și respectiv (6.4) folosind relația (6.14) în locul relației (6.6).

### 6.3.2. Corecția datorată atenuării de tranziție din antena elicoidală cu FO monomod

Așa cum s-a arătat în cap.3 în zonele de tranziție de la porțiuni de FO cu curături diferite apare atenuarea de tranziție, care în cazul în care trecerea de la o curtură la alta se face brusc are valori mult mai mari decât atenuarea de curbură pură. În cazul antenei elicoidale, cele două capete ale sale vor reprezenta de fapt două joncțiuni între o porțiune dreaptă și o porțiune curbată a FO, ceea ce va determina apariția unei însemnate atenuări de tranziție care nu poate fi ignorată. În fig.6.4. este ilustrat modul în care variază atenuarea de transmisie totală cu distanța, la joncțiunea dintre o porțiune dreaptă și una curbată uniform a unei FO monomod.

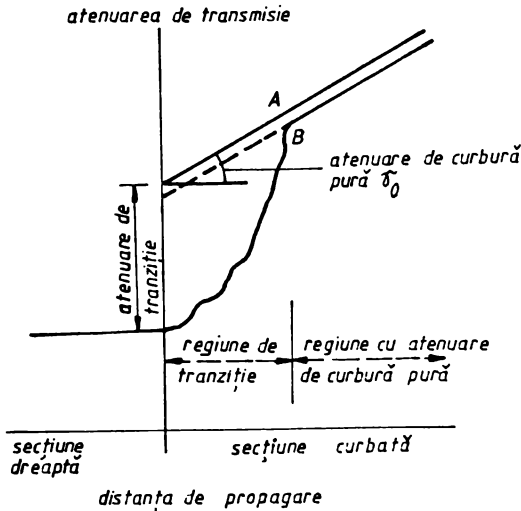


Fig.6.4.

În /Gg.4/ se arată că pentru FO de lungimi mici, atenuarea de tranziție devine în situația de mai sus mult mai mare decât atenuarea de curbură pură. De aceea corectarea atenuării antenei elicoidale cu un termen care să înglobează atenuările de tranziție de la cele două capete ale sale este absolut necesară. Pentru cazul concret al antenei elicoidale am folosit o expresie simplificată

a atenuării de tranziție calculată în /Gg.1/:

$$\Gamma_{tr} = \frac{4,343}{(k_0/\rho)^2} \frac{v^2}{32\Delta^2} (0,65+1,62 v^{-1,5} + 2,88 v^{-6})^6 \text{ în dB} \quad (6.15)$$

Este evident că în aceste condiții atenuarea totală a antenei elicoidale cu FO monomod, care să țină seama atât de corecția de profil finit cât și de atenuarea de tranziție, devine, folosind (6.3), (6.14) și (6.15):

$$\Gamma_{tot} = \Gamma + \Gamma_{tr} = 4,343 \left[ \pi^{3/2} \left( \frac{\sin \tilde{\pi} M k_0 \beta}{\sin \tilde{\pi} k_0 \beta} \right)^2 \left( \frac{k_0}{\rho} \right)^{1/2} \frac{U^2}{v_w^2 K_1^2(w)} \cdot \exp \left\{ -\frac{4}{3} \frac{k_0}{\rho} \frac{w^3 \Delta}{v^2} \right\} + \frac{1}{(k_0/\rho)^2} \frac{v^4}{32\Delta^2} (0,65+1,62v+2,88v^{-6})^6 \right] \text{ în dB} \quad (6.16)$$

În paragraful următor vom prezenta rezultatele simulării relației (6.16).

#### 6.4. Analiza atenuării totale a antenei elicoidale cu FO monomod

Analiza atenuării totale a antenei elicoidale (6.16) este făcută în două cazuri care folosesc pe rînd drept variabile raza  $k$  a elicei și lungimea de undă a radiației incidente. În acest scop au fost elaburate două programe în BASIC, "ALFA-TR" și "ALFA-TV", care au fost rulate cu calculatorul TRM-1, iar rezultatele sînt prezentate sub formă unor diagrame ce au fost scoase pe o imprimantă grafică de tip ROBOTRON.

Pentru ca rezultatele să poată fi comparate cu cele deja existente în literatură, s-a considerat o antenă realizată cu o fibră optică cu aceleași parametrii ca în /Gg.5/:  $v=2,1$ ,  $\rho=3,8$ ,  $NA=0,056$  și  $\beta=14463,563$  care corespunde unei lungimi de undă a radiației incidente  $\lambda=633$  nm.

Cu parametrii de mai sus corecția datorată profilului finit al FO este  $A=0,9819$ , deci foarte apropiată de unitate. Din acest motiv factorul de corecție de profil finit nu va avea o influență semnificativă asupra atenuării antenei elicoidale.

##### 6.4.1. Atenuarea totală ca funcție de raza elicei

Programul "ALFA-TR" prezentat în anexa 2.b) are posibilitatea simulării atât a atenuării totale cetă de (6.16), cât și a componentelor

sale: atenuarea de curbura pură și atenuarea de tranziție. Rezultatele sînt prezentate sub forma unor diagrame care au pe abscisă raza elicei, care este variabilă în domeniul 30-100 mm, iar pe ordonată este prezentată atenuarea radiației într-o scară logaritmică în dB.

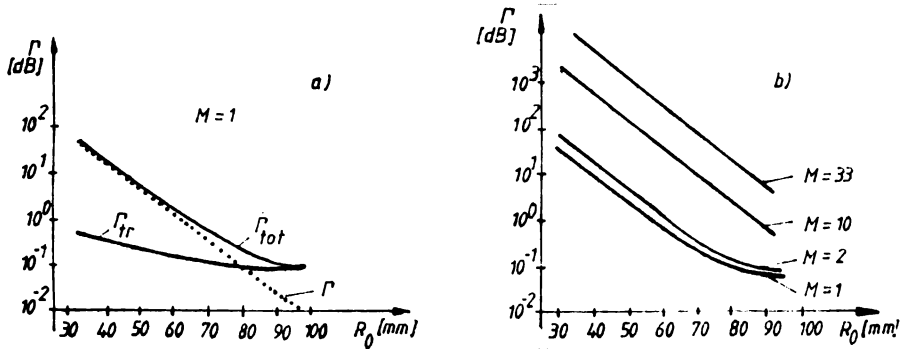


Fig.6.5.

Deoarece este important ca rezultatele să le putem compara cu cele din literatură am reprezentat mai întâi atenuarea totală împreună cu componentele sale în cazul în care antena elicoidală este văzută ca fiind alcătuită din  $M$  spire independente fiecare introducînd o atenuare  $\alpha_0$ . În consecință atenuarea totală rezultă ca fiind  $M\alpha_0$ , /Gg.1/:

$$\alpha_0 = 4,3437^{3/2} \left(\frac{k_0}{\rho}\right)^{1/2} \frac{U^2}{\sqrt{2}W^{3/2} K_1^2(u)} \exp \left\{ -\frac{4}{3} \frac{k_0}{\rho} \frac{w^2 \Delta}{\sqrt{2}} \right\} \quad (6.17.a)$$

$$\alpha_{t,M} = M\alpha_0 + \Gamma_{tr} \quad (6.17.b)$$

Astfel, în fig.6.5.a. sînt ilustrate cele două componente ale atenuării, pură și de tranziție, împreună cu atenuarea totală pentru o antenă elicoidală cu 100 de spire. Se observă că pentru raze mici atenuarea de curbura pură este mai mare decît atenuarea de tranziție, iar pentru raze mari ale elicei atenuarea de tranziție depășește atenuarea de curbura.

În fig.6.5.b. sînt prezentate comparativ înfășurătorile valorilor maxime ale atenuării totale calculate cu (6.16) pentru antene elicoidale cu 2,10 și 33 spire. Se observă că atenuarea în dB este cu  $2 \log M$  mai mare decît în cazul unei singure spire, ecuate valori obținîndu-se pentru valorile razelor pentru care produsul  $k$  este un întreg și deci funcția de interferență are un maxim.



În continuare am simulat atenuarea antenei elicoidale cu două spire pe baza relației (6.16), iar rezultatele au fost prezentate în fig.6.6.a. prin puncte. Pe diagramă este prezentată cu linie continuă și curba teoretică a atenuării dată de (6.17.b), care coincide cu rezultatul din /Gg.5/. Este important de remarcat faptul că rezultatele experimentale prezentate în lucrarea citată și rezultatele simulării relației (6.16) coincid în marea lor majoritate în punctele de aceeași rază.

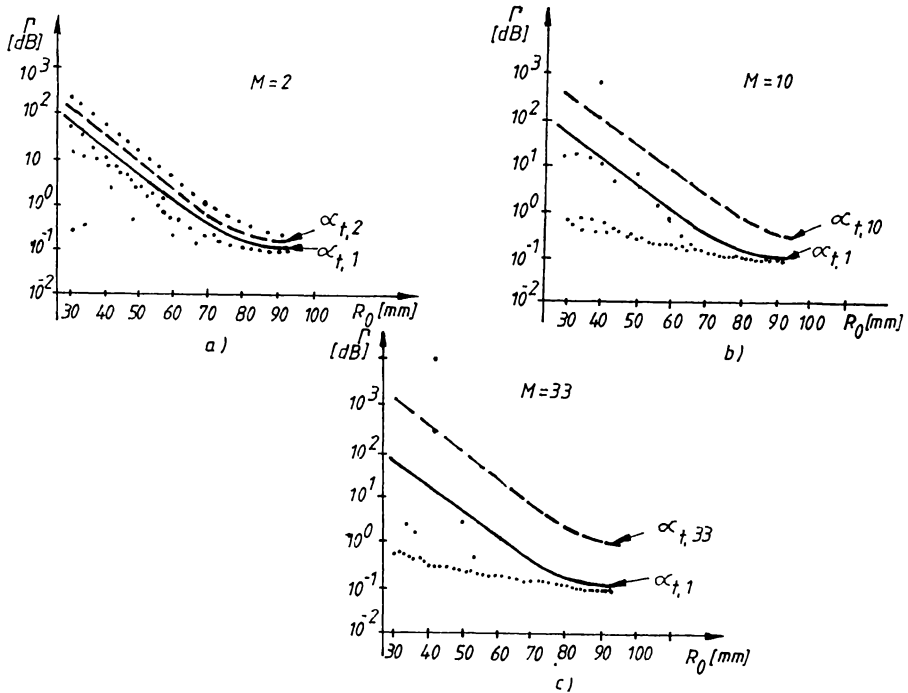


Fig.6.6.

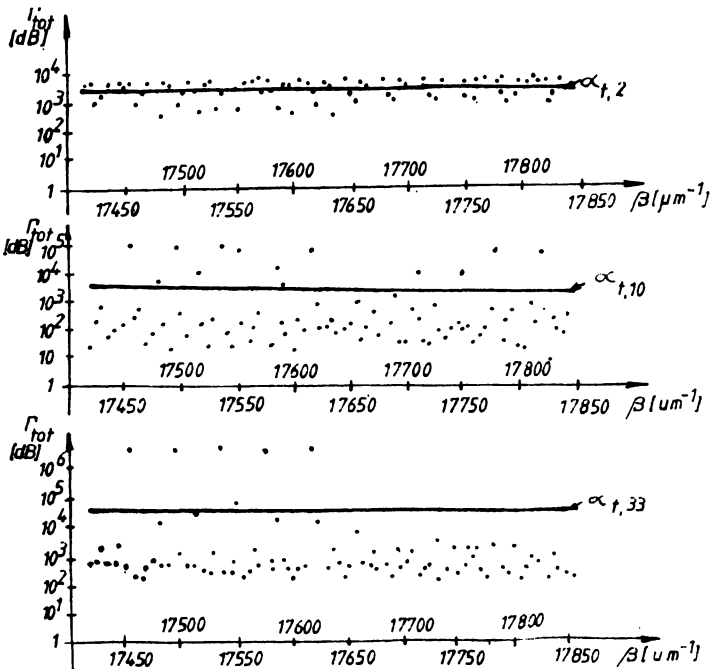
Analiza antenei elicoidale cu mai multe spire este ilustrată în fig.6.6.b și c. În fig.6.6.b este prezentată atenuarea unei antene cu 10 spire, iar în fig.6.6.c atenuarea unei antene cu 33 de spire, ambele antene având câte un maxim pentru  $k=41,71875$  mm. Din ambele diagrame se observă că există raze la care atenuarea medie a antenei elicoidale cu FO monomod este cu  $\log M$  mai mică, precum și raze pentru care aceasta este cu  $\log M$  mai mare. Explicația acestui comportament a fost făcută în paragrafele anterioare (§.6.1 și §.6.2), dar trebuie

subliniat faptul că fenomenele vor apare numai în cazul respectării riguroase a condițiilor în care a fost elaborat modelul teoretic.

#### 6.4.2. Atenuarea totală în funcție de lungimea de undă a luminii

Al treilea parametru al argumentului funcției de intererență  $x=R_0 \beta / \cos \alpha$  din expresia atenuării antenei elicoidale cu FO monomod este  $\beta$ . Constanta de propagare axială  $\beta$  a modului fundamental prin antenă este legată de parametrii de propagare modali V, U și de parametrii geometrici și materiali  $\varrho$  și  $\Delta$ , prin relațiile (6.11). De fapt în ultima instanță variația atenuării antenei elicoidale cu  $\beta$ , exprimă variația acesteia cu lungimea de undă  $\lambda$  a radiației incidente.

Am studiat variația atenuării totale a antenei date de relația (6.16) cu ajutorul programului "ALFA-TV" prezentat în anexa 2.o. Rezultatele sînt ilustrate tot sub forma unor diagrame pe a căror abscisă se găsește constanta de propagare, care variază între limitele (17470,918 - 17885,399  $\mu\text{m}^{-1}$ ). Pe ordonată este reprezentată pe scara logaritmică atenuarea în dB.



În fig.6.7.a-c sînt prezentate atenuările totale ale unei antene elicoidale cu  $R_0=10$  mm și  $M=2,10$  sau 100 spire, care este realizată dintr-o FO cu  $NA=0,056$  și  $\varphi=3,8$   $\mu$ m. Pe diagrame valorile atenuării totale apar sub formă de puncte alături de o dreaptă continuă care reprezintă atenuarea antenei obținută în aceleași condiții dar cu ajutorul relației clasice din (6.17).

Ca o primă observație care se evidențiază din analiza diagramelor (6.7) este faptul că atenuarea variază puțin pentru o variație foarte mare a constantei de propagare axiale  $\beta$ . Cu toate acestea există în toate diagramele maxime de atenuare, iar în (6.7.c) se pot remarca chiar mai multe maxime echidistante. În consecință rezultă că se pot atinge maximele de atenuare variind lungimea de undă a radiației monocromatice incidente.

O altă observație se referă la faptul că și în acest caz media valorilor atenuării totale cu excepția maximelor este cu  $\log M$  mai mică decît atenuarea dată de (6.17), în cazul respectării modelului teoretic așa cum s-a explicat în (§.6.2). Vom sintetiza în paragraful următor cerințele practice necesare respectării modelului teoretic.

### 6.5. Comentarii și concluzii

În acest capitol am prezentat rezultatele simulării pe calculator a atenuării antenei elicoidale cu FO monomod în condițiile ideale în care s-a considerat că avem numai atenuare de curbură pură, precum și în cazul unui model mai complex care ia în considerare ca factori de corecție, atenuarea de tranziție și coeficientul de profil finit  $A$ . Acest din urmă model este evident mult mai apropiat de modelul practic al antenei elicoidale. Cu toate acestea pentru obținerea unui comportament al antenei elicoidale practice, cît mai apropiat de modelul teoretic reprezentat de relația (6.16), este nevoie să fie îndeplinite cerințele experimentale:

1) FO monomod din care este realizată antena elicoidală trebuie să păstreze planul de polarizare constatat de-a lungul întregii antene. Orice rotire a planului de polarizare de-a lungul FO face să dispară fenomenul de antenă, special exprimat de factorul de interferență.

2) Trebuie avut mare grijă ca FO din care sînt bobinate spirele elicei să nu prezinte răsuciri care conduc la rotirea planului de polarizare a radiației monocromatice incidente, care conform observației precedente au drept consecință dispariția fenomenului de antenă.

3) Unghiul de înclinare al elicei trebuie să fie foarte mic astfel încât să avem îndeplinită condiția  $\sin \alpha \ll 1$ .

4) Radiația incidentă trebuie să fie pur monocromatică sau cu un grad de monocromaticitate foarte ridicat.

Rezultatele analizei și simulării pe calculator a atenuării de curbură a antenei elicoidale cu FO monomod (AEFOM) au mai pus în evidență sensibilitatea deosebită a acesteia la modificarea argumentului  $x = R_0 \beta / \cos \alpha$ , a funcției de interferență. Explicația acestei sensibilități deosebite constă în valoarea mare a constantei de propagare la lungimile de undă din vizibil sau infraroșu unde funcționează AEFOM. Este interesant să calculăm această sensibilitate pentru cazul modificării lui  $R_0$ . Dacă considerăm  $\beta$  constant și  $\cos \alpha = 1$ , raportul dintre două raze ( $R_{0,k}$ ,  $R_{0,k+1}$ ) pentru care se obțin maxime de atenuare consecutive rezultă după cum urmează: Fie

$$k = \text{int} [R_0 \beta]$$

Atunci condițiile pentru obținerea unor maxime de atenuare sînt:

$$R_{0,k} \beta = k \quad \text{și} \quad R_{0,k+1} \beta = k+1 \quad (6.18)$$

Prin urmare,

$$\frac{R_{0,k+1}}{R_{0,k}} = 1 + \frac{1}{k} \quad (6.19)$$

sau

$$\Delta R_0 = R_{0,k+1} - R_{0,k} = 1/k = R_{0,k} / \text{int} [R_0 \beta] \quad (6.20)$$

Apelăm din nou la modelul expus în §.6.2. prin care curentul antenei era aproximat printr-o distribuție continuă de dipoli orientați pe axa  $\hat{z}$ , care radiază în spațiu liber. Se observă din (6.20) că o modificare a razei antenei cu  $\Delta R_0$  conduce la o schimbare cu  $\pi \beta \Delta R_0 = (\Delta R_0 / k)$  a fazei dipolilor, ceea ce nu modifică însă situația puterii totale radiate în câmp îndepărtat a antenei, aceasta fiind în continuare maximă.

Un alt caz important al funcționării antenei elicoidale cu FO monomod care rezultă din rezultatele simulării este atunci cînd puterea radiată de antenă este foarte mică sau chiar nulă. În acest caz funcția de interferență este zero și așa cum am arătat:

$$\mathcal{H} M x = k \mathcal{H} \text{ iar } \mathcal{H} x \neq k' \mathcal{H} \quad , \quad k, k' \in \mathbb{N} \quad (6.21)$$

De aici rezultă că:

$$x = k/M \neq k' \text{ sau } x = k' + q \text{ cu } q < 1 \quad (6.22)$$

$$\text{Inlocuind (6.22) în (6.21) obținem: } k = M k' + M \quad (6.23)$$

Deoarece  $k \in \mathbb{N}$  și  $M k' \in \mathbb{N}$  rezultă  $M \cdot q = A$  și deci

$$q = A/M \text{ cu } A = 1, 2, \dots, M-1 \quad (6.24)$$

Considerăm o antenă cu 2 spire ( $q=1/2$ ) și analizăm ca în §.6.2 puterea radiată de cei doi dipoli așezați pe aceeași generatoare a elicei. Dipolul de pe prima spirală pe care îl vom considera ca referință,

va radia la distanța  $r$ , pe direcția axei antenei energia electromagnetică caracterizată de vectorul Poynting  $\underline{S}_1$  (5.31"), fig.6.8.a. Dipolul de pe cea de-a doua spirală va fi caracterizat de un vector Poynting  $\underline{S}_2$  defazat cu  $\pi$  deoarece:  $\Delta\psi_2 = 2\tilde{N}x = 2\tilde{N}(k+q) = 2\tilde{N}k' + \tilde{N}$ .

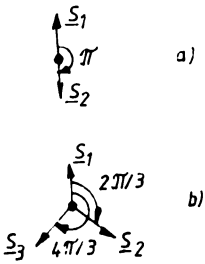


Fig.6.8.

Ca atare așa cum se observă din fig.6.8.a, rezultanta celor doi vectori va fi nulă.

Analog în cazul cu 3spire ( $q=1/3$  și  $2/3$ ) vectorii Poynting ai dipolilor de pe spira a doua și a treia vor fi defazați față de vectorul Poynting al primului dipol cu  $120^\circ$  și respectiv  $240^\circ$ , fig.6.8.b. Suma vectorială a acestora este și în acest caz nulă.

În condițiile de mai sus se impun următoarele concluzii mai importante:

a) Atenuarea AEFOM este controlată de funcția de interferență și în consecință pentru anumite valori ale argumentului  $x=R_0\beta/\cos\alpha$ , se obțin maxime sau minime ale atenuării puterii modale transmise prin antenă.

b) Din punct de vedere fenomenologic obținerea minimelor și maximele se poate explica prin analogia cu rețeaua de difracție. Astfel numai o "adaptare" a configurației geometrice a AEFOM la constanta de propagare axială  $\beta$ , conduce la obținerea unui maxim de radiație (§.6.2). În celelalte situații antena nu mai este "adaptată" și deci nu va mai radia decât o mică parte, sau chiar deloc, din energia electromagnetică ghidată de FO, rezultând o atenuare foarte mică, sau chiar nulă.

c) Pentru obținerea efectului de radiație dat de factorul de interferență pot fi variați oricare din parametrii argumentului acestuia:  $R_0$ ,  $\beta$  și  $\cos\alpha$ .

d) Rezultatele simulării atenuării ca funcție de  $R_0$  pentru antena elicoidală cu două spire au scos în evidență foarte buna concordanță cu rezultatele experimentale obținute în literatura de specialitate, pentru același tip de antenă.

Proprietățile expuse ale antenei elicoidale cu FO monomod, prezentate în acest capitol, o fac deosebit de interesantă, mai ales în posibilitatea nemijlocită de implementare a unor traductoare cu FO.

## Cap.7. DESCRIEREA SISTEMULUI EXPERIMENTAL

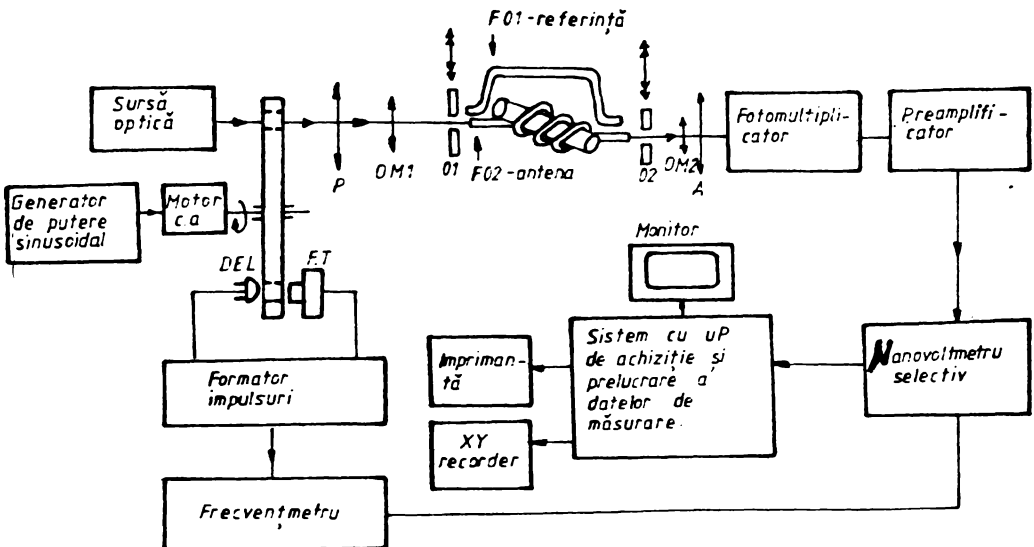
În acest capitol se va descrie sistemul experimental care a fost construit pentru analiza antenei elicoidale cu FC monomod. În esență acesta cuprinde trei subsisteme:

- subsistemul optic;
- subsistemul electronic analogic de măsură;
- subsistemul de achiziție și prelucrare a datelor măsurate.

Vom face mai întâi o prezentare globală a sistemului experimental de măsurare împreună cu posibilitățile și performanțele sale, după care vom detalia câteva aspecte constructive ale subansamblurilor optice și electronice de măsură și prelucrare.

### 7.1. Prezentarea sistemului experimental de măsură

Schema de ansamblu a sistemului experimental elaborat în scopul măsurării atenuării antenelor elicoidale cu FC monomod (FCM) este prezentată în fig.7.1.



Sistemul în configurația prezentată poate ridica o serie de caracteristici absolut necesare în vederea executării unor măsurători precise ale atenuării antenelor cu FOM. Măsurătorile executate cu acest sistem se concretizează în:

- caracteristici de transfer în funcție de frecvență a lanțului de măsurare care permit corecția rezultatelor obținute din măsurători efectuate la lungimi de undă diferite ale radiației incidente;
- caracteristici de polarizare a FO, care vor permite stabilirea axelor de polarizare a antenelor;
- caracteristici de atenuare în funcție de diverși parametri: raza antenei, lungimea de undă sau lungimea FO. Măsurarea atenuării se bazează pe o tehnică referențială de măsurare.

Revenind la schema de principiu din fig.7.1. putem remarca următoarele subansambluri:

1) Sistemul optic care este alcătuit din: sursa optică (laser cu HeNe sau monocromator în funcție de caracteristica ridicată), ansamblul polarimetric alcătuit din polarizatorul P și analizorul A, obiectivele de microscop OM1 și OM2 folosite pentru focalizarea și respectiv expandarea spotului, antena cu FO și FO de referință împreună cu comutatoarele de cale realizate cu obturatoarele mobile O1 și O2 și chopper-ul mecanic realizat cu un disc perforat rotit cu ajutorul unui motor de c.a.

2) Subsistemul electronic analogic de măsură compus din: fotomultiplicator, preamplificator și nanovoltmetru selectiv.

3) Subsistemul de achiziție și prelucrare a datelor de măsură realizat cu un calculator TK-8 la care s-a atașat un sistem de achiziție de date.

#### 7.1.1. Tehnica de măsurare referențială utilizată

Tehnica de măsurare utilizată este o tehnică referențială care este prezentată în /su.5/ și a cărei principiu este descris în fig.7.2.

Această tehnică de măsurare cu "seperarea spațială a canalelor de semnal de măsură și de referință" realizează o compensare a atenuărilor parazite introduse de lanțul de măsurare. În acest scop se folosesc atât în canalul de măsură cât și în cel de referință două FO identice. Deoarece ambele FO sînt cupuse măsurării în același lanț de

măsurare care introduce perturbații identice în ambele canale de semnal, este evident că în blocul electronic de prelucrare aceste perturbații de mod comun pot fi ușor eliminate printr-o procedură diferențială de tipul  $I_{m\acute{a}s} - I_{ref}$ .

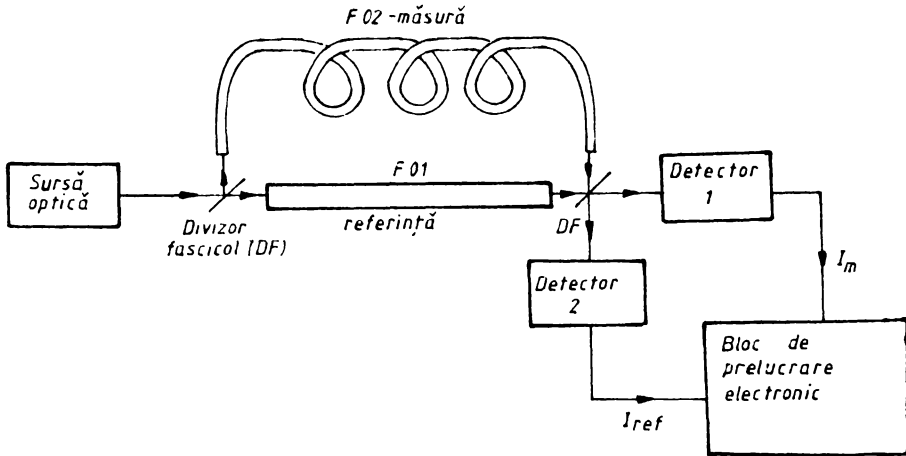


Fig.7.2.

În cazul concret al schemei experimentale din fig.7.1. deoarece nu dispune de un inel fotomultipliator, cele două HO din canalul de măsură și din canalul de referință sînt fixate la capete în aceeași montură mecanică, separarea celor două căi de semnal realizîndu-se cu două obturatoare mobile O1 și O2, care permit introducerea alternativă a acestora în lanțul de măsură. Diferența dintre cele două mărimi măsurate se realizează prin program în sîtutul cu microprocesor de prelucrare a datelor de măsurare.

### 7.1. . Sursa emul optic de măsură

Acest sub sistem este prezentat în fig.7.3 și cuprinde după cum e-a mai amîntit: o sursă de lumină (1), un polarizator (2), un analozor (3), două obiective de microscop (4), un chopper mecanic (5) și di di pozitive de poziționare (6).

Sursa de lumină este după caz fie o sursă laser cu HeNe de tip BBOGRA PHYSIC cu o putere de 5 mw, fie un monocromator de tip SPW 2 fabricat de firma VBL CARL ZEISS. Monocromatorul furnizează



o radiație aproape monocromatică, reglabilă, în domeniul  $0,4,3,9$   $\mu\text{m}$ . Banda radiației de la ieșirea monocromatorului poate fi în schimb reglată într-un domeniu larg, de la câțiva nm la câteva sute de nm.

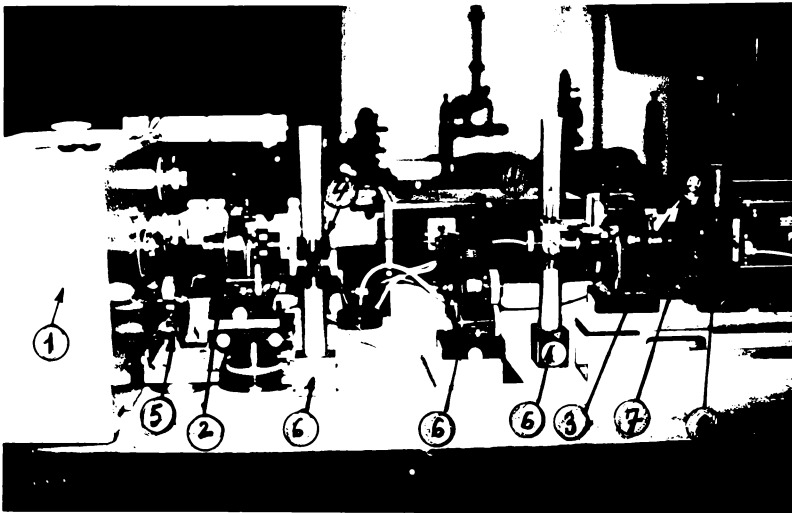


Fig.7.3.

Polarizatorul folosit este construit dintr-o prismă Glan-Thompson (sau placă polaroid), montată într-un dispozitiv de rotire cu  $360$  de grade, cu disc gradat, vernier și lupa care mărește de cinci ori pentru citirea cu precizie de un minut a unghiului azimutal al planului de transmisie. Acest dispozitiv are rolul de a modifica poziția planelor de polarizare a luminii la intrarea în fibra optică.

Analizorul, construit dintr-o prismă Glan-Thompson (sau placă polaroid) montată într-un dispozitiv de rotire, este similar cu polarizorul. Rolul acestuia este de a găsi poziția planelor de polarizare la ieșirea din fibră.

Obiectivele de microscop (4) sînt de tipul  $\times 20$  și au funcții diferite. Astfel OM1 are rolul de a focaliza fasciculul de lumină pe capetele FO din canalul de măsură și din cel de referință, iar OM2 are rolul opus de a expanda fasciculul de lumină obținut pe rînd de la ieșirea celor două FO.

Chopperul mecanic este un disc prevăzut cu fante care, prin rotație, obturează sau permite trecerea fluxului de radiație electromagnetică de la sursa de lumină spre fibra optică, realizînd în acest fel o modulație în impuls. Prin aceasta are loc o translație în frecvență

a semnalului optic măsurat, care este semnal de intrare în fotomultiplicator, lucru ce permite, după cum vom vedea în continuare, reducerea nivelului de zgomot de tip  $1/f$  a fotomultiplicatorului, care ar influența negativ măsurătorile. Discul este rotit cu ajutorul unui motorăș de c.a. acționat cu un generator sinusoidal de putere de tip UNTIAR, astfel încît să avem posibilitatea reglării frecvenței de rotire a acestuia.

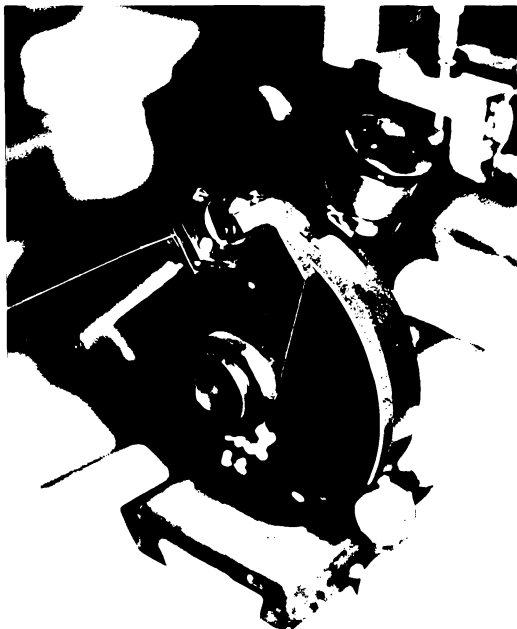


Fig.7.4.

Pentru observarea vizuală a fasciculului reflectat la  $90^\circ$  este dispus un ocular prevăzut cu reticul.

### 7.1.3. Subsistemul analogic de măsură

Subsistemul analogic de măsură este prezentat parțial în fig.7.3. și în fig.7.5. și cuprinde: un fotomultiplicator (8), un preamplificator (1) și un nanovoltmetru selectiv (2).

Fotomultiplicatorul este de tip RCA IP 28 și este montat într-o carcasă metalică astfel încît să poată recepționa nepertur-

tat fasciculul transmis direct de deflectorul optic (7) din fig.7.3. El are rolul de a converti semnalul optic de la intrarea sa într-un curent electric. Două caracteristici ale fotomultiplicatorului în-

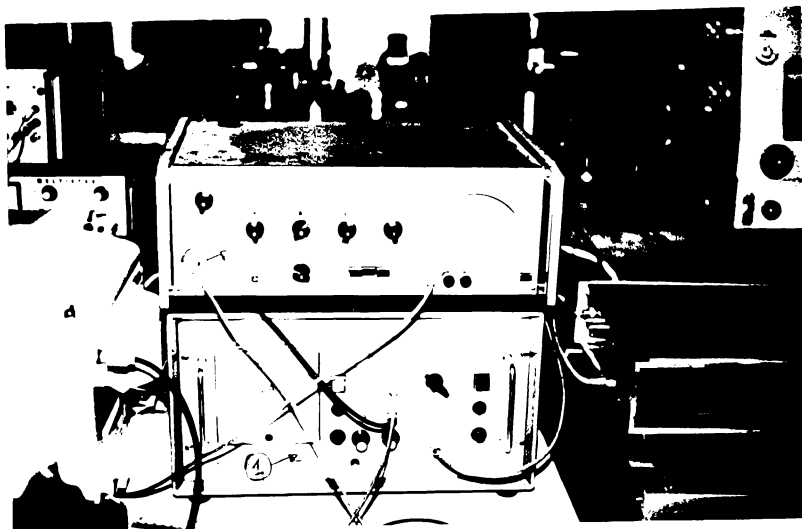


Fig.7.5.

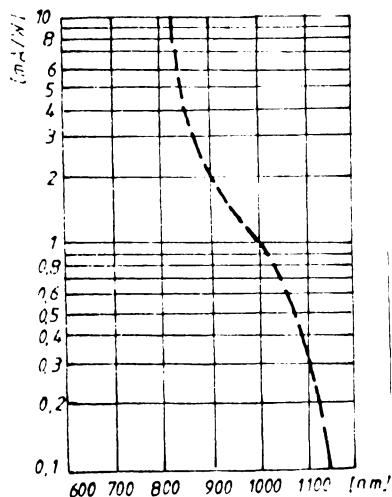


Fig.7.6.

teresează în mod deosebit în proiectarea sistemului de măsurare. Caracteristica spectrală este prima din acestea și definește de fapt banda spectrală în care se poate lucra în mod eficient cu fotomultiplicatorul. În fig.7.6. este prezentată caracteristica spectrală a fotomultiplicatorului RCA TP 28, care indică o bandă utilă de până la 1100 nm.

A doua caracteristică se referă la puterea zgomotului fotomultiplicatorului. Componenta cea mai însemnată a zgomotului o reprezintă zgomotul de întuneric care are o distribuție a puterii în frecvență ca în fig.7.7. Aceasta are după cum se vede o comportare de tip  $1/f$  și peste o anumită frecvență  $f_c$  scade în

mod semnificativ. In cazul nostru  $f$  este în jurul valorii de 700 Hz. Din acest motiv chopperul mecanic va efectua o eşantionare a semnalului luminos la o frecvenţă de 850 Hz ceea ce va însemna o deplasare în frecvenţă dincolo de frecvenţa critică  $f_c$ , diminuându-se în acest fel în mod substanţial zgomotul introdus de fotomultiplicator.

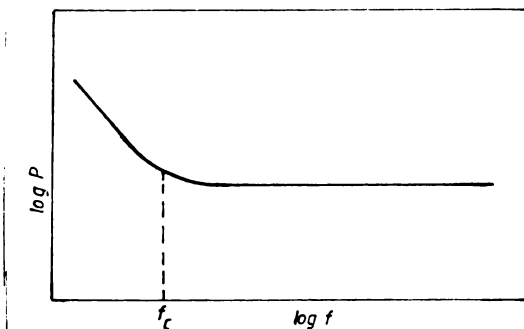


Fig.7.7.

Preamplificatorul utilizat este încorporat într-un aparat mai complex (1), care furnizează și alimentarea anodică a fotomultiplicatorului. Aceasta se realizează cu o tensiune înaltă reglabilă în 7 trepte (între 80 și 150 V), alese în acest fel încît să evite apropierea de limita maximă admisibilă a intensității fluxului luminos pe fotocatoda fotomultiplicatorului ( $10^{-5}$  A). Aparatul împreună cu fotomultiplicatorul sînt componente ale unui echipament polaximetric realizat de IFA.

Nanovoltmetrul selectiv este de tip UNTEAN-237 și este utilizat ca amplificator selectiv. Banda de măsură selectată are frecvența centrală și lăţimea programabile de pe panoul aparatului. Frecvența centrală se alege în așa fel încît să coincidă cu frecvența chopperului mecanic, care este indicată de un frecvențmetru numeric comandat de formatorul de impulsuri atașat discului perforat, (fig.7.1). Nanovoltmetrul selectiv realizează o amplificare a semnalului de intrare de 120 dB și acceptă un semnal de intrare de maximum 15 khz. Impedanța de intrare este  $Z_1 = 1 \text{ M}\Omega$ , asigurînd o bună adaptare la ieșirea preamplificatorului, iar impedanța de ieșire este  $Z_2 = 600 \Omega$ .

Semnalul de la ieșirea nanovoltmetrului selectiv este cuprins între 100  $\mu\text{V}$  și 300 mV și se aplică la intrarea sistemului de achiziție și prelucrare a datelor de măsurare.

## 7.2. Subsistemul de achiziție și prelucrare a datelor de măsurare

Sistemul de achiziție și prelucrare a datelor este prezentat în fig.7.8. și este alcătuit din: (1)-un microcalculator de tip IBM- bazat pe microprocesorul 2-80 și (2)-o extensie a acestuia care cuprinde un sistem de achiziție de date (AD), realizat cu un CAA și un sistem de distribuție analogic (DA), bazat pe un CNA.

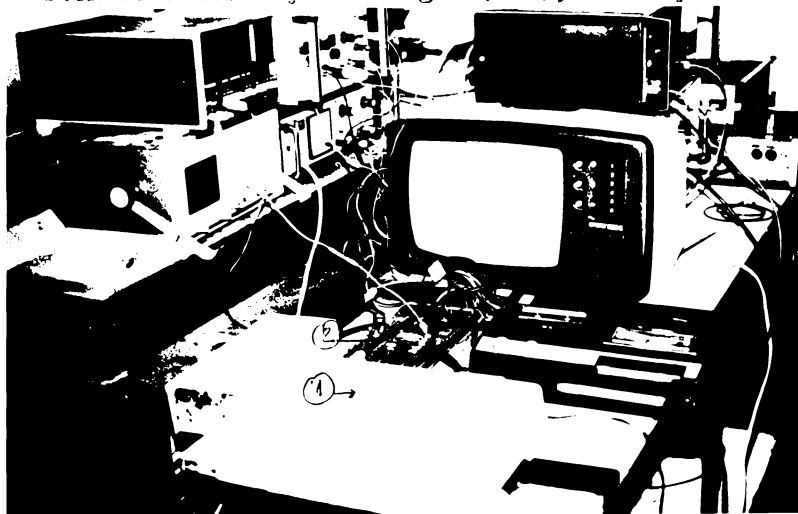


Fig.7.8.

Sistemul mai cuprinde un monitor și o imprimantă care servesc la vizualizarea și imprimarea rezultatelor experimentale.

În continuare ne vom concentra atenția asupra extensiei microcalculatorului IBM-1 care a fost special construită pentru achiziția și prelucrarea datelor de măsurare. Schema bloc a acesteia este prezentată în fig.7.9. Schema electronică detaliată a acestei plăci este prezentată în anexa 1, iar în fig.7.10. este arătată o imagine de ansamblu a acesteia.

Conectarea celor două blocuri importante ale schemei, CAA și CNA, la microcalculator se face printr-o interfață paralel comună realizată cu un circuit PIC. Comanda de către microcalculator a blocurilor se efectuează prin program și în mod independent.

### 7.2.1. Sistemul de achiziție de date (CAA)

A fost optat pentru un CAA multicanal cu multiplexare analogică a căilor de intrare.

Schema bloc generală a unui canal de CAA este prezentată în

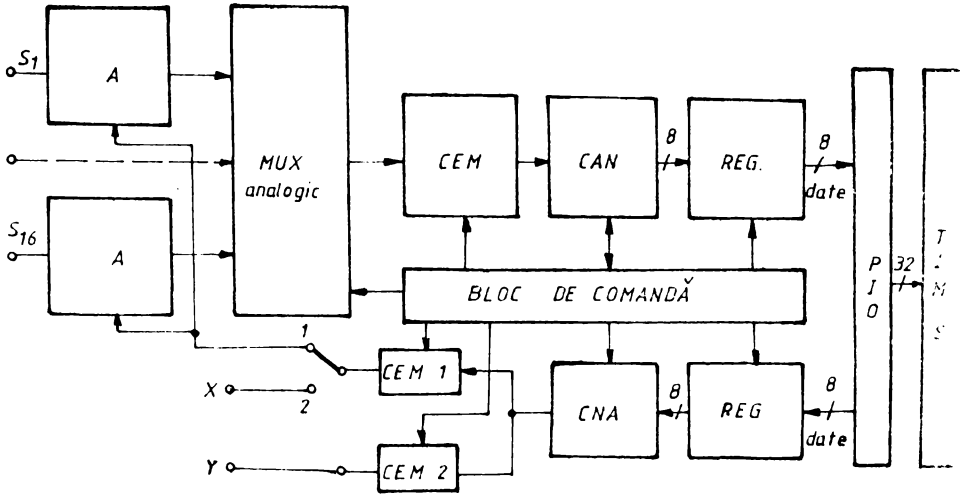


Fig.7.9.

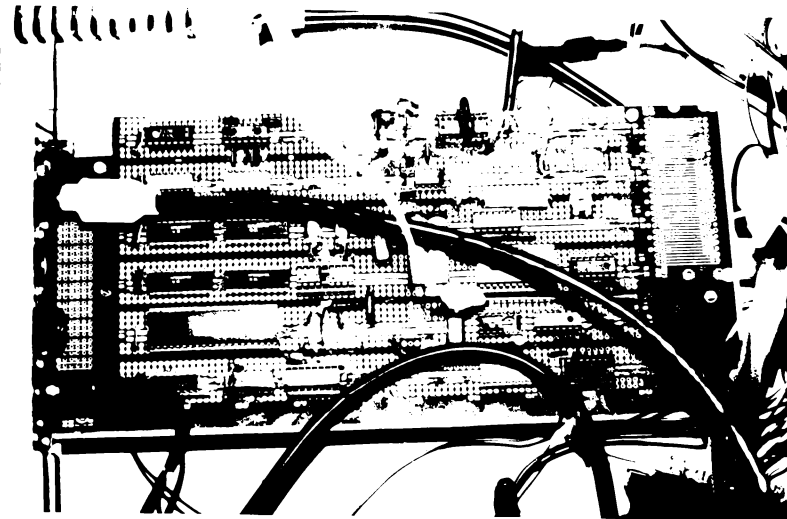


Fig.7.10.

INSTITUTUL NAȚIONAL  
DE REZERVĂ

fig.7.9, iar cea în detaliu în anexa 1. Avem: A-reprezintă blocurile de amplificare; MUX analogic este circuitul de multiplexare analogică; CEM - circuit de eșantionare și memorare; CAN - convertor analog-numeric; REG. - registre tampon.

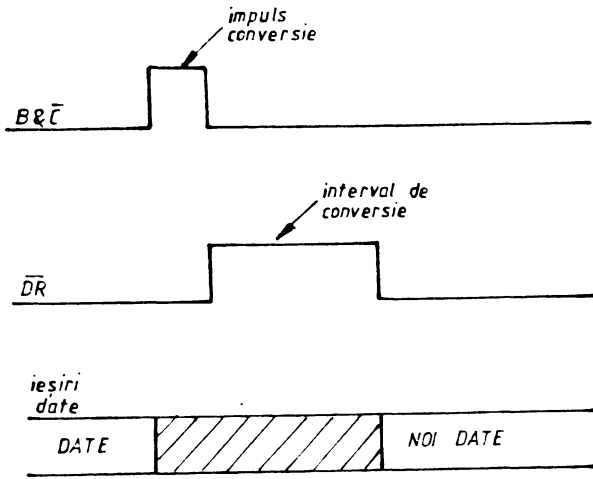
Blocurile de amplificare (A) au rolul de a aduce semnalul de intrare în domeniul de lucru al CAN și de a asigura un nul automat de măsură. Ca amplificatoare de intrare s-au folosit AO de tip M 308, în montaj diferențial cu amplificare reglabilă în mod continuu în domeniul 5/1 și 15/1. Realizarea unui nul automat de măsură se face introducând pe cealaltă intrare diferențială a unei reacții de la CNA, care este egală cu zgomotul măsurat pe linie în lipsa semnalului de măsură.

Multiplexorul analogic este un circuit MUX 4067 realizat în tehnologie CMOS și multiplexarea pînă la 16 semnale analogice de intrare.

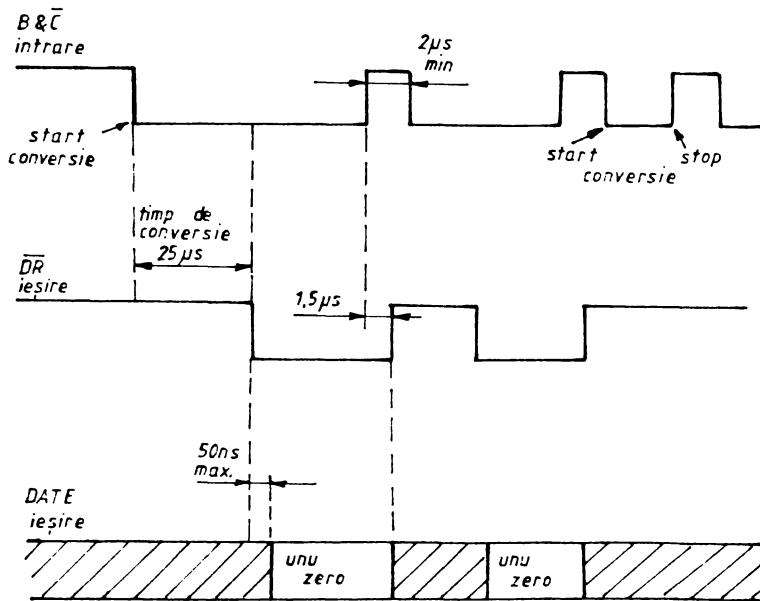
Circuitul de eșantionare și memorare (CEM) are rolul de a menține constantă tensiunea analogică de la intrarea CAN pe durata conversiei. Este utilizat un CEM integrat de tipul KFL00CK realizat în tehnologia hibridă JFET și bipolară. Circuitul de comandă asigură succesiunea de eșantionare și memorare în strînsă legătură cu temporizarea necesară funcționării CAN, care este prezentată în diagrama din fig.7.11.b.

Convertorul analog numeric transformă eșantioanele analogice în numere codate într-un cod binar deplasat de 10 bit. Este un CAN integrat de tip K1113KV1A cu aproximări succesive și cu referință internă, care are un timp de conversie minim de 25 us și o mărime a cuantei de 10 mV. Modul de lucru utilizat este modul cu impuls de conversie prezentat în diagrama din fig.7.11.a.

Cînd  $\overline{B\&C}$  trece pe "1" logic, ieșirile se șterg și CAN este pregătit pentru o nouă conversie; durata impulsului de ștergere a ieșirilor este de minimum 2 us; la căderea lui  $\overline{B\&C}$  pe "0" logic, conversia începe și semnalul de stare  $\overline{DR}$  este pus pe "1" logic; sfîrșitul conversiei este indicat prin trecerea de către CAN a liniei  $\overline{DR}$  pe "0" logic, datele fiind disponibile la ieșire. În fig.7.11.b. sînt prezentate diagramele de temporizare pentru funcționarea în modul cu impuls de conversie a CAN. CAN este programat în modul de achiziție bipolar, iar plaja maximă admisă a semnalelor de la intrarea sa este de -5 V / +5 V.



a.



b.

Figura 7.11



### 7.2.2. Sistemul de distribuție analogică (SLA)

Sistemul de distribuție analogică a cărui schemă de principiu este dată în fig.7.9, iar schema de detaliu în anexa a fost implementat pentru a realiza următoarele funcții:

- asigură AL tensiunea necesară realizării autonomului pentru măsurările de precizie ale atenuării.

- pe poziția 2 a comutatorului de la ieșirea CEM 1 asigură comanda unui X-Y RECORDER care poate fi utilizat pentru înregistrarea rezultatelor măsurate.

SLA cuprinde în esență un CNA, două CEM, un set de registre tampon KRC și blocul de comandă care asigură temporizarea necesară funcționării.

CNA utilizat de tipul K5721A1A este un convertitor cu multiplicare de 10 bit, conținând 10 comutatoare CMC și o rețea R-2R inversată cu comutație de curent. Acest tip de CNA necesită o sursă de referință externă, care este realizată cu un stabilizator de tensiune A 723 și are schema prezentată în anexa . La ieșirea CNA se folosește un amplificator de tipul A 741 care determină ca semnalul analogic de ieșire să aibă o bandă limitată la 180 KHz, iar timpul de stabilizare pentru o eroare măsurată de 0.05% din 10 V, să fie de 20  $\mu$ s. Pentru asigurarea unui cod stabil la intrarea CNA se folosesc două registre tampon care preiau în două etape informația de la FIO.

Tensiunea pentru realizarea autonomului se obține la ieșirea CEM 1. Comanda acestuia sau a CEM 2 se face prin intermediul blocului de comandă controlat la rândul lui de FIO. Astfel în cazul comenzii axelor X și Y ale recorderului se comandă alternativ CEM 1 și CEM 2 cu o frecvență maximă limitată de timpul de inerție a mecanismului acestuia.

### 7.3. Programarea sistemului de măsurare, prelucrare și afișare a rezultatelor experimentale

Pentru funcționarea în regim automat a sistemului experimental au fost elaborate o serie de programe care realizează în principal trei funcții: achiziția, prelucrarea și afișarea rezultatelor experimentale.

Programele de achiziție sînt scrise în cod mașină pentru ca timpul de achiziție să se încadreze în limita timpului de conversie minim al CAU, (25  $\mu$ s).

Programele de prelucrare și de afișare sînt scrise în marea majoritate în BASIC avînd încă și subrutine în cod mașină.

Descriem în continuare aceste două categorii de programe specificînd funcțiile pe care le îndeplinesc. Organigramele și programele sînt prezentate în anexa .

### 7.3.1. Programul principal

Programul principal este scris în BASIC și realizează dialogul sistem-operator. Organigrama acestuia este prezentată în fig.7.12.

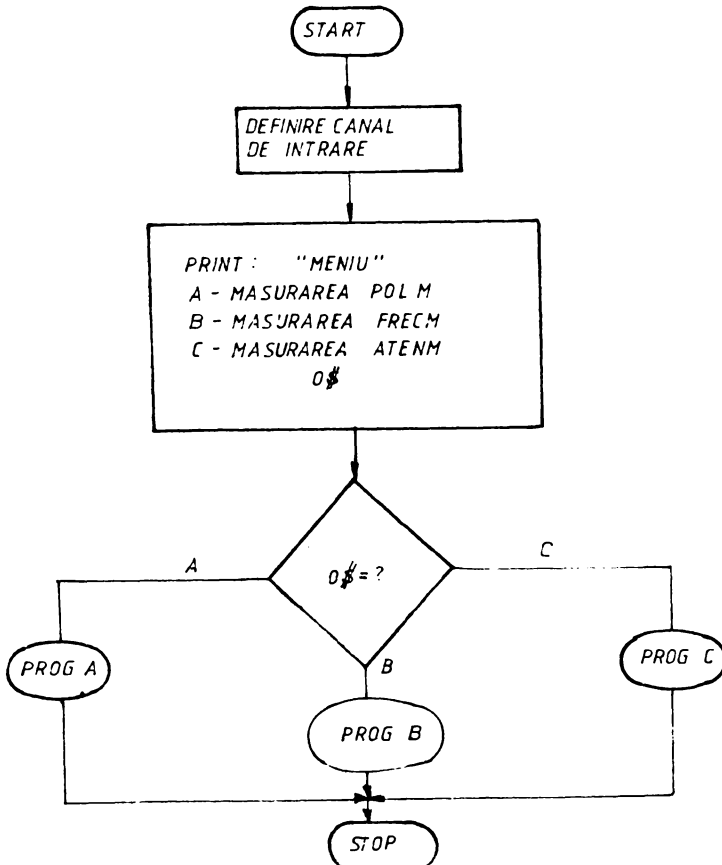


Fig.7.12.

Programul afișează un meniu pe monitor din care operatorul poate selecta unul din modurile de măsurare ale sistemului:

1) POLM - programul care permite stabilirea axelor de polarizare ale FO monomod.

2) FREQVM - programul ce permite măsurarea caracteristicii de transfer în funcție de frecvența FO.

3) AFBM - programul ce permite măsurarea atenuării FO.

Pentru efectuarea unei măsurători indiferent de varianta aleasă, sistemul achiziționează mai multe eșantioane de măsură a căror număr poate fi indicat de operator. Valoarea finală atribuită măsurătorii va fi valoarea medie a eșantioanelor achiziționate. Înainte de începerea măsurătorilor se măsoară zgomotul la negru a lanțului de măsurare, adică zgomotul în lipsa semnalului de lumină util, valoarea efectivă măsurată a acestuia programându-se în CNA care asigură funcția de auto-zero. Această mărime ajustează valoarea fiecărui eșantion de semnal măsurat fie că provine din canalul de măsură, fie că intervine din canalul de referință.

POLM este un program ce permite ridicarea caracteristicii de polarizare a luminii de la ieșirea unei FO monomod, pe baza căreia se pot stabili axele de polarizare ale acesteia. Caracteristica de polarizare se ridică măsurând o mărime numită vizibilitate ca funcție de unghiul planului de polarizare a luminii de la intrarea FO, care are expresia /kh.1/:

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (7.1)$$

unde  $I_{\max}$  și  $I_{\min}$  reprezintă valorile maxime și minime ale intensității semnalului luminos măsurată la capătul FO atunci când analizoorul execută o rotație completă de  $360^\circ$  iar polarizorul are o poziție fixată. Dacă se măsoară vizibilitatea pentru mai multe poziții ale polarizorului astfel încât să acoperim destul de fin o rotație cu  $360^\circ$  a acestuia vom obține în final caracteristica de polarizare a FO monomod. Axele de polarizare a acesteia coincid cu unghiurile pentru care se obține max (V) și respectiv min (V) și care sînt rotite cu  $90^\circ$  într-un sens sau altul. Organigrama acestui program este prezentată în anexa 2.a).

FREQVM permite ridicarea caracteristicii de transfer în funcție de lungimea de undă (frecvența) a FO monomod sau a antenelor cu FO monomod. În acest caz se comandă măsurarea alternativă a sistemului pe canalul de semnal, de unde se vor preleva valorile  $I_g(\lambda)$ ,

sau pe canalul de referință măsurându-se  $I_x(\lambda)$ . Raportul celor două mărimi de diferite lungimi de undă,

$$A(\lambda) = \frac{I_s(\lambda)}{I_x(\lambda)} \quad (7.2)$$

va reprezenta caracteristica de transfer căutată. Pentru axa lungimilor de undă se poate folosi la alegere o scară liniară sau una logaritmică. Organigrama acestui program este prezentată în anexa 2.b).

AFEM este programul cu ajutorul căruia s-a măsurat atenuarea antenelor cu FO și este de fapt derivat din programul anterior. Deosebita constă în faptul că de această dată variabila este fie raza elicei, fie constanta de structură  $V$  a FO monomod calculată în funcție de  $\lambda$ , valorile acestor mărimi introducându-se manual de către operator. Programul execută o măsurare individuală a atenuării pentru fiecare valoare a variabilei introduse, memorînd rezultatul. Ordinograma o găsim în anexa 2.c).

Rezultatele celor trei programe pot fi în mod opțional listate la imprimantă, afișate pe monitor sub formă grafică sau de enate pe plotter.

### 7.3.2. Programe în timp real

Programele în timp real sînt realizate în cod mașină și au rolul fie de a comanda sistemul de achiziție sau de distribuție (GETF, MEDF, DJBF), fie de a executa anumite operații în scopul scurtării timpului de prelucrare (MIN-MAX).

a) GETF, rutina de achiziție, este proprie tuturor celor trei ramuri ale programului principal și realizează calculul valorii unei măsurări prin citirea unui număr de eșantioane (număr ce poate fi dat de operator) efectuînd apoi medierea acestora și depunerea rezultatului în memorie. În cadrul acestei rutine trebuie avut în vedere necesitatea programării porturilor circuitului PIC ce realizează interfața cu calculatorul. Modul de programare trebuie să țină seama de faptul că achiziția se face de la un CAN ce face o conversie pe zece biți, iar busul de date al calculatorului este de opt biți. Conform și schemei hard portul A va fi programat în modul intrare octet iar portul B în modul intrare legie pe bit, de unde se va completa necesarul de încă doi biți.

Această rutină se bazează pe lucrul în întreruperi a micro-procesorului Z-80, preluarea eșantionului făcându-se numai în cazul unei cereri de întrerupere dată de I/O în momentul în care datele sînt stabilite la ieșirea CAM. Organigrama este dată în anexa 2.d).

b) Rutina de calcul MIN-MAX este proprie numai programului FOLM, în cadrul acesteia determinîndu-se valorile de maxim și minim ale intensității și valoarea vizibilității.

Metoda de determinare a maximumului și minimumului se bazează pe scăderi succesive, la m valori fiind necesare m-1 scăderi. Într-o locație de memorie va fi stocat numărul de scăderi iar în altă locație se va depune numărul de ordine al numerelor ce reprezintă maximumul respectiv minimumul, numere ce vor fi folosite la determinarea unghiurilor respective. Această rutină se va executa de un număr de ori dat de numărul de pași ce trebuie efectuați pentru o rotație completă a polarizorului. Organigrama este prezentată în anexa 2.e).

c) Rutina de mediere MEDP este utilizată atît în cadrul rutinei de achiziție cît și în cadrul rutinei MIN-MAX. Pentru împărțire, s-au considerat numerele ca fiind fără semn. Împărțirea se efectuează prin scădere și cu regenerarea restului parțial inițial. Modul de realizare practică a acestei corecții, în cazul comparării prin scădere, conduce la două variante de corectare, care sînt prezentate împreună cu organigrama în anexa 2.f)

d) Rutina de distribuție DISTP1 este folosită de toate programele principale, pentru vizualizarea la plotter a caracteristicilor măsurate. În această rutină, rezultatele sînt transmise alternativ cu valorile necesare deplasării carului plotterului pe axa  $\lambda$ . Deoarece pasul este fix, pentru deplasarea pe axa  $\lambda$  s-a utilizat metoda de incrementare a unui registru pentru determinarea valorilor cuantelor de tensiune. Organigrama este în anexa 2.g).

e) Rutina de distribuție DIST2 este o variantă a lui DISTP1 și este utilizată de programele principale pentru realizarea automatului. În acest caz este comandat de către CNA și blocul de comandă numai ieșirea 2 a CEM1. Organigrama este prezentată în anexa 2.h).

Programul desfășurat este prezentat în anexa 2.

## Cap.8. REZULTATE EXPERIMENTALE

În acest capitol se vor prezenta rezultatele experimentale obținute în cazul măsurării atenuării antenelor elicoidale cu FO monomod. Sistemul experimental utilizat a fost descris pe larg în capitolul anterior.

Pentru realizarea antenelor am folosit o FO monomod de producție sovietică care are următoarele caracteristici oferite de către producător:

- lungimea de undă critică peste care FO permite propagarea unui singur mod:  $\lambda = 0,96 \mu\text{m}$ ;
- atenuarea medie:  $\alpha = 2,1 \text{ dB/km}$ ;
- diametrul miezului:  $2\varrho = 6,8 \mu\text{m}$ ;
- diferența absolută a indicilor de refracție:  $\Delta n = 0,004$ .

Cu ajutorul microscopului electronic am măsurat diametrul exterior al FO, care este absolut necesar în calcularea birefringentei de curbură induse, obținând următorul rezultat:

- diametrul învelișului:  $2a = 125 \mu\text{m}$ .

Datele oferite de producător sînt încă insuficiente pentru proiectarea corectă a unei antene cu FO. Astfel, sînt necesare cunoștințe asupra birefringentei intrinseci  $\beta_1$ , precum și asupra proprietăților de păstrare a polarizării a FO monomod. În plus trebuie cunoscute axele de polarizare rapidă și lentă a antenei construite dintr-o FO monomod. De aceea în paragrafele următoare sînt prezentate măsurările efectuate pentru determinarea tuturor caracteristicilor suplimentare necesare proiectării și determinării atenuării antenelor elicoidale.

### 8.1. Caracteristici de transmisie ale sistemului de măsură

În scopul efectuării unor măsurări cât mai precise cu ajutorul sistemului experimental prezentat în capitolul precedent, este absolut necesară cunoașterea caracteristicilor de transmisie în funcție de frecvență, a lanțului de măsură utilizat, deoarece acesta nu conține radiometre calibrate în domeniul optic. Caracteristicile de transmisie sînt folosite pentru ajustarea rezultatelor experimentale obținute.

Am măsurat caracteristicile de transfer pentru mai multe configurații ale sistemului din fig.7.1, folosind programul FRECVN

prezentat în paragraful 7.3.1. Rezultatele sînt prezentate în figura 8.1.

Cele trei curbe au fost ridicate pe baza relației (7.2), valorile fiind exprimate în  $\text{dB} \cdot I_{\text{ref}}(\lambda)$  din canalul de referință a fost luată constantă și egală cu valoarea maximă a intensității detectate la  $\lambda = 400 \text{ nm}$ , pentru toate măsurătorile efectuate.

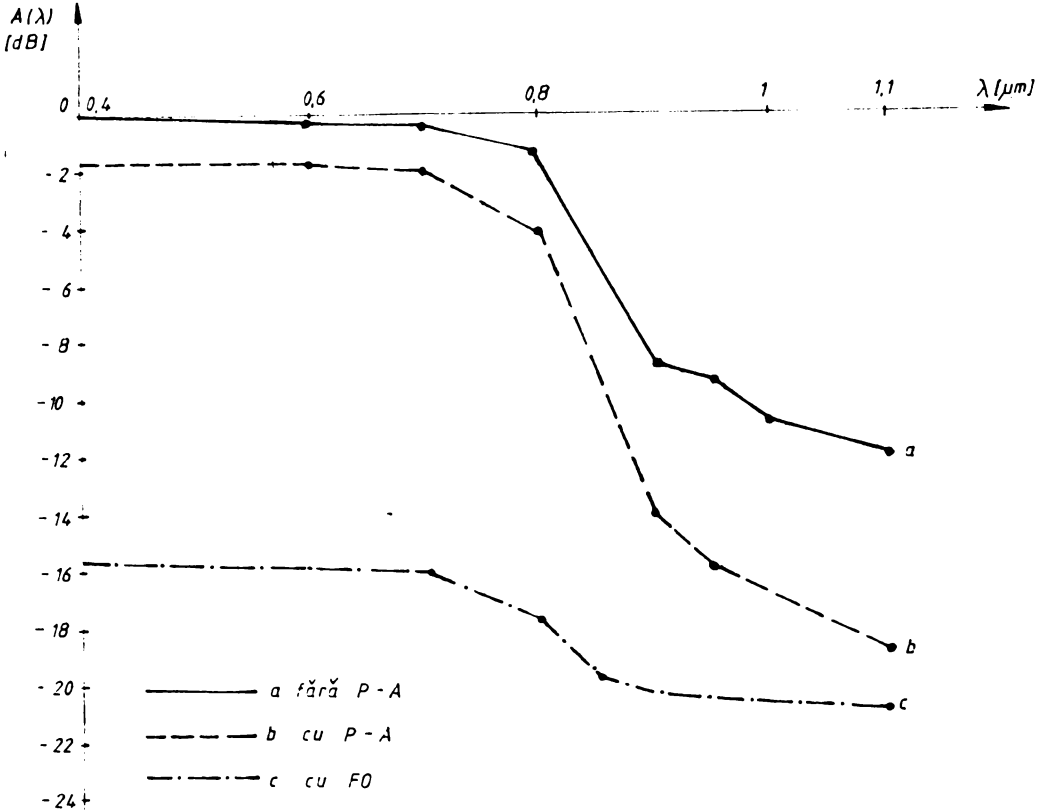


Fig. 8.1.

Drept sursă de lumină a fost folosit monocromatorul, iar fiecare din curbele obținute, reprezintă media peste zece măsurători executate la puteri de ieșire diferite ale acestuia.

Caracteristica de transfer reprezentată de curba a) a fost obținută pentru o configurație a sistemului experimental care nu cuprinde polarizatorul (P) și analizorul (A). Canalul de semnal îl constituie legătură directă prin aer, dintre monocromator și fotomultiplicator.

Caracteristica dată de curba b) este realizată punînd în sistem atât polarizatorul cît și analizorul aranjați în așa fel încît factorul

lor de transmisie să fie maxim. Se observă că (A) și (P) introduc o atenuare de cca. 2 dB în vizibil care crește pînă la 6 dB în infraroșu.

Caracteristica de transfer reprezentată de curba c) a fost ridicată cînd în canalul de semnal a fost intercalată o FO monomod cu lungimea de 4,2 m și nu au fost folosiți (P) și (A). Lungimea mică a FO face ca atenuarea proprie introdusă de aceasta, (2,1 dB/km), să fie neglijabilă. Atenuarea mare obținută în acest caz, de cca. 14 dB în vizibil și 18 dB în infraroșu este determinată de următorii factori:

- pierderile de putere la cuplajele de intrare și ieșire din FO. Pierderile cele mai mari fiind la cuplajul de intrare, unde diametrul fasciculului de lumină focalizat este mult mai mare decît diametrul miezului FO, puterea optică cuplată fiind proporțională cu aceasta, /Mu.1, Cap.5/;

- FO este monomod doar în domeniul infraroșu, peste 960 nm și deci pierderile de tranziție de la începutul acesteia scad substan-

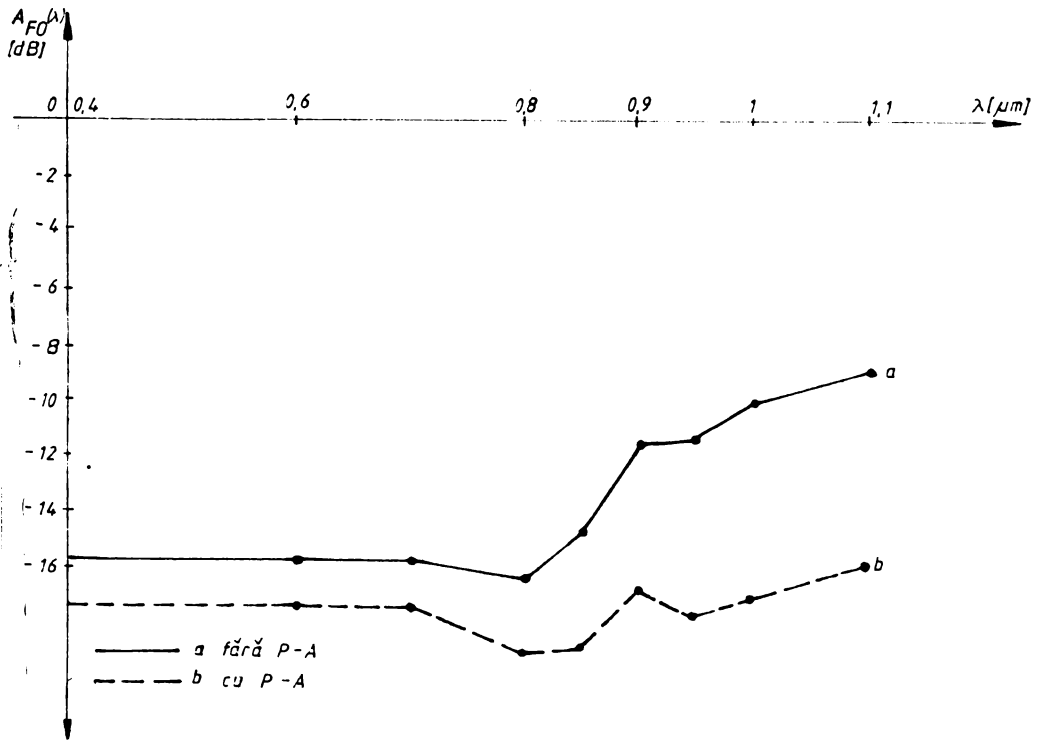


Fig.8.1.



țial, /Mu.1, Cap.2/, fapt ce rezultă în mod evident prin scăderea atenuării cu cea. 5 dB.

Prin prelucrarea rezultatelor din fig.8.1, în fig.8.2 s-au reprezentat caracteristicile de transfer proprii FO, cu (P)-(A) curba a) și fără (P)-(A) curba b).

### 8.2. Caracteristici ale FO monomod utilizate

Așa cum s-a amintit în introducerea acestui capitol, pentru o proiectare corectă a antenei elicoidale cu FO monomod, este necesară cunoașterea birefringentei intrinseci și a gradului de păstrare a polarizării FO monomod utilizate. În continuare prezentăm două tehnici folosite pentru măsurarea acestor parametri, precum și rezultatele experimentale obținute.

#### 8.2.1. Dispersia polarizării și birefringenta intrinsecă

În /Kh.1 și 2/ este prezentată o tehnică simplă folosită pentru determinarea dispersiei polarizării și birefringentei intrinseci  $\beta_1$  a FO monomod. Ea se folosește de un sistem experimental identic cu cel din fig.7.1 în care sursa optică este un monocromator. Tehnica se bazează pe proprietățile de coerență temporală a luminii parțial coerente pe care o obținem la ieșirea monocromatorului. Lungimea de bandă  $2\Delta\omega$  a luminii în FO este determinată de lățimea fantei de la ieșirea monocromatorului care permite reglarea ei în domeniul 1 nm - 200 nm, în mod continuu, pentru o radiație centrală de  $\lambda_0 = 1 \mu\text{m}$ . Lumina furnizată de monocromator este alcătuită dintr-o secvență periodică de trenuri de impulsuri a căror durată medie este dată de timpul de coerență, /Bn.1/:

$$T_c = \frac{\pi}{\Delta\omega} \quad (8.1)$$

unde:

$$\omega = \frac{k}{\sigma} = 2\pi f, \text{ cu } k = \frac{2\pi}{\lambda}$$

Dacă azimutul polarizatorului este pus la  $45^\circ$  față de axele principale de polarizare ale FO monomod, atunci puterea trenului de unde se va împărți în mod egal între modurile  $HE_{11x}$  și  $HE_{11y}$ . La capătul fibrei de lungime L suprapunerea temporală a trenurilor de impulsuri este redusă de dispersia modală  $t_m$  și poate fi observată printr-o reducere a gradului de polarizare. Sau altfel spus trenurile de impulsuri din cele două moduri ortogonale interferă în

mod constructiv, păstrînd deci polarizarea atîta timp cît întîrzierea  $t_m \cdot L$ , dintre acestea, nu depășește durata lor inițială de coerență, adică:

$$t_m \cdot L < T_c \quad (8.2)$$

Dacă însă relația (8.2) nu mai este respectată, atunci interferențele nu vor mai fi vizibile și deci lumina va fi complet depolarizată la ieșirea FO. Mărimea ce caracterizează gradul de polarizare al FO se numește vizibilitate și a fost definită în relația (7.1):

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (8.3)$$

Valorile minime și maxime ale intensităților detectate se obțin baleînd toate stările de polarizare de la ieșirea FO, prin executarea unei rotații complete de  $360^\circ$  analizorului.

Pentru un spectru plat de intrare  $2\Delta\omega$ , între vizibilitate și timpul de dispersie modală  $t_m$  există legea /Rh.1/:

$$V = \frac{|\sin t_m \Delta\omega L|}{t_m \Delta\omega L} \quad (8.4)$$

care este reprezentată cu linie continuă în fig.8.3.

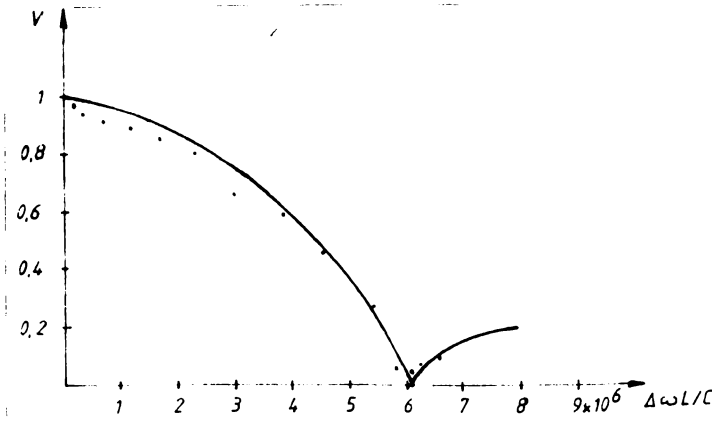


Fig.8.3.

Poziția primului minim al vizibilității definește și timpul de dispersie modală a FO monomod cu ajutorul relației:

$$t_m = \left( \frac{\pi}{\Delta\omega L} \right)_{\min} \quad (8.5)$$

Dacă ținem seama de definiția dispersiei nodale /an.1/:

$$t_m = \frac{1}{c} \frac{d\beta_1}{dk_0} = \frac{1}{c} \left[ \frac{\beta_1}{k_0} + k_0 \frac{d(\beta_1/k_0)}{dk_0} \right] \quad (8.6)$$

și neglijăm al doilea termen, ceea ce este posibil pentru o bandă spectrală  $2\Delta\omega$  relativ îngustă, obținem valoarea birefringentei intrinseci a FO monomod:

$$\beta_1 = \omega_0 t_m = ck_0 t_m \cdot k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0} \quad (8.7)$$

În fig.8.3 am reprezentat prin puncte rezultatele măsurătorilor efectuate cu ajutorul intervalului de măsură care a funcționat sub programul FOM, prezentat în capitoul precedent. Am folosit o FO monomod cu lungimea  $L=4,2$  m, pe care am măsurat-o avînd mai înții grijă să fie perfect dreaptă și să nu aibă răsuciri, iar apoi stabilind axele de polarizare după o tehnică care va fi descrisă ulterior. Pentru a obține valorile din diagrama prezentată în figura 8.3, am variat banda spectrală  $2\Delta\omega$  de la ieșirea monocromatorului între 1 și 200 nm, ultimele valoare corespunzînd minimului vizibilității și păstrînd lungimea de undă centrală la  $\lambda_0=1$  um.

Din rezultatele experimentale îlu trate și cu ajutorul relației (8.5), am calculat timpul de dispersie nodală:

$$t_m = 4,933 \text{ ps/km} \quad (8.8)$$

Birefringenta intrinsecă rezultă imediat din (8.7):

$$\beta_1 = 9,3 \text{ rad/m} \quad (8.9)$$

Rezultatul anterior ne arată că FO monomod de care am dispus are o birefringentă intrinsecă prea mică pentru a păstra planul de polarizare constant pe distanțe lungi și totuși suficient de mare pentru a nu putea fi neglijată în proiectarea antenei, după cum vom vedea în paragrafele următoare.

### 8.2.2. Măsurarea gradului de păstrare a polarizării

În /Rh.3/ a fost dezvoltată o tehnică pentru măsurarea gradului de păstrare a polarizării și pentru stabilirea axelor de polarizare a FO monomod. În FO monomod reale stesurile mecanice neregulate introduce birefringente perturbatoare, care pot provoca modificări imprevizibile a planului de polarizare (PP) al luminii de-a lungul

acestora. Interesează în mod deosebit rata medie în care perturbațiile cuplează puterea dintr-un FP dorit în starea ortogonală, care caracterizează de fapt calitatea sau gradul de păstrare al polarizării. Dacă injectăm în un capăt al FO monomod puterea  $P$  a unei surse de bandă îngustă, liniar polarizată, numai în modul  $H_{E11x}$ , rata medie de transfer a puterii  $h$ , între aceasta și modul normal polarizat  $H_{E11x}$  este dată relația:

$$\bar{h} = \frac{\{P_y\}}{P} = \frac{1}{2} [1 - \exp(-2hL)] \quad (8.1c)$$

unde  $L$  este lungimea FO pe care se face măsurarea, iar  $\{ \cdot \}$  desemnează media spectrală peste banda  $2 \Delta\omega$  de la ieșirea monocromatorului. În plus avem  $P = P_x + P_y$ . Inversul gradului de păstrare a polarizării  $1/h$  reprezintă distanța caracteristică peste care are loc transferul de polarizare.

Tehnica de determinare a lui  $h$  este simplă, ea presupunând doar determinarea experimentală a raportului  $\bar{h}$ , dacă lumina liniar polarizată de bandă îngustă a fost injectată pe axa  $x$  de polarizare a FO.

Localizarea axelor de polarizare ale FO monomod este descrisă în aceeași lucrare și presupune existența unui montaj ca în fig.7.1. Lumina care se injectează în FO trebuie să fie de bandă îngustă și liniar polarizată. De aceea drept sursă de lumină se utilizează tot monocromatorul. Tehnica de determinare a axelor FO monomod constă în ajustarea atât a polarizatorului cât și a analizorului pînă cînd la ieșirea acestuia se detectează intensitatea minimă,  $\min(I)$ . Cînd această condiție este atinsă, intrarea este polarizată paralel cu una din axele FO, iar puterea detectată este cea din modul normal polarizat. Rotind analizorul cu  $90^\circ$  îl aliniem cu modul excitat.

Odată stabilite axele de polarizare ale FO se poate trece la determinarea gradului de păstrare a polarizării. Măsurătoarea fiind de tip statistic facem câteva considerații asupra alegerii lungimii de bandă și a numărului de undă central  $\bar{\nu}_0 = 1/\lambda_0$ . FO aflată între polarizor și analizor se comportă ca un filtru birefringent generalizat /Rh.2/. Rezoluția sa spectrală este invers proporțională cu timpul de dispersie  $t_m$  al fibrei, care va da întârzierea maximă dintre trenurile de impulsuri, care parcurg FO de lungime  $L$  în cele

două moduri normal polarizate. Adică:

$$\delta Z = Lt_m = \frac{L}{c} \frac{\beta_1}{k_0} \quad (8.11)$$

de unde:

$$\delta \vartheta = \frac{1}{c \delta Z} = L^{-1} (\beta_1 / k_0)^{-1} = (Lct_m)^{-1} \quad (8.12)$$

Deoarece perturbațiile FO sînt aleatoare, măsurarea pe o singură FO la două numere de undă separate prin  $\delta \vartheta$ , va conduce la două rapoarte  $P_y/P_x$  ale puterilor terminale din cele două moduri ortogonale. Dacă vom folosi întreaga bandă a luminii  $\Delta \vartheta$  de la intrarea FO, vom obține la ieșirea ei, în mod direct o medie statistică a raportului puterilor modurilor, realizată pe  $N$  eșantioane, unde:

$$N = \frac{\Delta \vartheta}{\delta \vartheta}, \text{ cu } \vartheta = \frac{1}{\lambda} \quad (8.13)$$

Evident că pentru a obține o medie cît mai bună este necesar să avem un  $N$  cît mai mare. Noi am avut doar o FO cu lungimea  $L=4,2\text{ m}$

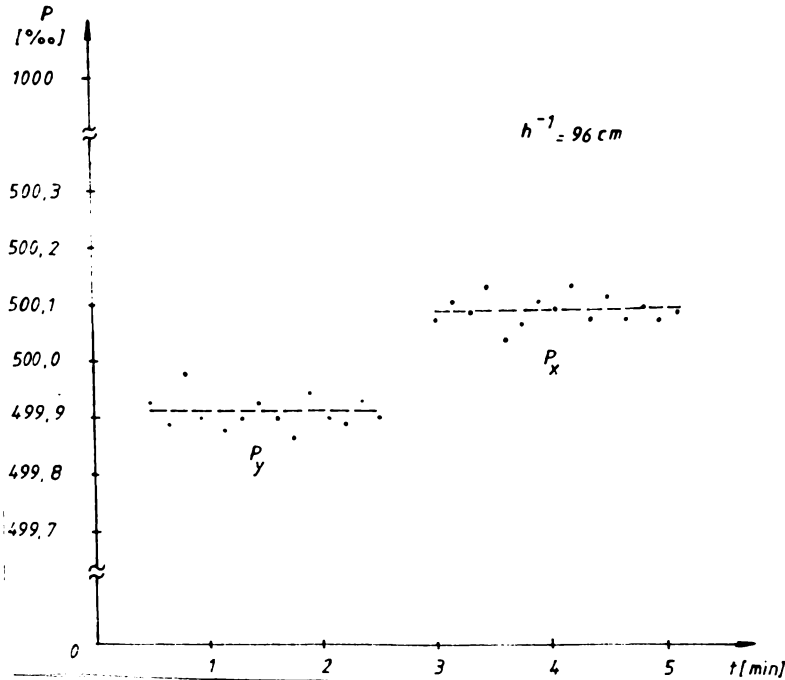


Fig.8.4.

și  $t_m = 4,933$  ps/km. Am stabilit frecvența centrală a monooctomatorului la  $\lambda_0 = 1,2$   $\mu\text{m}$ , ceea ce ne-a permis obținerea unei benzi maxime de  $\Delta\lambda = 300$  nm. În aceste condiții folosind relațiile anterioare rezultă  $N \approx 10$ , ceea ce este statistic suficient dar derivațiile de la medie ale rezultatelor măsurate vor fi mari, de ordinul lui  $N^{-1/2}$ , adică de aproximativ 30%.

Montajul experimental utilizat este tot acela din fig.7.1, iar sistemul de achiziție lucrează sub programul ATENM. S-au măsurat alternativ intensitățile celor două moduri HEl<sub>1x</sub> și HEl<sub>1y</sub> ( $I_x$  și  $I_y$ ), iar în locul unei valori de referință măsurate, s-a utilizat mărimea  $I_{\text{ref}} = I_x + I_y$ . Pentru a se reduce cât mai mult fluctuațiile teoretice amintite mai sus, ale instalațiilor măsurate s-a făcut o medie a valorilor măsurate pe perioade fixe de 18 s (adică peste 50 de valori achiziționate), timp de 2 minute. Rezultatele sînt ilustrate în fig.8.4. Făcînd din nou media valorilor măsurate ale raportului  $\xi = I_y/I_x$ , am obținut rezultatele:

$$\xi = I_y/I_x = 499,2 \text{ } ^\circ/00 \quad (8.14)$$

și din (8.10)

$$h = 1,14 \text{ m}^{-1} \text{ sau } h^{-1} = 96 \text{ cm} \quad (8.15)$$

Deci lungimea maximă pe care FO monomod de care am dispus poate păstra polarizarea este de 96 cm.

### 8.3. Măsurarea atenuării unor antene elicoidale cu FO monomod

Parametrii FO monomod disponibili, a căror determinare a fost prezentată în paragrafele anterioare, sînt absolut necesari pentru proiectarea corectă a antenelor elicoidale cu FO monomod. În acest paragraf prezentăm proiectarea, realizarea și măsurarea a două tipuri de antene elicoidale, cu  $k=5$  și  $7,5$  mm.

#### 8.3.1. Proiectarea și realizarea unor antene elicoidale cu FO monomod

Antenele elicoidale se realizează prin bobinarea spiră lîngă spiră a FO monomod pe un cilindru din aluminiu, așa cum este ilustrat în fig.7.4. Scopul urmărit prin proiectarea unei asemenea antene este de a pune în evidență "fenomenul de antenă" dat de factorul de interferență, care a fost prezentat în capitolele anterioare.

De asemenea în proiectarea antenei trebuie să se țină seama de concluziile enunțate la sfârșitul capitolului 7.

O primă condiție care trebuie să se respecte pentru antena este ca birefringenta intrinsecă  $\beta_1$  să fie mult mai mică decât birefringenta de curbură indusă  $\beta_b$ . De aceea am ales raze mici ale elicei de 5 mm și respectiv 7,5 mm. Birefringenta de curbură indusă rezultată pentru cele două situații rezultă din relația:

$$\beta_b = \frac{2\pi}{\lambda} A \frac{a}{R_0}$$

unde  $A=0,85$  pentru FO din silică, iar  $a=125 \mu\text{m}$  și reprezintă raza exterioară a FO monomod.

A doua condiție necesară obținerii unor măsurări corecte ale atenuării, este ca excitarea antenei să se facă cu o sursă de lumină coerentă, deci cu o sursă laser /Gg.1/. Am folosit o sursă laser cu He-Ne cu  $\lambda = 633 \text{ nm}$ , deși FO monomod utilizată la această lungime de undă are  $V=3,65$  și deci permite propagarea în afara modului fundamental  $\text{HE}_{11}$ , a încă alte 5 moduri de ordin superior. Dar pentru raze de curbură mici, cum este cazul nostru, antena va acționa ca un filtru pentru modurile superioare, care vor fi foarte puternic atenuate și deci comportarea antenei va fi în esență monomod, /Gg.5/.

În condițiile de mai sus, din (8.14) rezultă:

$$\beta_{b1} = 5273,2 \text{ rad/m pentru } R=5 \text{ mm, deci } \gg \beta_1 = 9,3 \text{ rad/m} \quad (8.15)$$

și

$$\beta_{b2} = 2757,2 \text{ rad/m pentru } R=7,5 \text{ mm, deci } \gg \beta_1 = 9,3 \text{ rad/m} \quad (8.16)$$

Deoarece fibra optică are o cămașă exterioară din plastic, diametrul său exterior este  $d=250 \mu\text{m}$ . De aceea elicea rezultată prin bobinare FO va avea un unghi de înclinare diferit de zero și de aceea va trebui introdus în expresia atenuării totale dată în relația (6.16). Avem deci:

$$\Gamma_{\text{tot}} = 4,343 \left[ \pi^{3/2} \left( \frac{R_0}{\rho} \right)^{1/2} \frac{U^2}{V^2 W^{1/2}} \frac{1}{K_1^2(W)} \exp \left\{ - \frac{4}{3} \frac{R_0}{\rho} \frac{W^3 \Delta}{V^2} \right\} \times \right. \\ \left. \times \left( \frac{\sin(\pi R_0 \beta / \cos \alpha)}{\sin(\pi R_0 \beta)} \right)^2 + \frac{1}{(R_0 \rho)^2} \frac{V^2}{32 \Delta^2} (0,65 + 1,62 V^{-1,5} + \right. \\ \left. + 2,88 V^{-6})^6 \right]; \text{ în /db/} \quad (8.17)$$

unde:

$$\sin \alpha = \frac{d}{2\pi(R_0 + d/2)} \quad (8.18)$$

Pentru cele două antene rezultă din (8.18):

$$\cos \alpha = 0,999969 \quad \text{în cazul } R_0 = 5 \text{ mm ;}$$

$$\cos \alpha = 0,999992 \quad \text{în cazul } R_0 = 7,5 \text{ mm.}$$

Razele cilindrilor pe care s-au bobinat antenele au fost în așa fel alese încît argumentul funcției de interferență din (8.17) să fie cît mai aproape de un întreg, adică:

$$\pi k_0 \beta / \cos \alpha \approx \text{int} [\pi k_0 \beta / \cos \alpha] \quad (8.19)$$

În acest fel experiența ar putea să pună în evidență "fenomenul de antenă" care se manifestă printr-un maxim de atenuare.

Ultima problemă importantă de care trebuie să se țină seama în construcția antenelor cu FO monomod, este tehnologia bobinării care este extrem de sofisticată. Bobinarea trebuie realizată în așa fel încît să nu apară deloc răsuciri ale FO. Însăntea bobinării FO a fost foarte bine întinșă, după care la ambele capete ale sale s-au atașat două stegulețe din hirtie aliniată. În timpul bobinării s-a avut în permanent grijă ca stegulețele să nu se răsucească și să rămînă în același plan.

Deoarece lungimea maximă pe care FO păstrează polarizarea este de 96 cm, după cum am arătat în paragraful anterior, ne-am asigurat o rezervă de siguranță bobinînd FO cu lungimi mai mici. Aceasta, evident în detrimentul obținerii unor maxime de atenuare importante, deoarece rotirea planului de polarizare al luminii anulează după cum am arătat în capitolele precedente efectul de antenă.

Astfel am construit după metodologia expusă mai înainte 4 antene, 3 cu raza de 5 mm cu  $k=10$ , 15 și 20 și una cu raza de 7,5 mm și cu  $k=15$ . În final rezumăm caracteristicile de propagare în antenele cu FO monomod realizate:

- $V = 3,65$  ;
- $U = 1,867$  ;
- $W = 3,137$  ;
- $\beta = 14598,56 \text{ mm}^{-1}$  ;
- $\Delta = 0,0027$ .

### 8.3.2. Măsurarea atenuării unei antene elicoidale

cu  $R_0 = 5 \text{ mm}$

Pentru măsurarea antenelor elicoidale cu FO monomod care au raza elicei de 5 mm, am folosit montajul experimental din fig.7.1. și programul de achiziție ATENM. În acest caz canalul de referință



a fost realizat dintr-o FO de lungime identică cu cea din canalul de semnal din care a fost bobinată antena. Fibrele optice utilizate au avut lungimea  $L=2$  m, iar din bucata folosită în canalul de semnal au fost bobinate pe rând antene cu 10, 15 și 20 de spire.

Lumina de la ieșirea laserului cu He-Ne este trecută prin polarizatorul (P), a cărui axă rapidă este aliniată cu axa lentă de birefringență a FO, care teoretic este normală pe planul spirelor antenei, așa după cum s-a arătat în cap.5. Deoarece noi avem nevoie de o aliniere cât mai precisă a axelor polarizatorului și analizorului această operație se execută cu ajutorul monocromatorului după tehnica descrisă în paragraful 8.2.2.

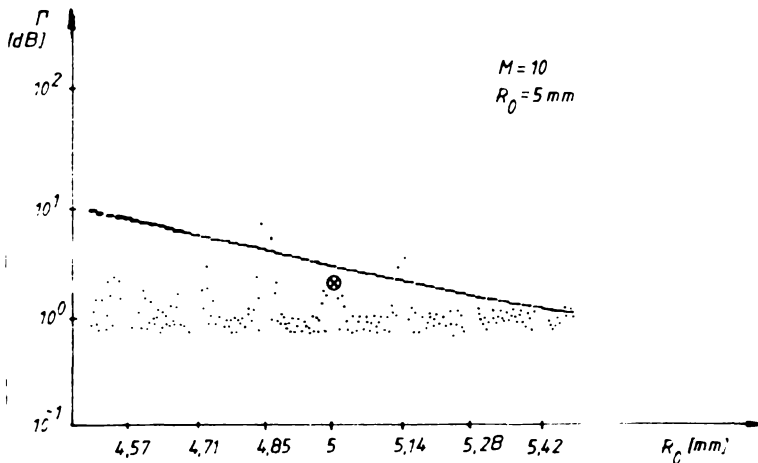


Fig.8.5.

Rezultatul atenuării antenelor măsurate reprezintă media a câte 1000 de eşantioane de măsură. Astfel în fig.8.5. este ilustrată atenuarea măsurată a antenei cu  $M=10$  spire împreună cu rezultatele simulării cu ajutorul programului ALFA-R a atenuării antenei pe baza formulei clasice (6.17.b), reprezentată cu linie continuă și a atenuării dată de (8.17), reprezentată prin puncte. Pentru obținerea acestei diagrame am variat raza elicei între 4,5 și 5,5 mm. Valoarea atenuării măsurate este de 2,638 dB și este mult mai mică decât atenuarea maximă de 30,249 dB care ar trebui să se obțină în acest punct. Rezultatul se explică prin faptul că nu am reușit să potrivim valorile factorilor  $R_0$ ,  $\beta$  și  $\cos \alpha$  pentru ca să fie îndeplinită condiția (8.19). Dar din rezultatele simulării se vede clar că

între antene a căror rază diferă de 5 mm doar cu 8,5  $\mu\text{m}$ , atenuarea scade cu aproape 28 dB, cu mult chiar sub atenuarea clasică. Se observă deci că valoarea atenuării măsurate ne indică de fapt că am fost foarte aproape de atingerea maximumului și deci de îndeplinirea condiției (8.20).

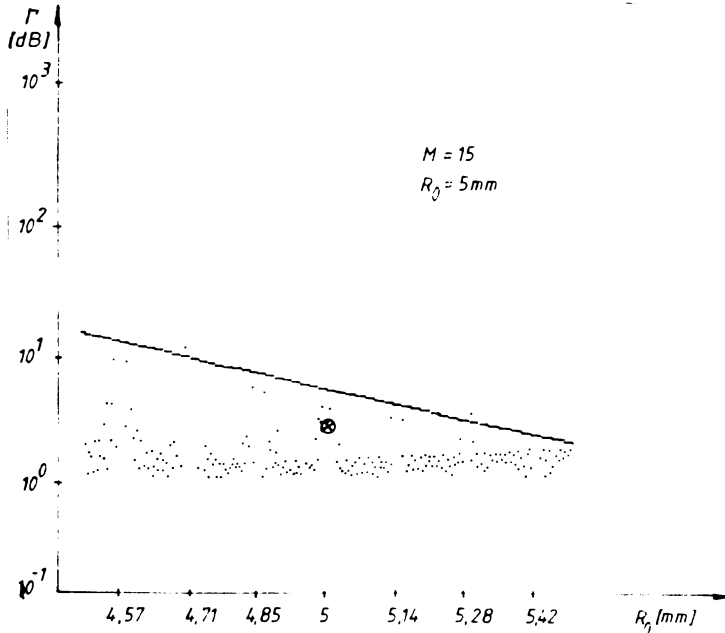


Fig.8.6.

În fig.8.6. am ilustrat rezultatul măsurării atenuării unei antene cu 15 spire, împreună cu diagramele atenuărilor date de (6.17.b) și (8.17). De data aceasta am fost și mai departe de îndeplinirea condiției de maxim (8.20), valoarea atenuării fiind de 5,147 dB față de maximumul teoretic de 67,153 dB. În schimb iarăși atenuarea măsurată este mai mică decât cea dată în literatură, rezultatul obținut fiind mult mai apropiat de atenuările antenelor cu raze puțin diferite (de ordinul 10  $\mu\text{m}$ ), rezultate pe baza simulării relației (8.17).

În fig.8.7. este prezentat rezultatul măsurării și simulării unei antene cu  $M=20$  de spire. În acest caz am obținut o atenuare de 7,854 dB care este de data aceasta mai apropiată de atenuarea dată de teoria clasică 6,631 dB, decât de maximumul teoretic de 11,81 dB.

De această dată datorită numărului mare de spire este posibil să se fi introdus răsuciri parazite ale FO în timpul bobinării, cu toate precauțiile luate. În plus datorită lungimii mari a FO bobî-

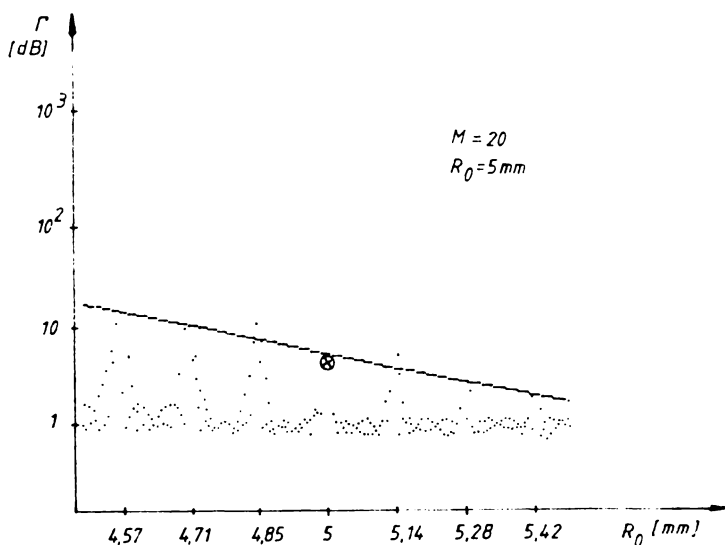


Fig.8.7.

nate, aceasta se apropie de lungimea maximă de păstrare a polarizării (62,8 cm față de 96 cm), ceea ce conduce împreună cu răsucirile parazite la pierderea efectului de antenă, așa cum s-a explicat în capitolul 6.

### 8.3.3. Măsurarea unei antene elicoidale cu $R_0 = 7,5$ mm

Rezultatul măsurării unei antene elicoidale cu raza de 7,5 mm și  $M=15$  spire este ilustrat, împreună cu diagramele simulărilor relațiilor (6.17.b) și (8.17), în fig.8.8.

Se remarcă scăderea dramatică a atenuării pentru acest tip de antenă, față de antenele prezentate în paragraful precedent. În acest caz atât atenuarea măsurată cât și atenuările simulate au valori foarte apropiate:

$$\Gamma_0 = 0,334 \text{ dB} ;$$

$$\Gamma_{\text{tot}} = 0,523 \text{ dB} ;$$

$$\Gamma_{\text{măs}} = 0,461 \text{ dB}.$$

Pentru a obține un maxim teoretic mai mare trebuia să putem realiza o AEFOM cu un număr mult mai mare de spire, acest lucru nefiind posibil datorită limitării impuse de lungimea de păstrare a polarizării  $l/h = 96$  cm.

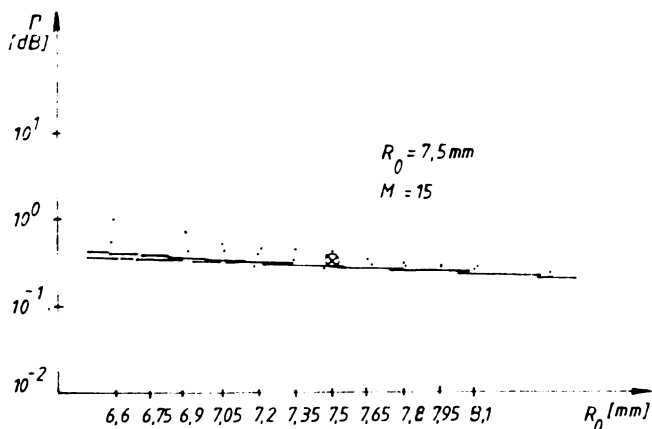


Fig. 8.8.

#### 8.4. Concluzii

Măsurătorile efectuate asupra FO utilizate și asupra antenelor elicoidale elaborate au scos în evidență următoarele concluzii:

- FO monomod de care am dispus are performanțe modeste în păstrarea stării de polarizare, ceea ce a limitat în mod serios gama antenelor ce se puteau realiza;

- cele mai bune rezultate care indică efectul de antenă, au fost obținute pe antenele elicoidale cu  $R_0 = 5$  mm și  $M = 10$  și  $15$  spire, care se realizează cu FO monomod care au lungimi mai mici sau egale cu jumătate din lungimea de păstrare a polarizării. În aceste situații rezultatele indică că am fost foarte aproape de realizarea condiției de maxim, (8.19);

- în cazul antenelor cu un număr mare de spire, când lungimea FO bobinate se apropie de lungimea critică  $l/h$  și când riscul introducerii de răsuciri suplimentare crește, fenomenul de antenă se pierde și rezultatele se apropie mai mult de soluția clasică.

- în cazul antenelor cu raze mari fenomenul de antenă este nesemnificativ pentru un număr de spire mic, rezultatele măsurătorilor fiind foarte apropiate de rezultatele simulate prin ambele teorii. În acest caz pentru ca fenomenul de antenă să poată deveni vizibil este necesar ca antena să aibă un număr foarte mare de spire care va conduce la problemele expuse la concluzia anterioară.

## Cap.9. APLICAȚII ALE ANTENELOR ELICOIDALE CU FIBRE OPTICE MONOMOD

Proprietățile deosebite ale antenei elicoidale cu fibre optice monomod (AEFOM), o fac în mod evident potrivită pentru o serie de aplicații practice, cu precădere în domeniul traductoarelor.

Deoarece AEFOM este în esență un senzor intrinsec, el poate sta la baza realizării unor traductoare cu FO de același tip. Exemplificăm două asemenea traductoare: traductorul pentru accelerație și pentru măsurarea vitezei lichidelor. Există însă și alte aplicații ale AEFOM cum ar fi de exemplu elaborarea unor dispozitive optice utilizate în sistemele de transmisie cu FO sau în sistemele de măsură cu FO. Din această categorie am abordat izolatoarele optice și atenuatoarele calibrate cu AEFOM.

În capitolele precedente am arătat că proprietatea fundamentală a AEFOM este legată de funcția de interferență:

$$H(M, R_0, \beta / \cos \alpha) = \left( \frac{\sin m\sqrt{R_0} / \cos \alpha}{\sin \sqrt{R_0} \beta / \cos \alpha} \right)^2 \quad (9.1)$$

Diagrama acestuia a fost prezentată în fig.6.2.a) și analiza ei a fost făcută de asemenea pe larg. În acest moment este însă important să subliniem acele trăsături ale AEFOM care le pot face utilizabile în construirea unor traductoare, sau pentru transmiterea direcționată a radiației electromagnetice:

1) Maximele funcției de interferență pot fi teoretic oricât de mari, fiind egale cu pătratul numărului de spire ale antenei,  $M^2$ . Deci maximul puterii radiate, sau altfel, maximul atenuării lumini care se propagă prin antenă poate fi proiectat după necesitățile aplicației.

2) Atingerea unui maxim al funcției de interferență poate fi localizat prin detectarea unui minim al puterii optice transmise prin AEFOM.

3) Există trei parametri a căror variație determină atingerea maximelor funcției  $H(M, R_0, \beta / \cos \alpha)$ : a) parametrii geometrici ai antenei  $R_0$  și  $\alpha$ ; b) lungimea de undă  $\lambda$  a radiației incidente care se reflectă în mărimea constantei de propagare  $\beta$ .

4) Mărimile celor trei parametri  $R_0, \beta, \cos \alpha$ , pot fi

alese în așa fel încât distanța dintre două maxime consecutive ale funcției de interferență, proiectată pe scara unuia dintre ei, să poată fi reglată în anumite limite. În acest fel traductoarele realizate pot avea rezoluții diferite în funcție de cerințele aplicației concrete pentru care au fost implementate.

5) Așa cum s-a arătat în capitolele precedente ABFOM necesită păstrarea de-a lungul ei a aceleiași direcții a planului de polarizare al luminii. De aceea este necesară utilizarea unor FO care păstrează polarizarea /Mu.1, cap.2/. De asemenea din definiția (6.11.a) a constantei de propagare, se observă că aceasta depinde și de diferența normată a indicilor de refracție  $\Delta$ , deci pentru extinderea domeniului de aplicabilitate a ABFOM pot fi elaborate FO speciale cu un  $\Delta$  rezultat din proiectare.

Caracteristicile prezentate mai sus ne-au permis să investigăm câteva aplicații posibile ale ABFOM, deși sîntem convingi că gama de aplicații este mult mai mare și ține numai de imaginația utilizatorilor.

### 9.1. Traductoare intrinseci cu ABFOM

ABFOM poate fi un senzor intrinsec deoarece dispune de parametri care pot fi modulați sub acțiunea unor măsuranzi externi. Analizînd posibilitățile de modulare sub influența factorilor externi a parametrilor  $R_0$ ,  $\beta$  și  $\cos \alpha$ , putem trage următoarele concluzii:

a) Raza elicei  $R_0$  este dificil de utilizat drept parametru de modulație, datorită condițiilor constructive deosebite impuse în realizarea ABFOM, care au fost expuse în capitolul precedent. Ar exista totuși posibilitatea utilizării drept suport a ABFOM a unor cilindrii ceramici piezoelectricei care își modifică geometria sub acțiunea unor cîmpuri electrice externe. Această soluție poate constitui proiectul unei dezvoltări ulterioare a aplicării ABFOM.

b) Modificarea constantei de propagare  $\beta$ , deci a lungimii de undă a radiației incidente, ca o manifestare a unor măsuranzi externi nu se poate face cu ABFOM. De aceea dezvoltarea unor traductori intrinseci folosind acest parametru nu este posibilă.

c) Modificarea pasului ABFOM sub influența factorilor externi, care se manifestă prin modularea parametrului  $\cos \alpha$  poate

constitui o modalitate de realizare a unor TFO intrinseci pentru măsurarea accelerației, vibrațiilor, sau vitezei de scurgere a lichidelor.

### 9.1.1. Traductor cu ABFOM pentru măsurarea accelerației și vibrațiilor

În capitolul 2 al tezei și mai pe larg în al doilea referat au fost prezentate principiile de realizare ale TFO pentru măsurarea vibrațiilor și/sau accelerației. Din tab.2.2. reiese că există două tipuri de asemenea traductoare raportate pînă în prezent în literatură: 1) TFO cu lamelă care sînt de tip extrinsec și se bazează pe modularea intensității luminii prin ecranare; a) TFO interferometrici care sînt de tip intrinsec. Performanțele comunicate ale acestora sînt foarte bune, dar ele nu au depășit faza experimentală, datorită în primul rînd a dificultăților mecanice de implementare.

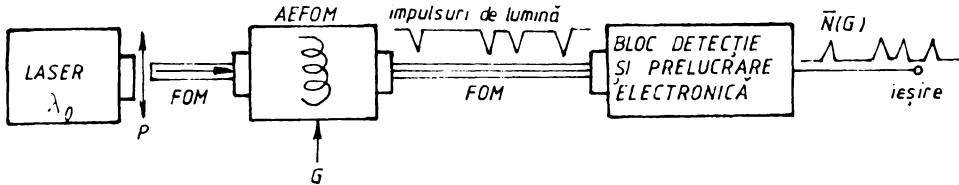
Principiul care stă la baza elatorării unui TFO bazat pe ABFOM este ilustrat în fig.9.1.

Radiația laser de lungime de undă  $\lambda_0$ , este mai întîi plan polarizată și apoi cuplată pe axa rapidă a unei FO monomod care păstrează polarizarea pe distanțe mari și care o va transporta la locul de măsură unde este plasat ABFOM. Aici capătul FO este sudat de antenă în așa fel încît axa rapidă a acesteia să coincidă cu axa lentă a ABFOM, fig.9.1.a. ABFOM este în așa fel proiectată încît să prezinte o caracteristică de transfer ca în fig.9.1.b, adică să rejeteze complet radiația laser  $\lambda_0$  în regim static. Parametrul pe care-l utilizăm pentru modularea sub acțiunea factorilor externi este pasul antenei sau altfel spus gradul de înclinare al acesteia. Așa cum am arătat în cap.6, unghiul poate avea o variație de aproximativ  $10^\circ$ , ceea ce oferă un grad de modulație suficient de mare. Variația lui  $\cos \alpha$  va scoate ABFOM din starea de rejecție și va determina apariția luminii practic nealterate la ieșirea acesteia. În felul acesta sub acțiunea forțelor de deformare datorită măsuranzilor externi, la ieșirea ABFOM se va obține o secvență de impulsuri de lumină a căror medie va fi proporțională cu mărimea acestora.

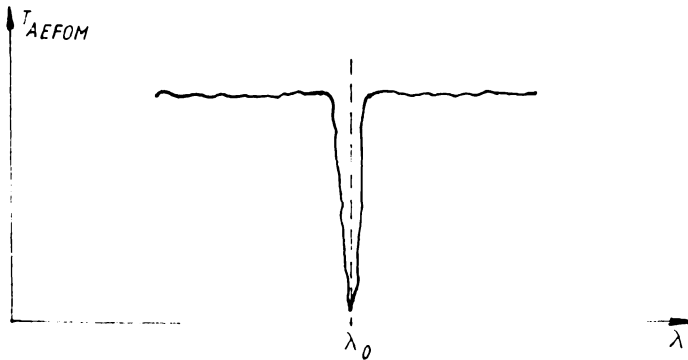
În fig.9.2.a. prezentăm o variantă constructivă a unui TFO bazat pe ABFOM, care este destinat măsurării accelerației. FO din



care se construiește antena este atașată unui arc elicoidal din oțel ca în fig.9.2.b. Acesta la rândul lui este activat de un sistem oscilant format dintr-o lamelă elastică, un amortizor și o greutate, care este foarte sensibil la vibrațiile externe. Când



a.



b.

Fig.9.1.

obiectul măsurat vibrează cu o deplasare  $h(t)$ , pasul elicei  $p(t)$  va fi exprimat de relația: /Ka.1/:

$$p(t) = \frac{1/\omega_n^2}{\left[ (1 - \omega^2/\omega_n^2)^2 + (2\zeta\omega/\omega_n)^2 \right]^{1/2}} \frac{d^2}{dt^2} h(t) \quad (9.2)$$

unde  $\omega_n$  este viteza unghiulară de oscilație proprie a sistemului inertial al traductorului,  $\omega$  este viteza unghiulară de vibrație a obiectului, iar  $\zeta$  este factorul de amortizare a sistemului. În cazul în care  $\omega_n \gg \omega$  și  $h(t) = A \cos \omega t$  obținem din (9.2):

$$p(t) = -A(\omega/\omega_n)^2 \cos \omega t \quad (9.3)$$

și ținând seama de relația dintre pasul antenei și înclinația ei avem în continuare:

$$1/\cos \alpha = 1/\sqrt{1 - \left[ \frac{E(t)}{2\pi R_0} \right]^2} = \frac{1}{\sqrt{1 - (G \cos \omega t / 2\pi R_0 \omega_n^2)^2}} \quad (9.4)$$

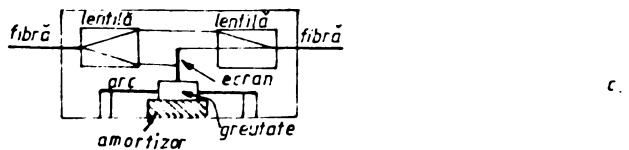
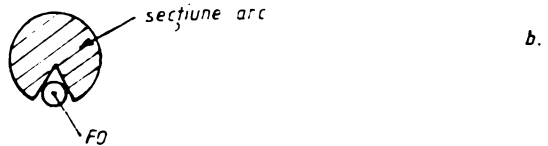
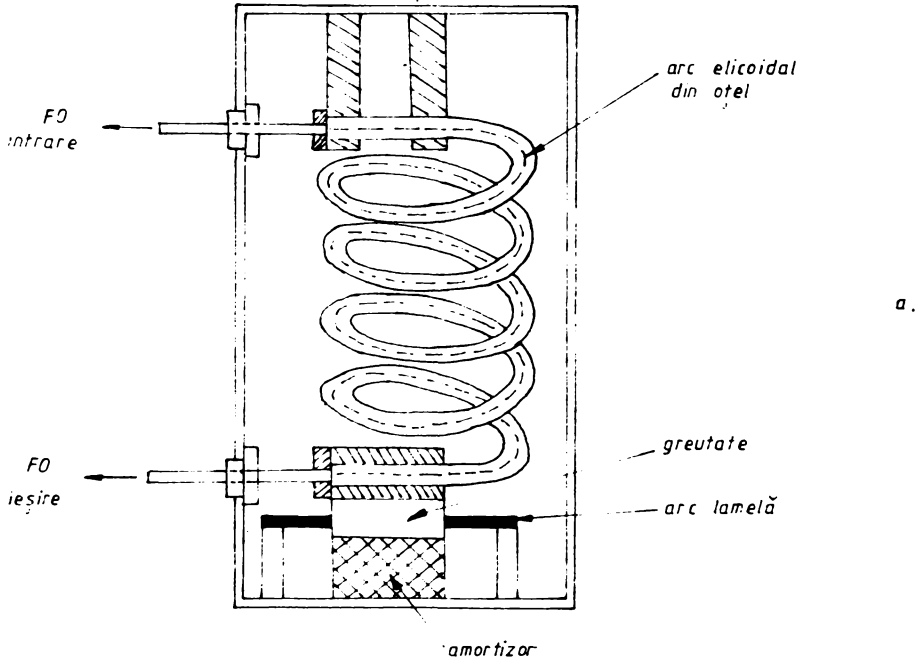


Fig. 9.2.

unde  $G=A\omega^2$ , reprezintă accelerația obiectului pe care dorim să o măsurăm. Deoarece  $\sin\alpha \ll 1$  și deci  $p(t) \ll 2\sqrt{\pi} R_0$  putem aproxima (9.4) prin:

$$1/\cos\alpha \approx 1 - \frac{1}{2} \left( \frac{G \cos\omega t}{2\sqrt{\pi} R_0 \omega_n^2} \right)^2 \quad (9.5)$$

Expresia de mai sus o introducem în relația atenuării ABFOM din (6.3):

$$\Gamma = \left( \frac{\sin k_0 \beta_M / \cos\alpha}{\sin R_0 \beta / \cos\alpha} \right)^2 \gamma_0 \quad /dB/ \quad (9.6)$$

unde  $\gamma_0$  are o valoare fixă dată de

$$\gamma_0 = 4,343\pi^{3/2} \left( \frac{R_0}{\rho} \right)^{1/2} \frac{U^2}{V^2 W^2 k_1^2(W)} \exp \left\{ -\frac{4}{3} \frac{R_0}{\rho} \frac{W^3 \Delta}{V} \right\} \quad (9.7)$$

În acest fel obținem atenuarea ABFOM modulată de accelerație:

$$\Gamma = \left\{ \frac{\sin \sqrt{\pi} R_0 \beta_M \left[ 1 - \frac{1}{2} \left( \frac{G \cos\omega t}{2\sqrt{\pi} R_0 \omega_n^2} \right)^2 \right]}{\sin \sqrt{\pi} R_0 \beta \left[ 1 - \frac{1}{2} \left( \frac{\cos\omega t}{2\sqrt{\pi} R_0 \omega_n^2} \right)^2 \right]} \right\}^2 \gamma_0 \quad (9.8)$$

Folosind condiția ca în lipsa vibrațiilor ABFOM să rezecteze radiația laser incidentă:

$$R_0 \beta \approx \text{int} [k_0 \beta] \quad (9.9)$$

obținem extrăgând radicalul din (9.8),

$$\sqrt{\frac{\Gamma}{\gamma_0}} = \frac{\sin(MCG \cos\omega t)}{\sin(CG \cos\omega t)} \quad (9.10)$$

unde  $C = \beta / 16 R_0 \omega_n^4$

Media impulsurilor de la ieșirea ABFOM pe care o măsurăm se va regăsi în media atenuării puterii optice, adică:

$$\left( \sqrt{\frac{\Gamma}{\gamma_0}} \right) = \frac{\sin(MCG \cos\omega t)}{\sin(CG \cos\omega t)} \quad (9.11)$$

Relația (9.11) se calculează prin medierea dezvoltărilor în serii de funcții Bessel a celor două funcții de la numărător

și respectiv numitor . Ținând seama de egalitățile:

$$\cos(z \cos \theta) = J_0(z) \quad \text{și} \quad \sin(z \cos \theta) = 0 \quad (9.12)$$

rezultă:

$$\left( \sqrt{\frac{\Gamma}{\gamma_0}} \right) = \frac{J_0(mCG)}{J_0(CG)} = \frac{\sin(mCG)}{\sin(CG)} \quad (9.13)$$

Alegem în așa fel produsul  $CG=x$ , încît funcția  $\sin mx/\sin x$  să se afle doar pe porțiunea sa aproape liniară cuprinsă între un maxim și primul minim adiacent, adică:

$$k\pi - \frac{\pi}{m} \leq x \leq k\pi \quad \text{cu } k \gg 1 \quad (9.14)$$

În condiția de mai sus putem folosi dezvoltarea asimptotică de argument mare a lui  $J(x)$ , /Az.1/ și rezultă:

$$\frac{J_0(mx)}{J_0(x)} \approx m^{-1/2} \quad (9.15)$$

Dacă notăm:

$$f(x) = \frac{\sin mx}{\sin x} \quad (9.16)$$

relația (9.13) devine,

$$f(G) = m^{1/2} \left( \sqrt{\frac{\Gamma}{\gamma_0}} \right) \quad (9.17)$$

de unde rezultă în final expresia dorită a accelerației,

$$G = \frac{1}{\beta} f^{-1} m^{1/2} \quad (9.18)$$

unde  $G = \beta/16 K_0 \omega_n^4$ .

Deci cu ajutorul traductorului bazat pe AEFOM din fig.9.2.a se poate măsura într-adevăr accelerația obiectului măsurat. Alegînd în mod convenabil  $m$  și  $C$  putem varia sensibilitatea și dinamica de măsură.

Tehnica de măsurare constă în calculul atenuării prin simpla mediere a impulsurilor receptate și prelucrarea electronică ulterioară pentru liniarizarea relației (9.18).

Comparând traductorul prezentat mai sus cu realizările similare raportate deja în literatură / Ka.1/, / Ti.1/, dintre care un TFO extrinsec cu modulare este ilustrat în fig.9.2.c, putem trage următoarele concluzii:

- TFO bazat pe AEFOM nu are nevoie de componente optice suplimentare în afara FO, cum sînt lentilele în cazul din fig.9.2.c, în acest fel asigurîndu-se pe lângă simplitate, robustețe și un preț de cost scăzut.

- Cu TFO bazate pe AEFOM se pot obține sensibilități comparabile cu cele ale traductoarelor interferometrice și dinamici comparabile cu cele ale traductoarelor cu modulare.

- TFO cu AEFOM folosește o FO continuă spre deosebire de celelalte traductoare, ceea ce asigură lipsa atenuării semnalului optic datorat cuplajelor prin aer, și deci posibilitatea monitorizării la mare distanță a punctelor de măsură.

#### 9.1.2. Traductor intrinsec cu AEFOM pentru măsurarea debitului și a vitezei de scurgere a lichidelor

TFO pentru măsurarea debitului și a vitezei de scurgere a lichidelor sînt ideali pentru măsurători în locuri inaccesibile sau medii grele. Un alt avantaj îl constituie faptul că datorită dimensiunii lor reduse, aceste traductoare perturbă puțin scurgerea lichidelor. Există trei tipuri de asemenea traductoare raportate în literatură, care au fost sintetizate în tab.2.2:a) TFO de tip vortex; b) TFO bazați pe efectul Doppler; c) Bazați pe măsurarea presiunii.

Prezentăm un TFO de tip vortex, folosit pentru măsurarea vitezei de scurgere a lichidelor, care utilizează AEFOM. Schema sistemului de măsură cu AEFOM este ilustrată în fig.9.3.

Lichidul a cărui viteză se măsoară este trecut prin traductorul realizat cu AEFOM, care este deformat sub acțiunea turbulențelor acestuia. AEFOM este proiectat astfel ca în regim static să rejeteze radiația laser, ca și în cazul traductorului pentru accelerație. Drept urmare la ieșirea sa se va obține o secvență de impulsuri de lumină, în media căreia se va regăsi, după cum vom vedea, viteza de scurgere a lichidului. Existența

unor obstacole în scurgerea lichidelor determină apariția în masa acestora a unor turbulențe, care au în principiu un caracter periodic, după cum se va observa și din fig.9.4.a, unde sînt ilustrate în cazul unui obiect cilindric. S-a demonstrat că frecvența turbulențelor ( $F$ ) este direct proporțională cu viteza de scurgere a lichidului ( $V$ ),/An.1/:

$$F = \xi V/d \quad (9.19)$$

unde  $\xi$  este numărul Strouhal, iar  $d$  este diametrul obstacolului cilindric.

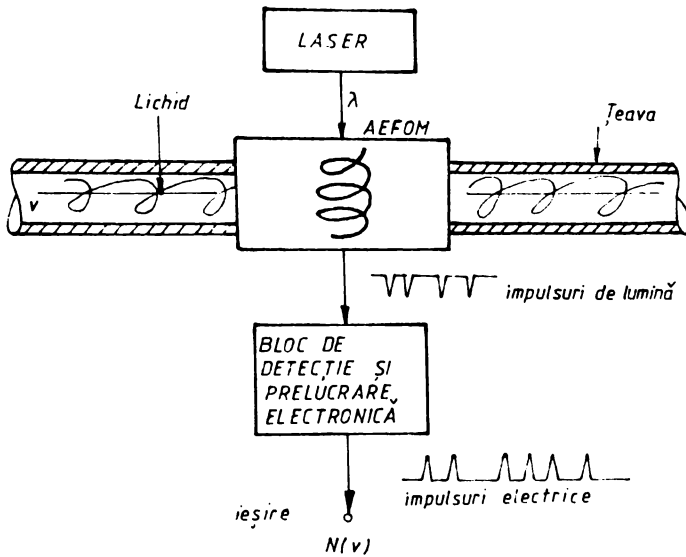


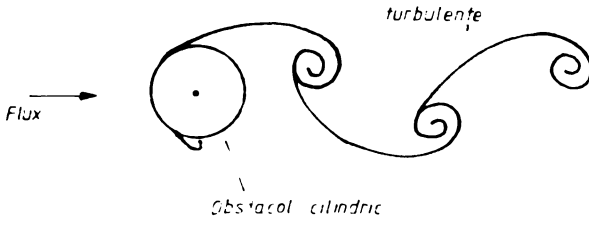
Fig.9.3.

Așa cum se observă din fig.9.4.b, traductorul realizat cu AEFOM seamănă în principiu cu cel folosit pentru măsurarea accelerației, singura diferență constă în faptul că de această dată singurul element elastic este arcul de oțel. Din acest motiv calculul traductorului urmează pas cu pas pe cel anterior. Dacă considerăm deci o variație a turbulențelor  $h(t)$ :

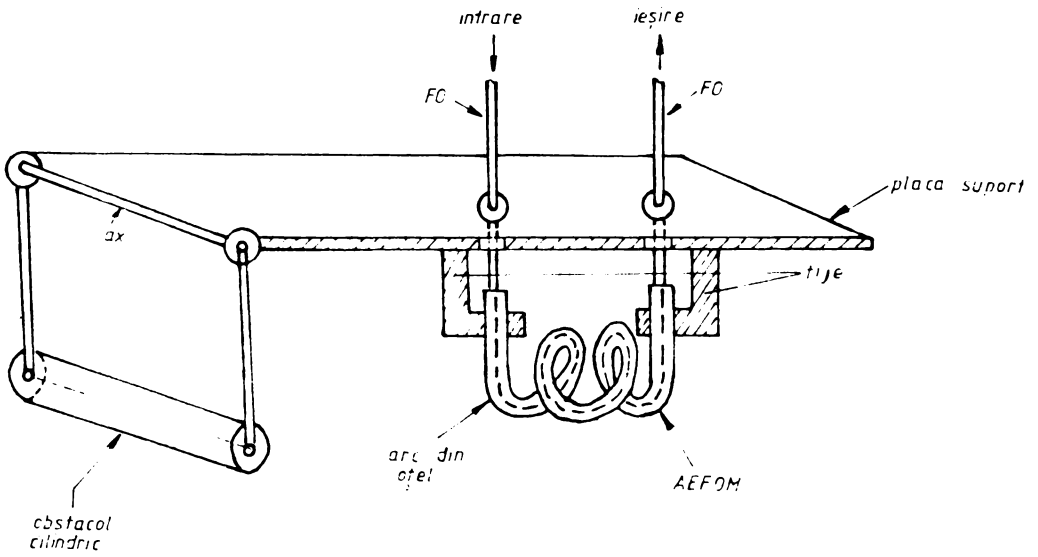
$$h(t) = \cos 2\pi Ft \quad (9.20)$$

Iar în final obținem următoarea expresie a frecvenței turbulențelor:

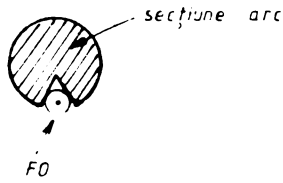
$$F = \frac{1}{2\pi c^{1/2}} r^{-1} \left\{ M^{1/4} \left[ \left( \frac{\Gamma}{\gamma_0} \right)^{1/2} \right]^{1/2} \right\} \quad (9.22)$$



a.



b.



c.

din care, folosind (9.19) se deduce formula vitezei de scurgere a lichidului,

$$v = \frac{d}{2\pi SG/2} f^{-1} \left\{ \omega^{1/4} \left[ \left( \frac{\Gamma}{\gamma_0} \right)^{1/2} \right]^{1/2} \right\} \quad (9.23)$$

Comparînd relația (9.18) cu relația de mai sus, se observă că dinamica traductorului în cazul măsurării vitezei de scurgere a lichidelor este mai scăzută decît în cazul măsurării accelerației. Avantajele acestui tip de traductor față de cele prezentate în literatură sînt identice cu cele enunțate în cazul traductorului de accelerație.

## 9.2. Alte aplicații ale antenelor elicoidale cu FO monomod

Proprietatea ABFOM de a avea maxime de atenuare pentru anumite lungimi de undă ale radiației laser incidente la fața potrivite pentru elaborarea unor dispozitive optice ca: izolatoare optice pentru sistemele de transmisie cu FO și atenuatoare optice cu mai multe trepte de atenuare destinate unor sisteme de măsură cu FO.

### 9.2.1. Izolatoare optice cu ABFOM

Un izolator optic cu ABFOM se bazează pe posibilitatea ABFOM de a rejecta radiația laser de o anumită lungime de undă. Aceasta se realizează proiectînd antena în așa fel încît la lungimea de undă respectivă să prezinte un maxim de atenuare foarte mare, așa cum s-a arătat în cap.6. Caracteristica de transfer a ABFOM în această situație seamănă cu cea din fig.9.1.b).

Aplicațiile unui asemenea izolator optic pot fi multiple, aici însă vom exemplifica doar utilizarea sa în domeniul transmisiilor pe fibre optice. În fig.9.5. este ilustrat modul în care izolatorul optic cu ABFOM este folosit pentru demultiplexarea unor semnale multiplexate în lungime de undă.

La emisie cele trei semnale provenite de la trei utilizatori, și care au lungimi de undă diferite,  $\lambda_1$ ,  $\lambda_2$ ,  $\lambda_3$ , sînt multiplexate și apoi transmise sub forma unui semnal optic complex pe linia cu FOM. La recepție demultiplexarea se realizează simplu inserînd cîte două ABFOM, calibrate să rejecteze fiecare cîte una din lungimile de undă nedorite pe acea cale.



Avantajele izolatoarelor cu AEFOM sînt:

- 1) Eficiență deosebită în rejectarea radiației de lungime de undă dorită.
- 2) Simplitate deosebită în implementare și în conectarea în orice sistem cu FO.
- 3) Cost scăzut datorită numărului mic de componente necesare realizării AEFOM.

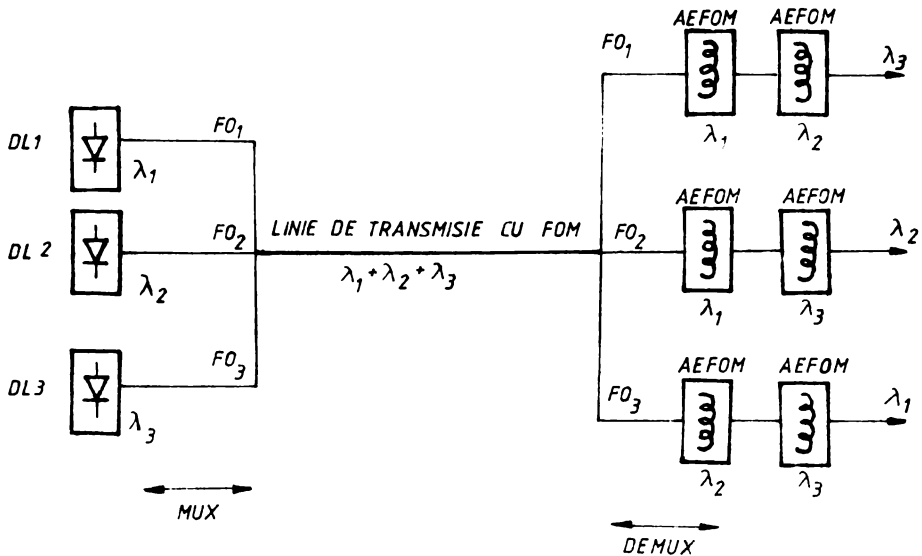


Fig.9.5.

### 9.2.2. Atenuatoare calibrate cu AEFOM

Această aplicație a AEFOM se bazează pe proprietatea sa de a avea o atenuare proporțională cu numărul său de epike. Avantajul utilizării AEFOM este că se știe cu precizie că pentru o anumită lungime de undă și pentru aceeași rază atenuarea introdusă este strict dependentă de  $M^2$ . Deci este posibilă elaborarea unui set de AEFOM calibrate pentru trepte de atenuare diferite, la o anumită lungime de undă a radiației laser.

Atenuatoarele calibrate cu AEFOM pot fi utilizate în sistemele de măsurare cu FO.

## Cap.10. CONCLUZII SI CONTRIBUTII

Obiectivele cercetării raportate în lucrare au constat în studiul efectelor îndoirii fibrelor optice monomod după curbe oarecare din spațiu și posibilitatea utilizării acestora la elaborarea unor traductoare.

În concordanță cu obiectivele declarate lucrarea cuprinde următoarele rezultate principale:

1) Prezentarea unitară a stadiului actual al traductoarelor cu fibre optice monomod, a efectelor îndoirii fibrelor optice monomod asupra propagării radiației electromagnetice și a modelelor de calcul a atenuării de curbură a fibrelor optice monomod.

2) Definierea antenelor cu fibre optice monomod și a antenelor elicoidale cu FO monomod.

3) Analiza antenelor elicoidale cu fibre optice monomod și evaluarea calităților care pot determina utilizarea lor în implementarea unor traductoare.

4) Realizarea unui sistem experimental de măsură, necesar evaluării performanțelor antenelor elicoidale cu FO monomod.

5) Prezentarea rezultatelor experimentale obținute în urma măsurării a două tipuri de antene cu razele de 5 mm și 7,5 mm.

6) Proiectarea a două traductoare intrinseci bazate pe antena elicoidală cu fibră optică monomod.

7) Prezentarea altor aplicații ale antenei elicoidale cu fibră optică monomod.

În continuare vom enunța principalele concluzii și contribuții originale ale autorului, care se desprind din rezultatele obținute.

### 10.1. Concluzii

1) Traductoarele cu fibre optice acoperă la ora actuală întreaga gamă de măsuranzi cunoscuți. Performanțele lor sînt comparabile sau chiar mai bune decît cele clasice, mecanice, electrice sau optice. Aria lor de aplicare este însă încă redusă pentru că majoritatea lor nu au depășit faza experimentală.

2) Traductoarele bazate pe atenuarea introdusă de îndoirea fibrelor optice, au fost mai puțin studiate în literatură, de aceea

această lucrare își propune să acopere în parte această lipsă.

3) Dintre efectele pe care îndoirea fibrelor optice monomod le are asupra propagării luminii, atenuarea de curbură este cea mai ușor de modificat sub influența măsuranzilor externi și deci elaborarea unor traductoare bazate pe aceasta este posibilă și de dorit.

4) Deoarece în literatura de specialitate evaluarea atenuării de curbură a fibrelor optice monomod a fost făcută mai ales pentru transmisii la distanțe mari a semnalelor optice, a fost ignorată posibilitatea controlării acestora în scopul elaborării unor traductoare. Lucrarea elaborată are tocmai acest scop analizând posibilitatea controlării atenuării de curbură dacă Fibra optică ia forme spațiale bine determinate.

5) Fibrele optice monomod care au o formă spațială bine determinată au primit denumirea de antene cu fibre optice monomod, în analogie cu antenele clasice cu fir pentru radio-frecvențe.

6) Modelele teoretice elaborate în literatură pentru calculul atenuării de curbură pot fi aplicate numai pentru fibre optice monomod îndoite după curbe plane, uniforme ca arcele de cerc sau sinusoidale, deoarece nu țin seama de modificările planului de polarizare al luminii sub acțiunea birefringentei proprii și de curbură induse. În consecință aceste modele nu pot fi utilizate pentru analiza atenuării antenelor cu fibre optice monomod.

7) Metoda curentului de volum generalizată care ține seama de evoluția planului de polarizare al luminii de-a lungul antenei, oferă posibilitatea analizei atenuării de curbură pentru antenele cu fibre optice de formă spațială oarecare.

8) Antena elicoidală cu fibră optică monomod are o formă spațială bine definită și oferă mai mulți parametri care pot fi modificați de factorii externi: raza elicei, pasul elicei și lungimea de undă a radiației incidente. De aceea lucrarea este consacrată calculului și analizării antenei elicoidale cu fibre optice monomod.

9) Calculul antenei elicoidale cu fibre optice monomod făcut în condițiile în care birefringenta de curbură indusă este mult mai mare decât birefringenta intrinsecă a fibrei optice și când planul

de polarizare al luminii incidente în antenă este pătrat constant de-a lungul axei lente de birefringență a fibrei optice, pune în evidență faptul că puterea radiată și atenuarea de curbură conțin drept factor funcția de interferență specifică rețelelor de difracție. Fenomenul special de radiație rezultat, care are maxime de radiație proporționale cu  $M$ , unde  $M$  este numărul de spire al antenei, și minime egale cu zero, reprezintă efectul de antenă menționat.

10) Efectul de antenă este un fenomen deosebit de fin și apare numai când sînt respectate următoarele condiții: a) planul de polarizare al luminii să rămîină constant de-a lungul întregii antene; b) lumina incidentă să fie cu un grad de monocromaticitate ridicat; c) antena elicoidală cu fibre optice monomod să aibă pasul elicei foarte mic.

11) Deoarece argumentul funcției de interferență  $x = R_0 \beta / \cos \alpha$ , depinde de cei trei parametri  $k$ ,  $\beta$ ,  $\alpha$ , rezultă posibilitatea implementării unor traductoare de sensibilitate foarte mare, în diverse forme constructive care să folosească modularea unuia dintre aceștia.

12) Rezultatele experimentale au confirmat sensibilitatea deosebită a antenelor elicoidale cu fibre optice monomod.

13) Traductorii intrinseci exemplificați, pentru accelerație și pentru măsurarea vitezei de curgere a lichidelor, pe lângă sensibilitatea deosebită, au și o dinamică foarte bună. O altă calitate a traductoarelor cu antene elicoidale cu fibre optice monomod o reprezintă simplitatea lor deosebită, lipsa necesității unor componente optice suplimentare și posibilitatea de telemăsurare de la distanțe mari.

14) Aplicațiile antenelor elicoidale cu fibre optice monomod în alte domenii decît cel al traductoarelor, sînt la fel de importante, izolatorii cu antene elicoidale cu fibre optice monomod putînd fi o alternativă ieftină și simplă pentru demultiple-voarele sistemelor de transmisii pe fibre optice.

15) Posibilitățile de implementare a altor tipuri de traductoare cu antene elicoidale cu fibre optice monomod sînt nelimitate. De foarte bună perspectivă sînt traductoarele de tempera-

tură, tensiune, curent, de sensibilități foarte mari, care se bazează pe modificarea razei cilindrilor pe care sînt bobinate antenele.

16) Metodele de calcul elaborate sînt general valabile pentru ori și ce tip de formă spațială a antenei. De aceea există posibilitatea investigării radiației unor alte tipuri de antene de tip spiral, tronconic, etc., care vor releva cu siguranță proprietăți deosebite.

## 10.2. Contribuții

Contribuțiile originale ale autorului cuprinse în lucrare sînt:

2.3. Citeza stadiului actual al performanțelor traductoarelor cu fibre optice, făcută pe baza unei bibliografii vaste care acoperă o mare parte a realizărilor raportate în literatură în ultimul deceniu.

3.2. Analiza critică a modelelor de calcul a atenuării de curbură a fibrelor optice monomod.

4.1.1. Definirea antenelor cu fibre optice monomod care a fost consacrată internațional, la Congresul internațional de optică ICO-15, Garmisch-Partenkirchen 1990, RFG, /bu.4/.

4.1.3. Elaborarea unei metode originale de calcul a antenelor cu fibre optice monomod, metoda curentului de volum generalizată, care ține seama de evoluția planului de polarizare a luminii de-a lungul antenei.

4.3. Calculul pentru prima dată în literatură a puterii radiate de o antenă cu fibre optice monomod de forma oarecare.

5.2.3. Calculul puterii totale radiate de o antenă elicoidală atunci cînd planul de polarizare al modului fundamental variază de-a lungul antenei.

5.3. Calculul și raportarea pentru prima dată în literatură de specialitate a unor relații asimptotice care exprimă puterea radiată și atenuarea unei antene elicoidale cu fibre optice monomod cu  $N$  spire, /bu.4/.

5.3.1. Punerea în evidență de asemenea pentru prima dată, a efectului de antenă a fibrelor optice monomod îndoite elicoidal, exprimat în funcție de interferență identică cu cea a rețelelor de difracție.

5.3.2. Explicarea, pe baza aproximării curentului antenei cu o distribuție continuă de dipoli, a maximelor și minimelor puterii radiate de antena elicoidală cu fibre optice monomod.

6.1. Evidențierea analogiei dintre antena elicoidală cu fibre optice monomod și rețelele de difracție.

6.2. Programe de simulare pe calculator ale atenuării antenei elicoidale cu fibre optice monomod.

6.5. Punerea în evidență a posibilităților teoretice pe care antenele elicoidale cu fibre optice monomod le oferă pentru implementarea traductoarelor.

7.1. Proiectarea și realizarea sistemului experimental de măsură a atenuării antenei elicoidale cu fibre optice monomod, care cuprinde un sistem cu microprocesor de achiziție și prelucrare și afișare a rezultatelor măsurate, împreună cu programele de lucru aferente.

7.1.1. Elaborarea unei tehnici de măsură originale "cu separarea canalelor de semnal", care substituie lipsa unor radiometre calibrate în sistemul de măsură, /An.11/.

8.3.1. Elaborarea unei metodologii de proiectare și realizare a antenelor elicoidale cu fibre optice monomod.

9.1. Relevarea posibilităților de realizare a traductoarelor intrinseci cu antene elicoidale cu fibre optice monomod.

9.1.1. Calculul și proiectarea unui traductor pentru măsurarea vibrațiilor și a accelerației bazat pe antene elicoidale cu fibre optice monomod.

9.2.1. Prezentarea izolatoarelor optice cu antene elicoidale cu fibre optice monomod și utilizarea lor în demultiplexoarelor cu fibre optice.

9.2.2. Prezentarea atenuatoarelor calibrate cu antene elicoidale cu fibre optice monomod.

Alte contribuții ale autorului se referă la activitatea de publicare a cercetărilor din domeniul traductoarelor cu fibre optice.

Astfel, rezultatele cele mai importante ale tezei, calculul atenuării antenelor elicoidale cu fibre optice monomod și punerea în evidență a efectului de antenă, au fost prezentate la Congresul Internațional de Optică, IOO-15 ținut la Garmisch-Partenkirchen BRG, în august 1990, /An.4/.

De asemenea autorul a mai publicat alte 9 articole /An.3, 5-12/ consacrate studiului diferitelor clase de traductoare cu fibre optice.

BIBLIOGRAFIE

=====

- /Ad.1/ - J.A.Arnaud - "Transverse coupling in fiber optics. Part 3: bending losses" - IEEE, vol.53, no.7, pp.1379-1394, 1974.
- /Ad.2/ - J.A. Arnaud s.a. - "Ray theory of randomly bent multimode optical fibers" - Opt.Letters, vol.3, no.2, pp.63-66, 1978.
- /An.1/ - I.Akhavan s.a. - "Monomode fiber optic interferometric techniques in flow velocity measurement" - Opt.Acta, vol.32, no.2, pp.233-40, 1985.
- /Ay.1/ - G.Adamovsky - "Referencing in fiber optic sensing systems" - SPIE, vol.787, "Optical techniques for sensing and measurement in hostile environments", pp.17-23, 1987.
- /Az.1/ - M.Abramowitz s.a. - "Handbook of mathematical functions" - NBS, Applied math.series, no.55, 1964.
- /Brn.1/ - J.Bernstein - "Lasers, fibers join in machining" - Th. Spectra dec.1984, pp.55-68.
- /Bjn.1/ - H.I.Bejelkhaugen - "Pulsed fiber holography: a new techniques for hologram interferometry" - Opt.Eng., vol.24., no.4, pp.645-49, 1985.
- /En.1/ - M.Born E.Wolf - Principles of optics- Pergamon Press, N.Y., 1965.
- /Gw.1/ - B.Gilshow - "Optical fibre transducers and applications" - Journ.of the Inst.of Measurement and Control, no.2, pp.1-14, 1981.
- /Co.1/ - M.P.Do Carmo - "Differential geometry of curves and surfaces" - Prentice Hall - N.J., 1976.
- /Ci.1/ - L.Crosignani s.a. - "Intensity-induced rotation of the polarization ellipse in low-refrindexence, single - mode optical fibres" - Opt.Acta, vol.32, no.9/10, pp.1251-58, 1985.
- /Ca.1/ - C.Coppa s.a. - "Single-mode optical fiber characterization" - Opt.Eng, vol.24, no.4, pp.676-80, 1985.
- /Cn.1/ - K.Chan s.a. - "Fiber optic remote gas sensing system by near infrared absorption" - 1.st workshop on optical



fiber sensors, July 12, 1985, Japan Society of Applied Physics.

- /Do.1/ - F.L.D'Amelio s.a. - "Fiber-optic endoscopes" - Opt.Eng., vol.24, no.4, pp.672-75, 1985.
- /De.1/ - A.Dandridge s.a. - "Phase compensation in interferometric fiber-optic sensors" - Opt.Letters, vol.7, no.6, pp.279-81, 1982.
- /Ey.1/ - G.W. Day s.a. - "Faraday rotation in coiled, monomode optical fibers: isolators, filters and magnetic sensors", Opt.Letters, vol.7, no.5, pp.238-41, 1982.
- /Ds.1/ - S.Das s.a. - "Power loss, modal noise and distortion due to microbending of optical fibers" - Appl.Optics, vol.24, no.15, pp.2323-34, 1985.
- /Ds.2/ - S.Das s.a. - "Microbending dependence of phase in single-mode fibers" - Opt.Letters, vol.10, no.6, pp.294-98, 1985.
- /Ef.1/ - W.Eickhoff - "Temperature sensing by mode-mode interference in birefringent optical fibers" - Opt.Letters, vol.6, no.4, pp.204-6, 1981.
- /Es.1/ - J.N.Fields - "Attenuations of parabolic index fiber with periodic bends" - Appl.phys.letters, vol.36, no.10, pp.799-803, 1980.
- /Gi.1/ - T.G.Giallorenzi s.a. - "Status of optical fiber sensor technology" - Techn.digest, Opt. fiber communication/Opt. fiber sensors, Opt.Soc.of America, Washington DC, pp.3-8, 1988.
- /Gt.1/ - J.A.Gilbert s.a. - "Remote deformation field measurement through different media using fiber optics" - Opt.Eng., vol.24, no.4, pp.628-31, 1985.
- /Gs.1/ - L.F.Giles s.a. - "Coherent optical fibre sensors with modulated laser sources" - Electr.Letters, vol.19, no.1, pp.14-5, 1983.
- /Gg.1/ - W.A.Gambling s.a. - "Curvature and microbending losses in single-mode optical fibers" - Opt.and quant.electronics, 11, pp.43-59, 1979.
- /Gg.2/ - W.A.Gambling s.a. - "Measurement of radiation loss in curved single-mode fibers" - Microw. opt.and acoust., vol.2, no.4, pp.134-140, 1979.

- /Gg.3/ - W.A.Gambling s.a. - "Radiation from curved single-mode fibres" - Electr.Letters, vol.12, no.21, pp.567-69, 1985.
- /Gg.4/ - W.A.Gambling s.a. - "Field deformation in curved single-mode fibres" - Electr.Letters, vol.14, no.5, pp.130-32, 1978.
- /Gg.5/ - W.A.Gambling s.a. - "Propagation characteristics of curved optical fibres" - Trans of IEE, vol.B61, no.3, pp.159-201, 1978.
- /Gy.1/ - A.Gray s.a. - "A treatise on Bessel function and their applications to physics" - Dover publ.Inc., New York, 1966.
- /Ge.1/ - D.Gloge s.a. - "Optical fiber and preparation for low-loss splices" - DTJ, vol.52, no.9, pp.1581-88, 1973.
- /Ge.2/ - D.Gloge - "Reducing loss in multimode fibers with graded and ungraded core index" - Appl.Opt., vol.11, no.11, pp.2506-13, 1972.
- /hl.1/ - I.J.hall - "Detector for an optical-fiber acoustic sensor using dynamic holographic interferometry" - Opt.Letters, vol.5, no.11, pp.323-36, 1980.
- /hr.1/ - G.L.hocker - "Fiber-optic acoustic sensors with increased sensitivity by use of composite structures" - Opt.Letters, vol.4, no.10, pp.320-21, 1979.
- /He.1/ - G.L.howe s.a. - "Reflection based fiber-optic displacement sensor" - Techn.digest, Opt.fiber comm/Opt.fiber sensor, Opt.Soc. of America, Washington D.C., pp.17-26, 1988.
- /Ia.1/ - I.Inaba - "Optical remote sensing of environmental pollution and danger by molecular species using low-loss optical fiber network system" - in vol.Opt.and laser remote sensing" - Springer Verlag, Berlin, pp.280-298, 1983.
- /Ii.1/ - M.Imai s.a. - "Fiber-optic Michelson interferometer using an optical power divider" - Opt.Letters, vol.24, no.10, pp.1233-6, 1983.
- /Jn.1/ - D.A.Jackson - "Monomode optical fibre interferometers for precision measurement" - J.Phys.: Sci.instrum., vol.18, pp.17-34, 1985.
- /Jn.2/ - D.A.Jackson - "A prototype digital phase tracker for fibre interferometer" - J.Phys.: Sci.instrum., vol.14, pp.1274-78, 1981.

- /Jn.3/ - D.A.Jackson s.a. - "Elimination of drift in a single-mode optical fiber interferometer using a piezoelectrically stretched coiled fiber" - Appl.Optics vol.19, no.17, pp.2926-29, 1980.
- /Jn.4/ - D.A.Jackson s.a. - "Measurement of small phase shifts using a single mode optical-fiber interferometer" - Opt. Letters, vol.5, no.4, pp.139-41, 1979.
- /Ka.1/ - K.Kyuma s.a. - "Development of fibre optic sensing systems - A review" - in vol."Opt.and lasers in engineering" Appl.science Publishers Ltd., 1982.
- /Ka.2/ - Kyuma K. s.a. - "Fiber-optic instrument for temperature measurement" - IEEE J.of Quant. Electronics, QE-18, no.4, pp.676-79, 1982.
- /Ka.3/ - K.Kyuma s.a. - "Fiber-optic voltage sensor using electro-optic Bi12GeO20 single crystal" - Proc.of the 2th sensor symposium, pp.33-37, 1982.
- /Ka.4/ - K.Kyuma s.a. - "Fiber-optic measuring system for electric current using a magneto-optic sensor" - IEEE J.of Q.E., QE-18, no.10, pp.1619-23, 1982.
- /Ka.5/ - K.Kyuma s.a. "Fiber-optic current and voltage sensors using a Bi12GeO20 single crystal" - IEEE J.of Light. Tech., Lt.1, no.1, pp.93-97, 1983.
- /Kn.1/ - D.A.Krohn - "Fiber optic sensors? Phase modulation" - Ph Spectra, feb.1987, pp.61-64.
- /Kn.2/ - D.A.Krohn s.a. - "Fiber optic invade process control" - Ph Spectra, febr.1984, pp.51-57.
- /Kt.1/ - K.Kitt s.a. - "Fiber and integrated monomod sensors: A review" - Laser und optoelektronik nr.1, pp.17-30, 1984.
- /Kw.1/ - Y.Kitagawa s.a. - "Fiber-optic sensor for distance and velocity measurements using speckle dynamics" - Appl. Optics, vol.24, no.7, pp.955-59, 1982.
- /Km.1/ - B.Y.Kim s.a. - "Analysis and measurement of birefringence in single-mode fibers using the back scattering method" - Opt.Letters, vol.5, no.11, pp.635-37, 1981.
- /Lx.1/ - L.Lamouroux s.a. - "Polarization effect in optical fiber ring resonators" - Opt.Letters, vol.7, no.8, pp.391-93, 1982.

- /Ln.1/ - L.Lewin - "Radiation from curved dielectric slabs and fibers" - IEEE Trans.on M.T.T., MTT-22, no.7, pp.718-27, 1974.
- /Lm.1/ - D.K.W.Lam g.a. - "Dispersion cancellation using optical-fiber filters" - Opt.Letters, vol.7, no.6, pp.291-93, 1982.
- /Mi.1/ - M.Martinelli - "High-noise-rejection filter-optic probe for interferometric applications" - Opt.Letters, vol.7, no.4, pp.189-91, 1982.
- /Mi.2/ - M.Martinelli g.a. - "Interferometric michelson type optical-filter sensor: comparison between phase-modulation and frequency modulation detection" - J.opt.Tec.of Am.-A, vol.2, no.4, pp.603-9, 1985.
- /Mu.1/ - A.Mihăescu - "Fibre optice pentru transmiterea informației" - Referat nr.1, Timișoara, 1987.
- /Mu.2/ - A.Mihăescu - "Fibre optice în tehnica măsurării" - Referat nr.2, Timișoara, 1987.
- /Mu.3/ - A.Mihăescu - "Senzori cu fibre optice și aplicațiile lor" - Rev.Tehnic 2000, Timișoara, 1986, pp.67-70.
- /Mu.4/ - A.Mihăescu - "Single - Mode Optical Fibre Antennas" - Proceedings of TCO-15- Garmisch - Partenkirchen, FRG, 1990.
- /Mu.5/ - A.Mihăescu - "Modularea luminii în senzori cu fibre optice" - Sesiunea Tehnic 2000 Timișoara, 1986, pp.70-73.
- /Mu.6/ - A.Mihăescu - "Senzori interferometrici cu fibre optice monomod" - Sesiunea Tehnic 2000, Timișoara, 1986, pp.74-76.
- /Mu.7/ - A.Mihăescu - "Traductoare cu fibre optice multimod" Sesiunea Tehnic 2000, Timișoara, 1987, pp.33-35.
- /Mu.8/ - A.Mihăescu - "Analiza numerică prin metoda elementelor vectoriale finite a câmpului electromagnetic în ghidurile de undă dielectrice" - Sesiunea Tehnic 2000, Timișoara, 1987, pp.231-35.
- /Mu.9/ - A.Mihăescu - "Modulația intensității luminii prin microbending și deformarea eliptică în TFO" - Sesiunea Tehnic 2000, Timișoara, 1987, pp.83-85.
- /Mu.10/- A.Mihăescu - "Fibre optice cu păstrarea polarizării și aplicațiile lor în domeniul senzorilor" - Sesiunea Tehnic 2000, Timișoara, 1989, pp.53-56.

- /Mu.11/- A.Mihăescu - "Tehnici referențiale în sistemele de măsură cu senzori cu FO și modulație în intensitate" - Simp. Tehnic 2000, Timișoara, 1989, pp.56-59.
- /Mu.12/- A.Mihăescu - "Senzori cu FO monomod pentru măsurarea cîmpului magnetic" - Simp."Eficiență și rentabilizare în proiectare, fabricație și exploatare a aparatelor electrice"-Timișoara, 1989, pp.43-47.
- /Mr.1/ - B.A.Marcatili ș.a. - "Improved relations describing directional control in electromagnetic wave guidance" - B.S.T.J., sept.1969, pp.2161-87.
- /Mr.2/ - B.A.Marcatili - "Bends in optical dielectric guides" - B.S.T.J., sept.1969, pp.2103-2132.
- /Me.1/ - D.Marcuse - "Theory of dielectric optical wave guides" - Academic Press, New York, 1974.
- /Me.2/ - D.Marcuse - "Curvature loss formula for optical fibers" - J.Opt.Soc.Am., vol.66, no.3, pp.216-20, 1976.
- /Me.3/ - D.Marcuse - "Field deformation and loss caused by curvature of optical fibers" - J.Opt.Soc.Am., vol.66, no.4, pp.311-19, 1976.
- /Me.4/ - D.Marcuse - "Light transmission optics" - Van Nostrand Reinhold Comp., New York, 1972.
- /Mi.1/ - K.K.Mei - "On the integral equation of thin wire antennas" IEEE Trans.on Anten.and Propag. - AP-12, pp.374-78, 1964.
- /Ma.1/ - M.Nakazawa ș.a. - "Measurement of polarization mode coupling along a polarization - maintaining optical fiber using a backscattering technique" - Opt.Letters, vol.8, no.10, pp.546-49.
- /An.1/ - E.G.Neumann ș.a. - "Radiation from bends in dielectric rod transmission lines" - IEEE Trans.on M.T.T., MTT-23, no.1, pp.142-49, 1969.
- /Nu.1/ - E.Nicolau ș.a. - "Antene active și adaptive" - Edit.Academiei, București, 1983.
- /Nu.2/ - E.Nicolau - "Radiația electromagnetică" - Edit.Academiei, București, 1973.
- /Nu.3/ - E.Nicolau - "Antene și propagare" - B.D.T. București, 1982.
- /On.1/ - G.Ovren ș.a. - "New opportunities with fibre-optic measurement" - Ph.Spectra, oct.1985, pp.199-206.
- /On.2/ - G.Ovren ș.a. - "A sistem for temperature measurements using fiber optics"-GEE-83, - Japan, pp.285-88.

- /Ps.1/ - Photonics Spectra - "Special report on photonics" - 1h. Spectra, sept.1990, pp.50-51.
- /Pl.1/ - H.Paul s.a. - "A fiber optic evanescent field absorption sensor" - Techn.digest Opt.commun./Opt.fiber sensors, Opt.Soc.of America, Washington, D.C., 1988, pp.27-38.
- /Phs.1/- R.Phillips - "Proposed fiber-optic acoustical probe" - Opt.Letters, vol.5, no.11, pp.310-13, 1980.
- /Pos.1/- C.h.Popas - "Theory of electromagnetic wave propagation" - Mc.Graw-Hill Book Comp., N.Y., 1965.
- /Ep.1/ - E.Pop, V.stoica - "Principii și metode de măsurare numerică" - Edit.Facla, Timișoara, 1977.
- /Ep.2/ - E.Pop, V.stoica s.a. - "Tehnici moderne de măsurare" - Edit.Facla, Timișoara, 1983.
- /Ep.3/ - E.Pop, T.kaforniță, V.Tiponut, A.Mihăescu, L.Toma - "Metode în prelucrarea numerică a semnalelor"-vol.1, Edit.Facla, Timișoara, 1986.
- /Ep.4/ - E.Pop, T.kaforniță, V.Tiponut, A.Mihăescu, L.Toma - "Metode în prelucrarea numerică a semnalelor" - vol.2, Edit.Facla, Timișoara, 1989.
- /Rt.1/ - R.h.Robert - "The future of fiber optics in instrumentation and measurement" - Proc.of IEEE Instrum. and measurement tech. Conference, march 25-27, 1986, Boulder, Colorado, pp.2-5.
- /hw.1/ - T.T.haw s.a. - "An in line fiber optic contamination monitor for the characterization of suspended materials in fluid systems" - Tech.digest, Opt.fiber commun./Opt.fiber sensors, Opt.Soc.of America, Washington D.C., 1988, pp.143-49.
- /Rh.1/ - S.C.hasleigh - "Magnetic field sensing with a single-mode fiber" - Opt.Letters, vol.6, no.5, pp.26-29, 1981.
- /Rh.2/ - S.C.hasleigh - "Wavelength dependence of birefringence in highly birefringent fibers" - Opt.Letters, vol.7, no.6, pp.294-296, 1982.
- /Rh.3/ - S.C.hasleigh s.a. - "Polarization mode dispersion in single mode fibers" - Opt.Letters, vol.3, no.2, pp.60-62, 1978.
- /Rh.4/ - S.C.hasleigh s.a. - "Polarization holding in birefringent single-mode fibers" - Opt.Letters, vol.7, no.1, pp.11-14, 1982.

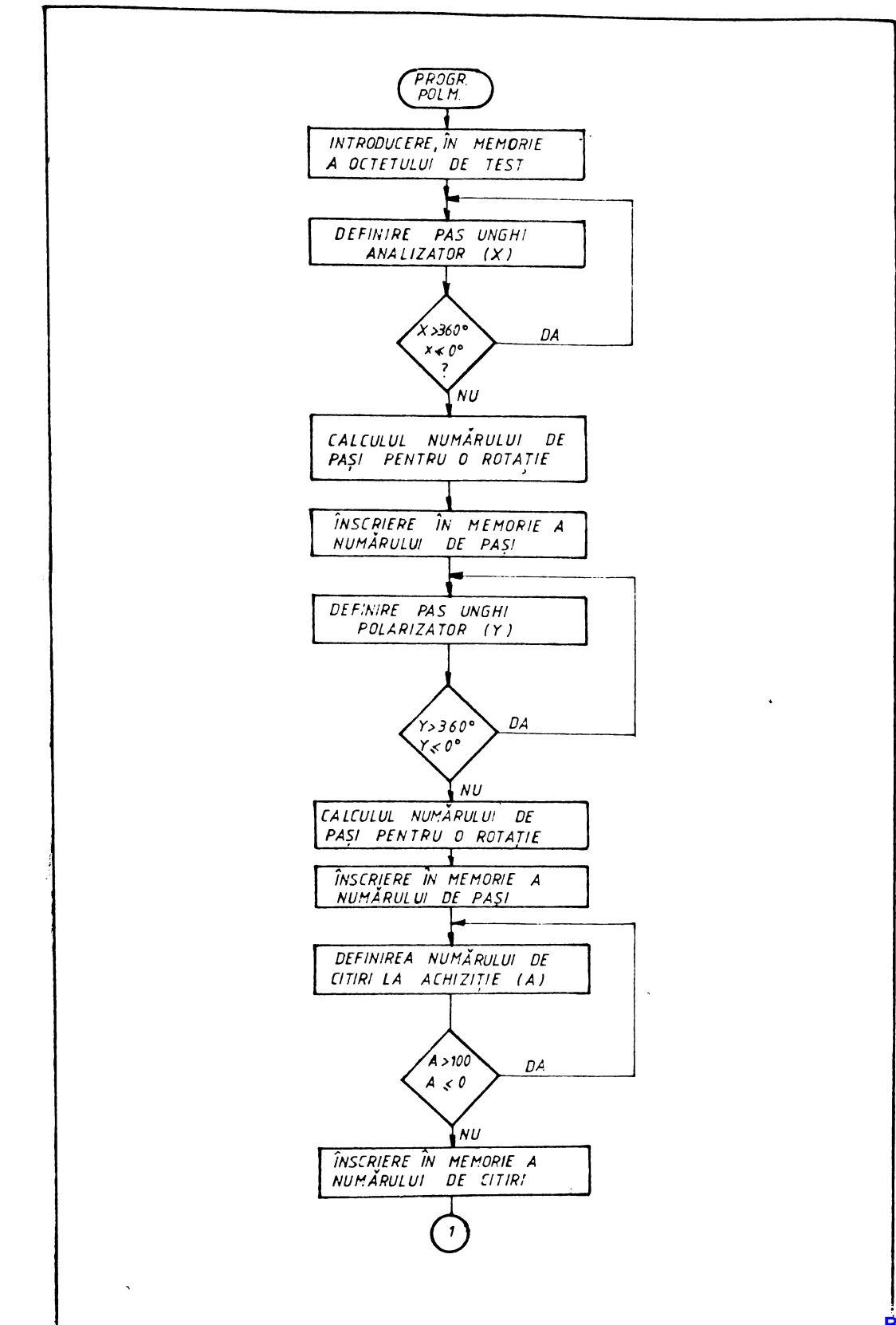
- /ke.1/ - M.D.Rourke - "Measurement loss of a single microbend"  
- Opt.Letters, vol.6, no.9, pp.440-444, 1981.
- /kn.1/ - Z.B.Ken s.a. - "Temperature dependence of bend and twist induced birefringence in a low birefringence fiber" - Opt. Letters, vol.13, no.1, pp.62-64, 1988.
- /kn.2/ - Z.B.Ken s.a. - "Linear birefringence measurement in single mode optical fibre with circularly polarised input light" - J.Phys.E: Sci.Instr., vol.18, pp.859-62, 1985.
- /ku.1/ - M.Housseau s.a. - "Microbending loss of multimode square-low fibres: A ray theory" - Electron.Letters, vol.13, no.9, pp.265-67, 1977.
- /kpr.1/- K.Spanner s.a. - "Optical multimode fiber sensors: A review" - Laser and optoelektronik nr.1, pp.226-34, 1981.
- /kr.1/ - A.W.Snyder, J.B.Love - "Optical waveguide theory" - Chapman and Hall, London, 1983.
- /kr.2/ - A.W.Snyder s.a. - "Radiation from bent optical waveguides" - Electr.Letters, vol.11, no.15, pp.332-333, 1975.
- /ka.1/ - H.Takahara - "Fiber gyroscope using a polarization maintaining optical fiber coupler" - Proc.of UO-15, Garmisch-Partenkirchen, FRG, 1990, pp.487-88.
- /tr.1/ - C.D.Taylor - "Electromagnetic scattering from arbitrary configuration of wires" - IEEE Trans.on anten.propag., AP-17, pp.682-83, 1969.
- /tr.2/ - C.D.Taylor s.a. - "On thin wire multiturn loop antennas" IEEE Trans on anten. and propag., AP-22, pp.407-13, 1974.
- /tg.1/ - C.H.Tang - "Input impedance of arc antennas and short helical radiators" - IEEE Trans.on anten.and propag. AP-11, pp.1-9, 1963.
- /ti.1/ - S.Tai s.a. - "Optical acceleration sensors" - Proc.of 1st sensor symp., Japan, pp.255-59, 1981.
- /ti.2/ - S.Tai s.a. - "Fiber-optic acceleration sensor based on the photoelastic effect" - Appl.Optics, vol.22, no.11, pp.1774-1774, 1983.
- /uh.1/ - R.Ulrich s.a. - "Bending induced birefringence in single-mode fibers" - Opt.Letters, vol.5, no.6, pp.273-75, 1980.
- /uh.2/ - R.Ulrich s.a. - "Polarization optics of twisted single-mode fibers" - Appl.Optics, vol.18, no.13, pp.2241-51, 1979.

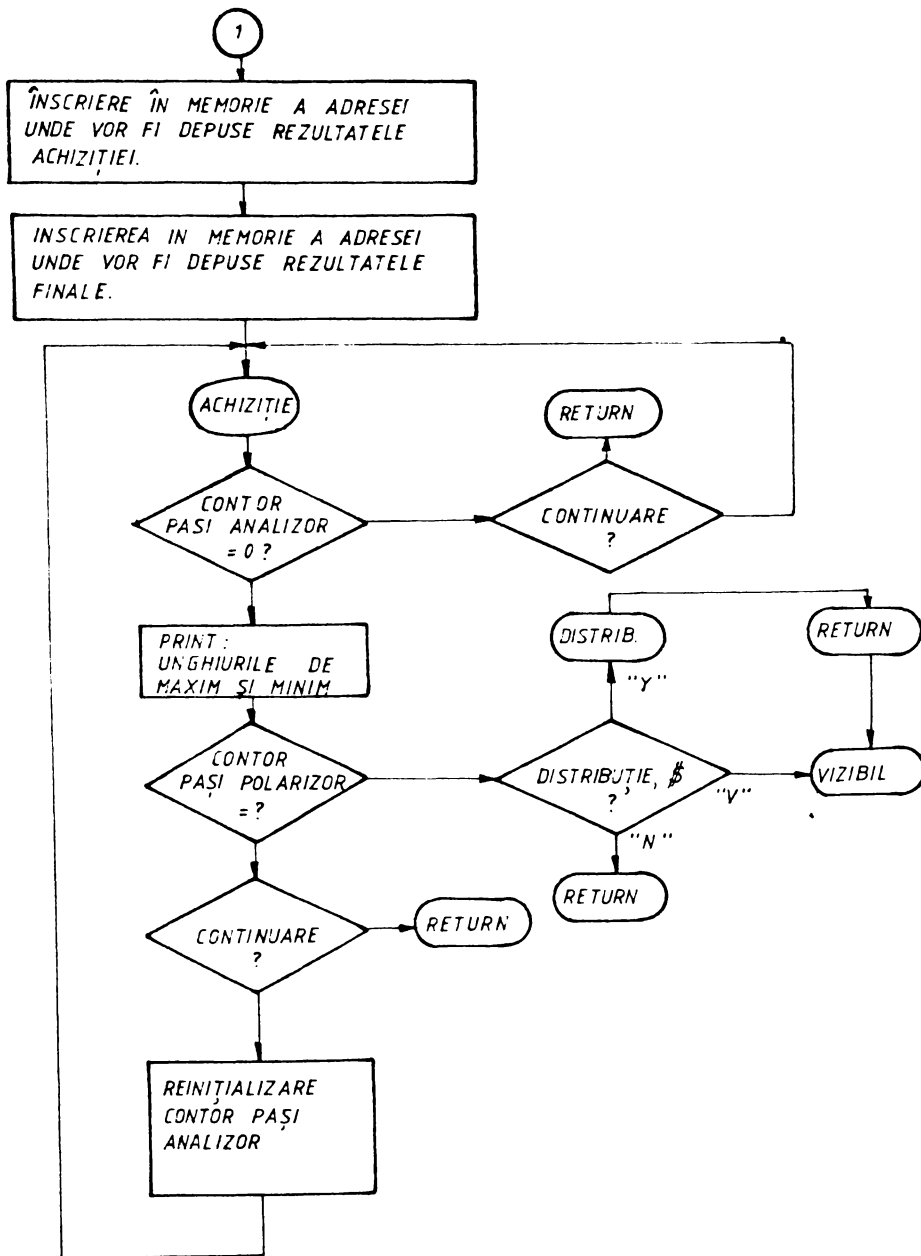
- /Vb.1/ - E.J.Vinraub - "Fiber optics in machine vision" - Ph. Spectra, June, pp.57-63.
- /Vo.1/ - C.Vassallo - "Curvature effects on leaky modes in weakly guiding optical fibres" - Opt.and Quant.Electr., QE17, pp.411-26, 1985.
- /Vo.2/ - C.Vassallo - "Curvature induced oscillations of the loss of leaky modes in optical fibers: A ray analysis" - Appl. Scient. Res., no.41, pp.315-24, 1984.
- /Vo.3/ - C.Vassallo - "Perturbation of a LP mode of an optical fibre by a quasi-degenerate field: A simple formula" - Opt. Quant.Electr.17, pp.201-205, 1985.
- /Vo.4/ - C.Vassallo - "Curvature effects on leaky modes in weakly guiding optical fibers" - Opt.Quant.Electr.17, pp.411-26, 1985.
- /Vo.5/ - C.Vassallo - "Scalar Field theory and 2-D ray theory for bent single-mode weakly guiding optical fibers" - J. of Light.Tech., LT-3, no.2, pp.416-423, 1985.
- /We.1/ - I.A.White - "Radiation from bends in optical waveguides: The volume current method" - Micr.opt.and acous., vol.3, no.5, pp.188-89, 1979.
- /Yn.1/ - Y.Yen s.a. - "Birefringent optical filters in single-mode fiber" - Opt.Letters, vol.6, no.6, pp.278-80.
- /Yt.1/ - K.C.Youngquist s.a. - "Birefringent fiber polarization Coupler" Opt.Letters, vol.7, no.8, pp.391-93, 1982.

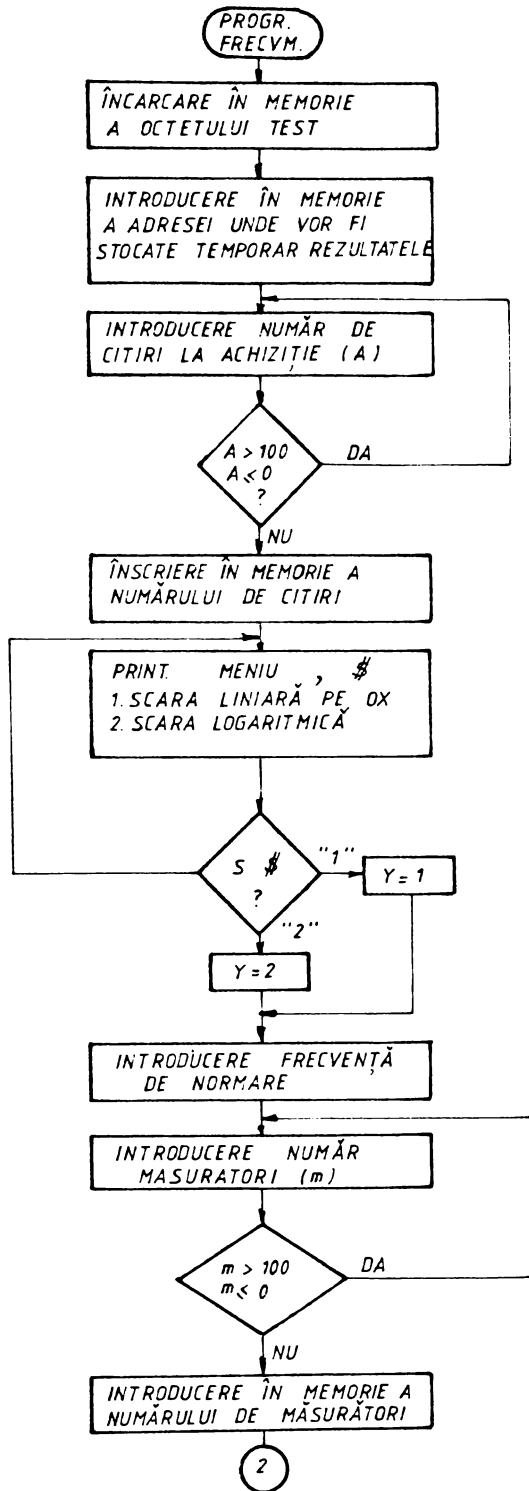


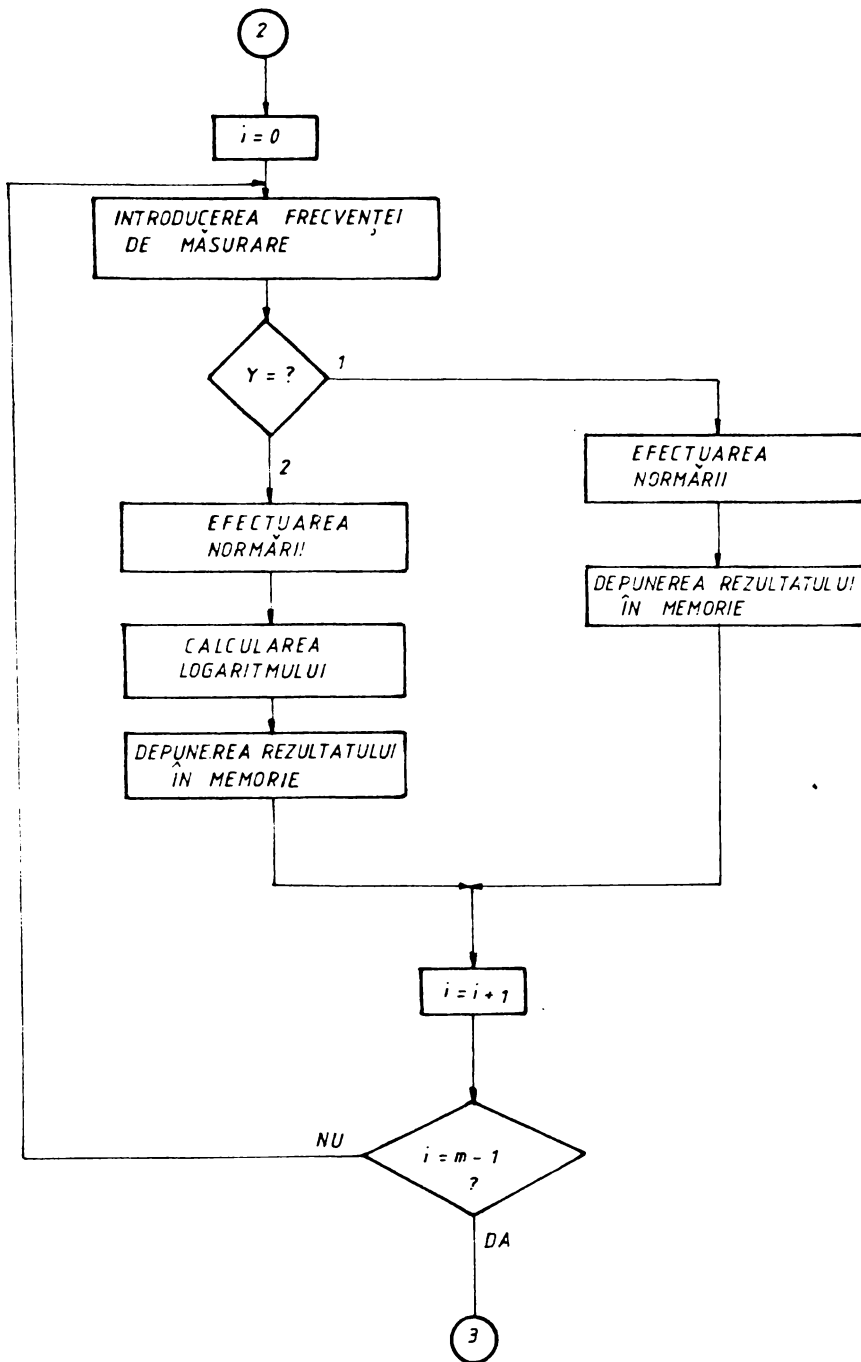
**A N E X E**  
\*\*\*\*\*



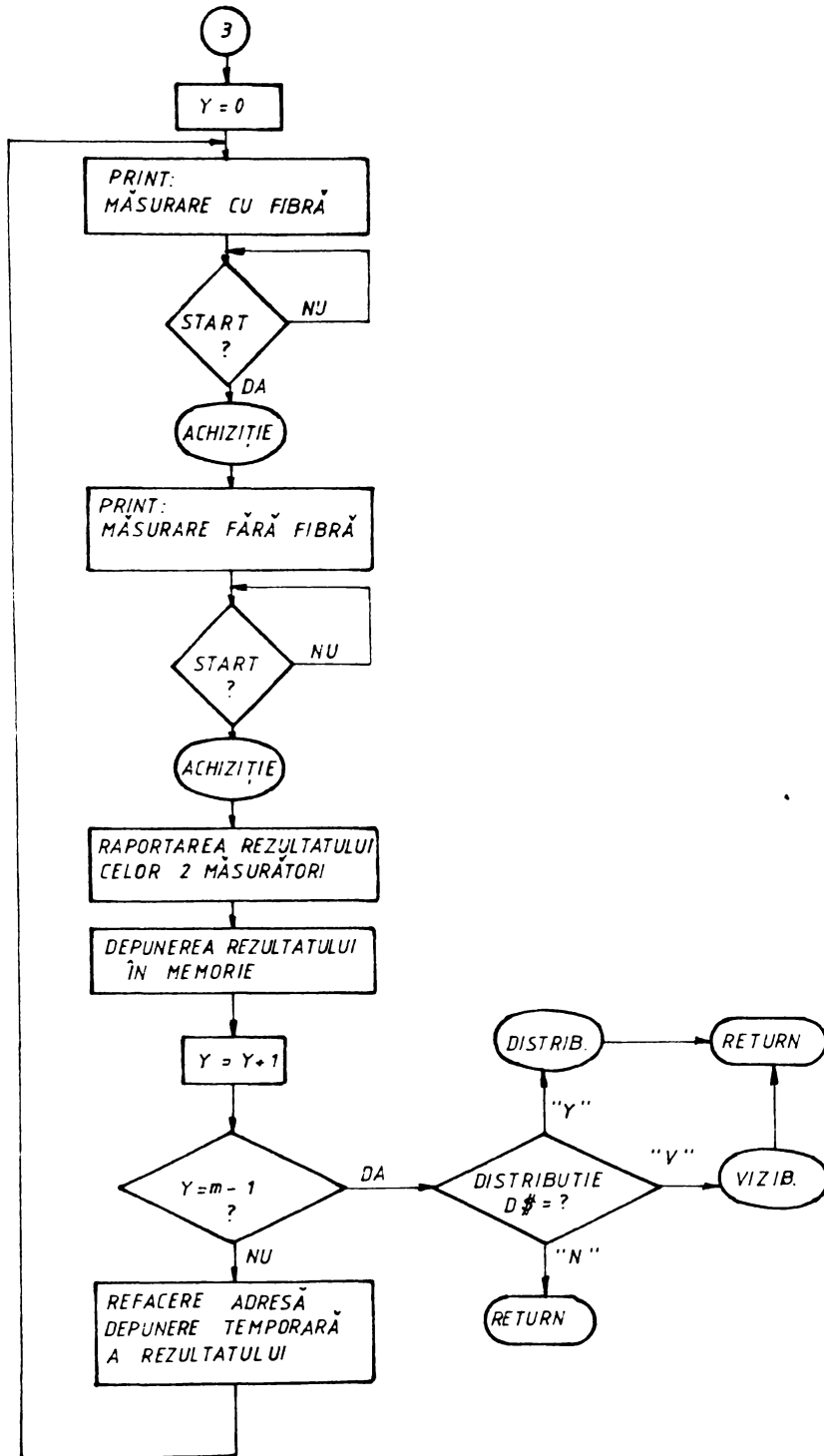




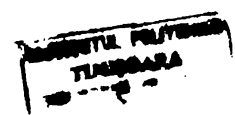


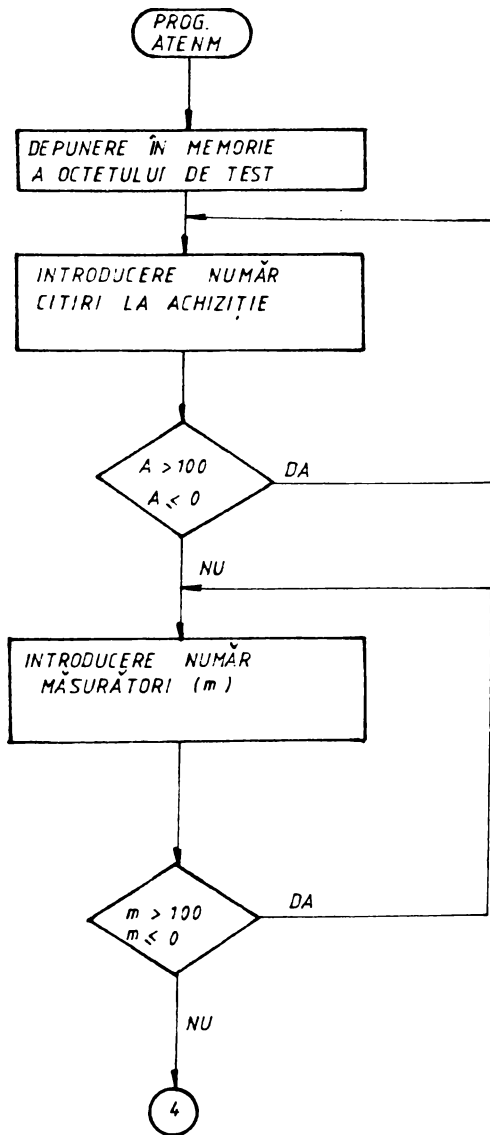


1.2

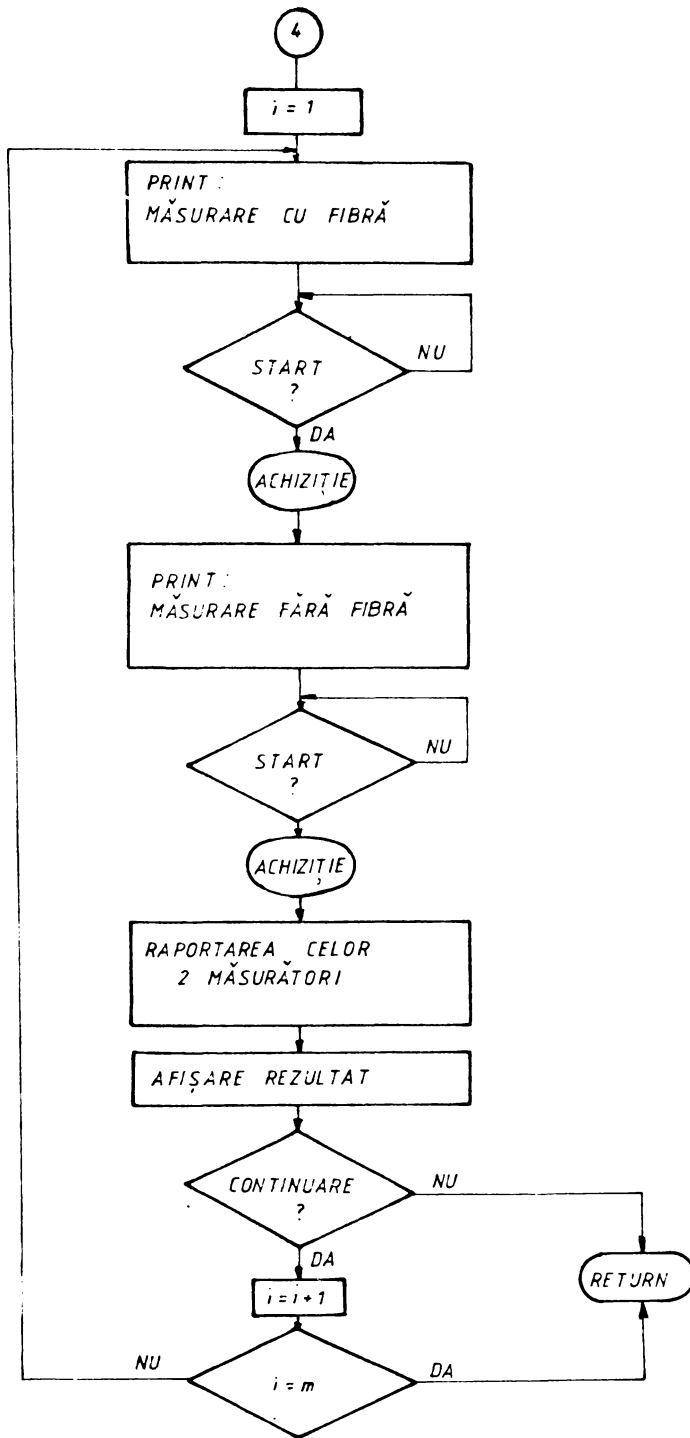


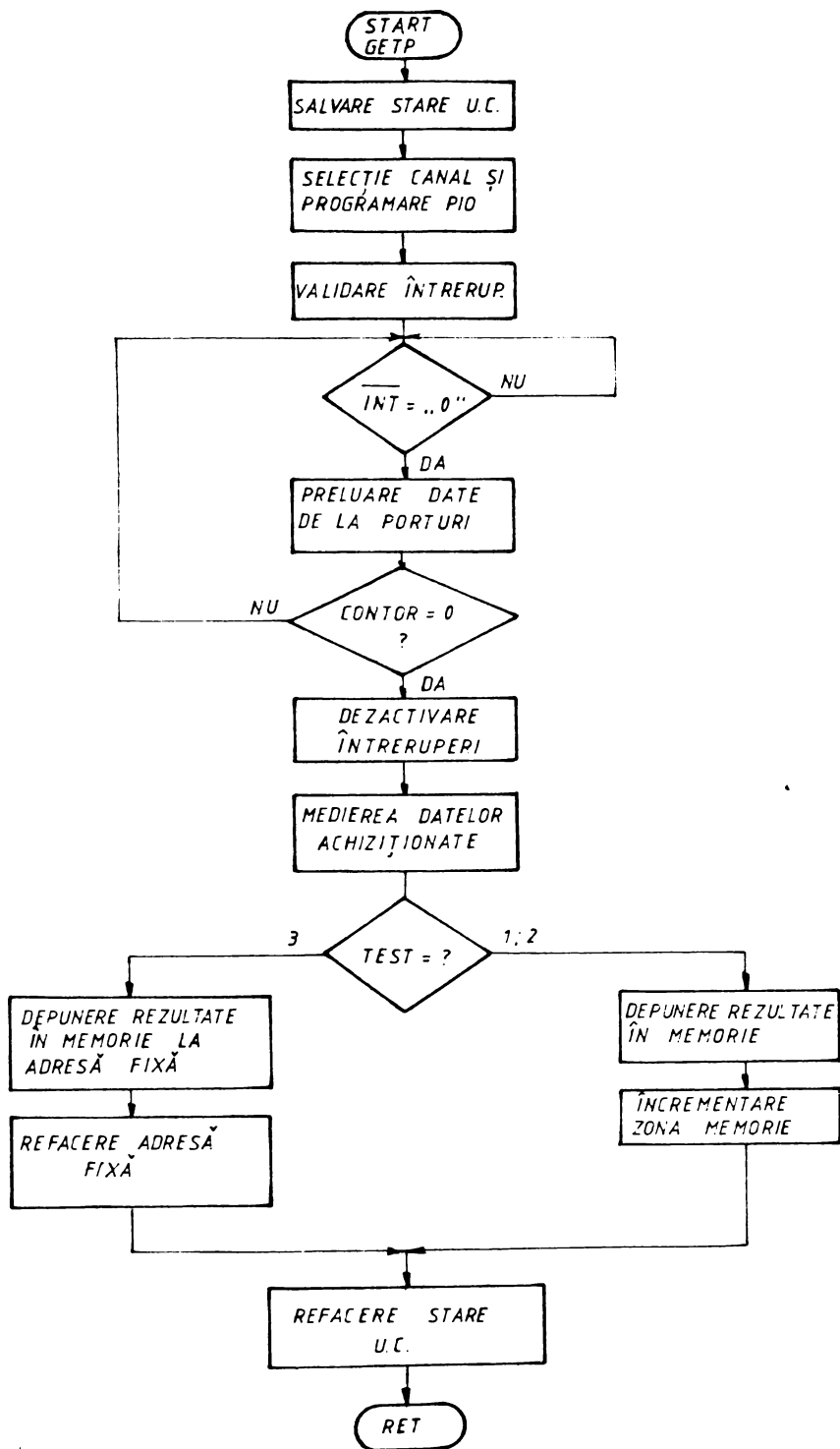
63

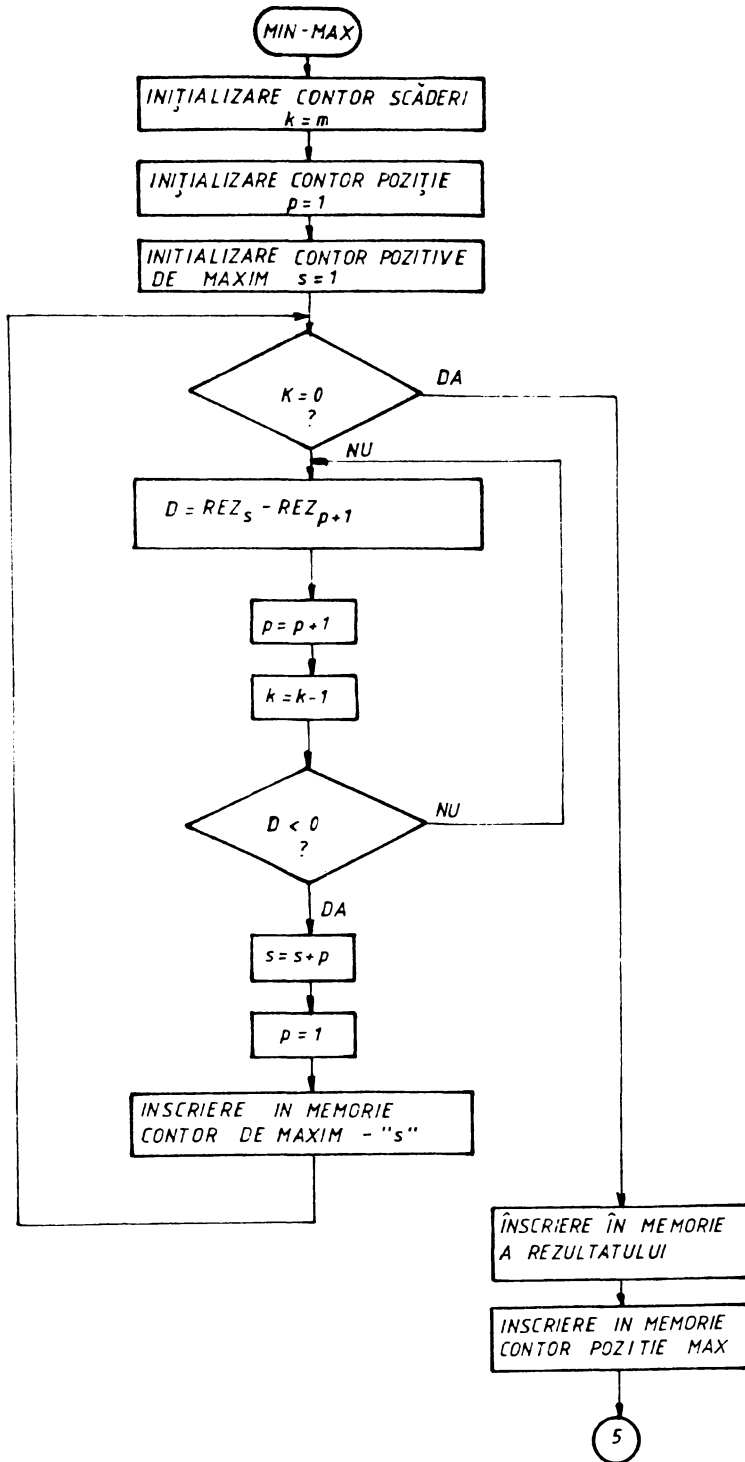


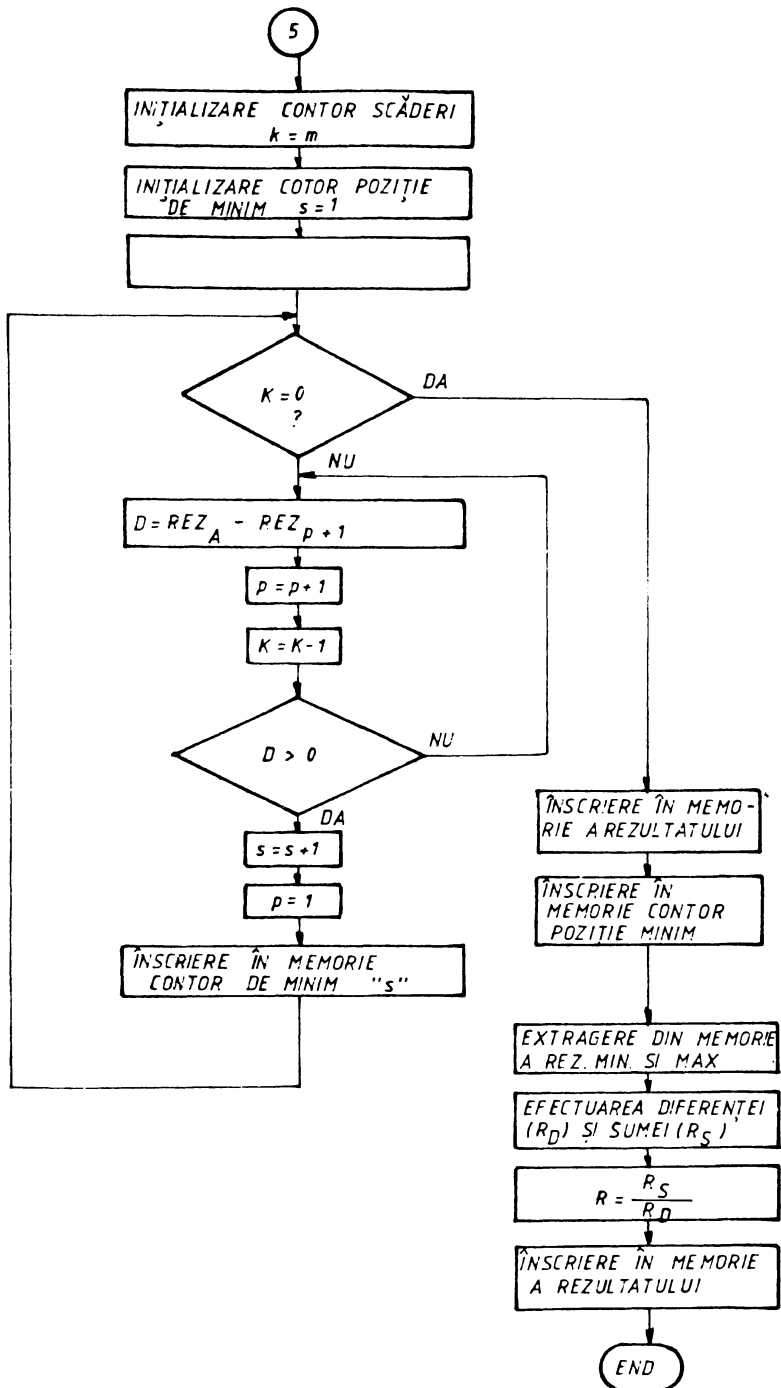


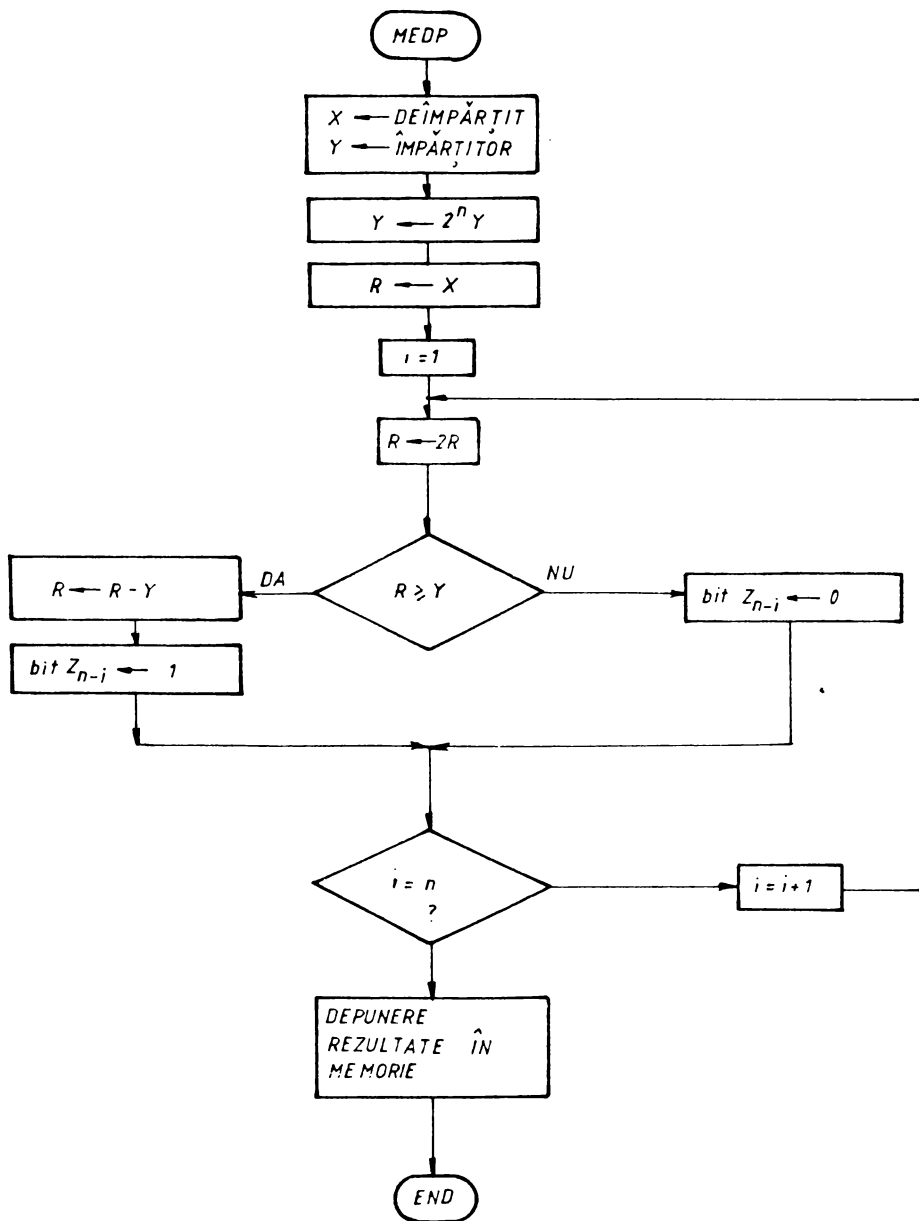












$$X = 17 \qquad 17 = 3 \cdot 5 + 2$$

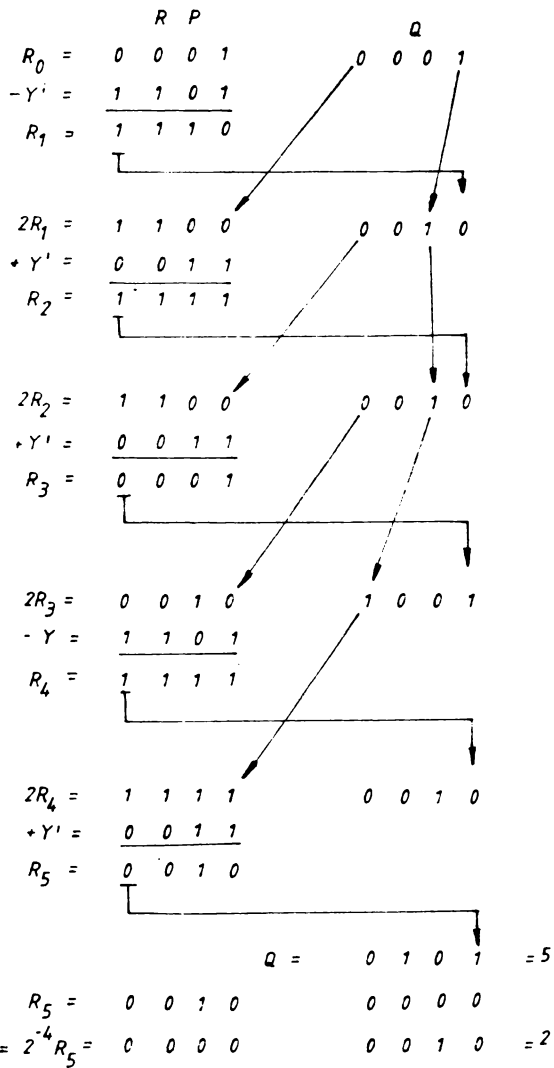
$$Y = 3$$

$$X = \begin{matrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{matrix}$$

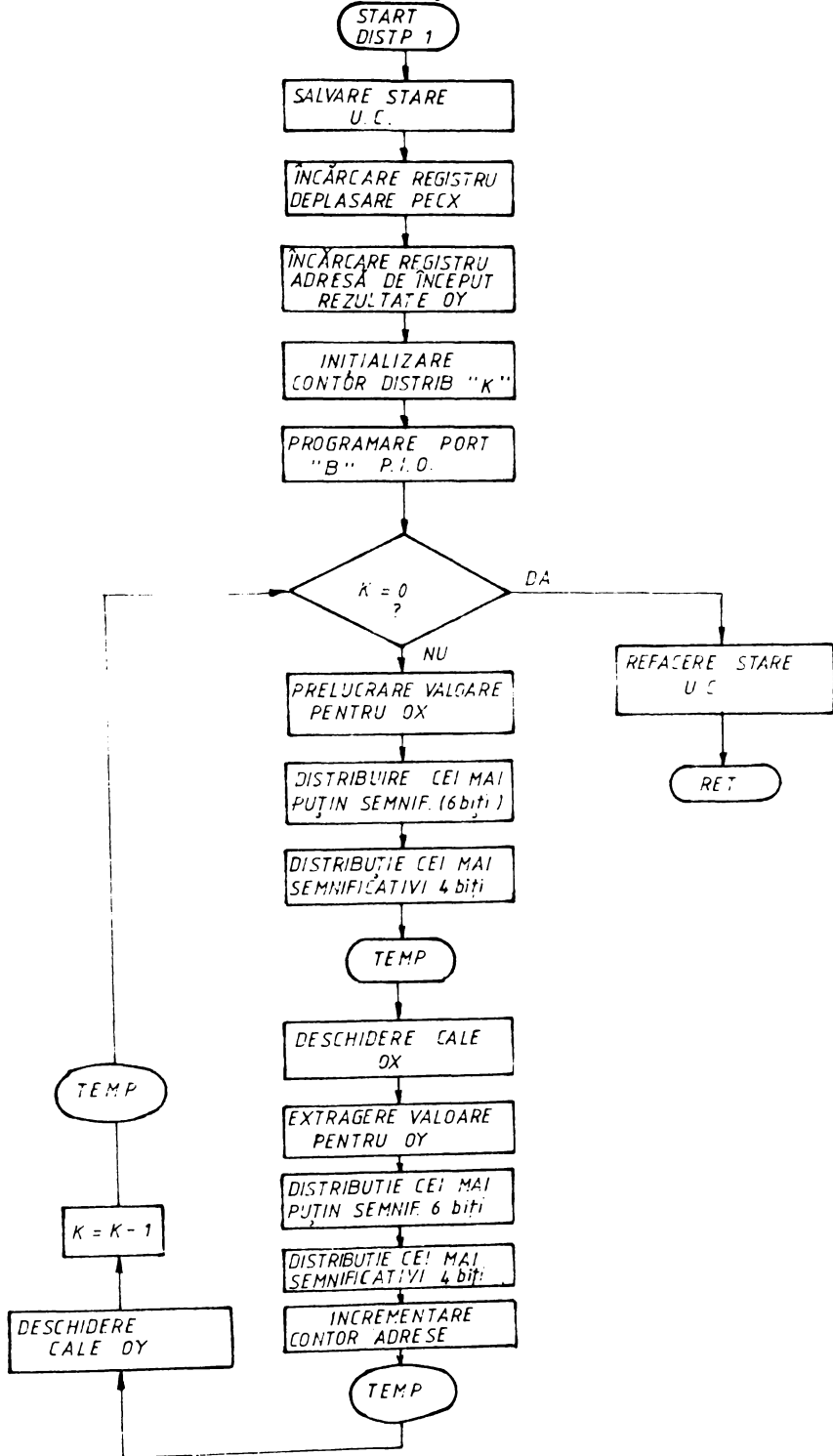
$$Y = \begin{matrix} 0 & 0 & 1 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{matrix}$$

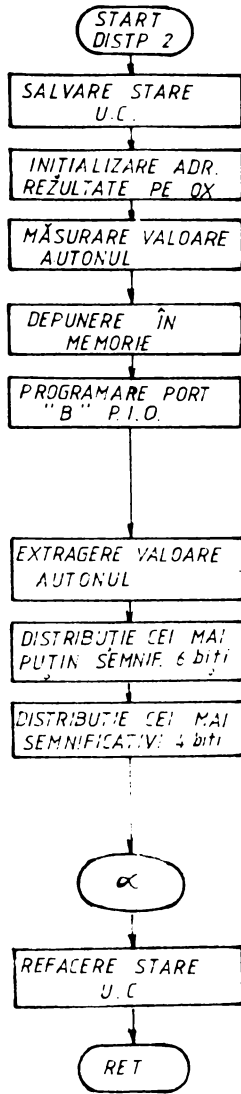
$$Y' = 2^4 Y = \begin{matrix} 0 & 0 & 1 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{matrix}$$

$$-Y = \begin{matrix} 1 & 1 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{matrix}$$



Anexa 2 g.







ANEXA 2a

PROGRAME PRINCIPALE

```
10 BORDER 0: BRIGHT 1: PAPER 0: INK 7: CLS
20 PRINT "Masurare fibre optice"
30 INPUT "Nr. canal intrare (0-15)=" ,NC
40 IF NC=0 THEN POKE 45055,0: GO TO 210
50 IF NC=1 THEN POKE 45055,4: GO TO 210
60 IF NC=2 THEN POKE 45055,8: GO TO 210
70 IF NC=3 THEN POKE 45055,12: GO TO 210
80 IF NC=4 THEN POKE 45055,16: GO TO 210
90 IF NC=5 THEN POKE 45055,20: GO TO 210
100 IF NC=6 THEN POKE 45055,24: GO TO 210
110 IF NC=7 THEN POKE 45055,28: GO TO 210
120 IF NC=8 THEN POKE 45055,32: GO TO 210
130 IF NC=9 THEN POKE 45055,36: GO TO 210
140 IF NC=10 THEN POKE 45055,40: GO TO 210
150 IF NC=11 THEN POKE 45055,44: GO TO 210
160 IF NC=12 THEN POKE 45055,48: GO TO 210
170 IF NC=13 THEN POKE 45055,52: GO TO 210
180 IF NC=14 THEN POKE 45055,56: GO TO 210
190 IF NC=15 THEN POKE 45055,60: GO TO 210
200 PRINT "ERROR": GO TO 30
205 PRINT
210 PRINT "          MENUU"
220 PRINT "A-Masurarea polarizarii-POLM"
230 PRINT "B-Masurarea caracteristicii de frecventa-FRECVM"
240 PRINT "C-Masurarea atenuarii-ATENM"
250 INPUT "Optiune?" ,o$
260 IF o$="a" THEN GO SUB 300
270 IF o$="b" THEN GO SUB 960
280 IF o$="c" THEN GO SUB 1460
285 STOP
300 CLS : POKE 45054,1
310 INPUT "Pas unghi polarizor=" ,x
320 IF x>360 THEN PRINT "DEPASIRE": GO TO 310
330 IF x<=0 THEN PRINT "ERROR": GO TO 310
340 LET a=INT (360/x): LET b=INT (a/256)
350 LET c=a-256*b
360 POKE 45050,c: POKE 45051,b
370 POKE 45052,c: POKE 45053,b
380 INPUT "Pas unghi analizor=" ,y
390 IF y>360 THEN PRINT "DEPASIRE": GO TO 380
400 IF y<0 THEN PRINT "ERROR": GO TO 380
410 LET a=INT (360/y): LET b=INT (a/256)
420 LET c=a-256*b
430 POKE 45046,c: POKE 45047,b
440 POKE 45048,c: POKE 45049,b
450 INPUT "Nr. citiri la achizitie=" ,a
460 IF a<=0 THEN PRINT "ERROR": GO TO 450
470 IF a>100 THEN PRINT "DEPASIRE": GO TO 450
480 POKE 45042,a: POKE 45044,a
490 LET z=47700
```

```
500 LET a=INT (z/256)
510 LET b=z-256*a
520 POKE 45038,b: POKE 45039,a
530 POKE 45040,b: POKE 45041,a
540 LET q=48440
550 LET a=INT (q/256): LET b=q-256*a
560 POKE 45034,b: POKE 45035,a
570 POKE 45036,b: POKE 45037,a
580 INPUT "Porniti?-y,n",p$
590 IF p$="y" THEN GO TO 620
600 IF p$="n" THEN GO TO 950
610 PRINT "ERROR": GO TO 580
620 RANDOMIZE USR 45056
630 LET a=(256*PEEK 45049)+PEEK 45048
640 LET a=a-1: IF a=0 THEN GO TO 720
650 LET b=INT (a/256): LET c=a-256*b
660 POKE 45048,c: POKE 45049,c
670 PRINT "Modificati unghiul la analizor"
680 INPUT "Continuati?-y,n",c$
690 IF c$="y" THEN GO TO 620
700 IF c$="n" THEN GO TO 950
710 PRINT "ERROR": GO TO 680
720 RANDOMIZE USR 45489
730 LET a=(256*PEEK 45033)+PEEK 45032
740 LET b=(256*PEEK 45031)+PEEK 45030
750 LET c=a*y
760 LET d=b*y
770 PRINT "Unghiurile pentru analizor sint:"
780 PRINT "a(max)=";c
790 PRINT "a(min)=";d
800 PRINT "Modificati unghiul la polarizor"
810 LET a=PEEK 45038: POKE 45040,a
820 LET b=PEEK 45039: POKE 45041,b
830 LET a=PEEK 45046: POKE 45048,a
840 LET b=PEEK 45047: POKE 45049,b
850 LET a=(256*PEEK 45053)+PEEK 45052
860 LET a=a-1: IF a=0 THEN GO TO 900
870 LET b=INT (a/256): LET c=a-256*b
880 POKE 45052,b: POKE 45053,c
890 GO TO 580
900 INPUT "Distributie?-y,n",d$
910 IF d$="y" THEN GO TO 940
920 IF d$="n" THEN GO TO 950
930 PRINT "ERROR": GO TO 900
940 RANDOMIZE USR 45756
950 RETURN
960 CLS : POKE 45054,2
970 POKE 45040,64: POKE 45041,186
980 INPUT "Nr. citiri la achizitie=",a
990 IF a>100 THEN PRINT "DEPASIRE": GO TO 980
1000 IF a<=0 THEN PRINT "ERROR": GO TO 980
1010 POKE 45042,a: POKE 45044,a
```

```
1020 PRINT "Tip scara pentru axa OX"
1030 PRINT "1-liniara"
1040 PRINT "2-logaritmica"
1050 INPUT "Optiune?",y
1060 IF y=1 THEN GO TO 1090
1070 IF y=2 THEN GO TO 1090
1080 PRINT "ERROR": GO TO 1050
1090 INPUT "Frecventa de normare=",x
1100 INPUT "Nr. de masurari=",m
1110 IF m<=0 THEN PRINT "ERROR": GO TO 1100
1120 IF m>100 THEN PRINT "DEPASIRE": GO TO 1100
1130 POKE 45029,m
1140 FOR i=0 TO m-1
1150 INPUT "Frecventa de masurare=",f
1160 IF y=1 THEN GO SUB 1270
1170 IF y=2 THEN GO SUB 1410
1180 NEXT i
1190 FOR j=0 TO m-1
1200 INPUT "Masurare cu fibra optica",p$
1210 RANDOMIZE USR 45056
1220 INPUT "Masurare fara fibra optica",r$
1230 RANDOMIZE USR 45056
1240 LET s=((256*PEEK 47681)+PEEK 47680)/((256*PEEK 47683)+PEEK 47682)
1250 LET p=INT (s/256): LET t=s-256*p
1260 POKE 48440+2*m,t
1270 POKE 48441+2*m,p
1280 LET a=PEEK 45040
1290 POKE 45040,a-4
1300 NEXT j
1310 INPUT "Distributie?-y,n",d$
1320 IF d$="n" THEN GO TO 1360
1330 IF d$="y" THEN GO TO 1350
1340 PRINT "ERROR": GO TO 1340
1350 RANDOMIZE USR 45943
1360 RETURN
1370 LET a=INT ((f/x)/256): LET b=INT (f/x)-a*256
1380 POKE 47700+2*i,b
1390 POKE 47701+2*i,a
1400 RETURN
1410 LET a=INT (LN (f/x)/LN 10)
1420 LET b=INT (a/256): LET c=a-256*b
1430 POKE 47700+2*i,c
1440 POKE 47701+2*i,b
1450 RETURN
1460 CLS : POKE 45054,3
1470 INPUT "Nr. citiri la achizitie=",a
1480 IF a<=0 THEN PRINT "ERROR": GO TO 1470
1490 IF a>100 THEN PRINT "DEPASIRE": GO TO 1470
1500 POKE 45042,a: POKE 45044,a
1510 INPUT "Nr. masuratori=",m
1520 IF m<=0 THEN PRINT "ERROR": GO TO 1510
1530 IF m>100 THEN PRINT "DEPASIRE": GO TO 1510
1540 FOR j=1 TO m
```

```
1590 RANDOMIZE USR 45056
1600 LET b=(256*PEEK 47701)+PEEK 47700
1610 LET c=b/a
1620 PRINT "Atenuarea este=";c
1630 INPUT "Continuati?-y,n",c$
1640 IF c$="y" THEN GO TO 1670
1650 IF c$="n" THEN GO TO 1680
1660 PRINT "ERROR": GO TO 1630
1670 CLS : NEXT j
1680 RETURN
```

PROGRAME SECUNDARE

GETP

```
B000 F3 DI
B001 F5 PUSH AF
B002 E5 PUSH HL
B003 C5 PUSH BC
B004 D5 PUSH DE
B005 DDE5 PUSH IX
B007 FDE5 PUSH IY
B009 D9 EXX
B00A F5 PUSH AF
B00B E5 PUSH HL
B00C C5 PUSH BC
B00D D5 PUSH DE
B00E D9 EXX
B00F E05E IM 2
B011 21E0AF LD HL,#AFE0
B014 7C LD A,H
B015 ED47 LD I,A
B017 D02124B1 LD IX,#B124
B018 0022E0AF LD (#AFE0),IX
B01F 3E04 LD A,#24
B021 D30D OUT (#0D),A
B023 3E7F LD A,#7F
B025 D30D OUT (#0D),A
B027 3E67 LD A,#67
B029 D30D OUT (#0D),A
B02B 3EFF LD A,#FF
B02D D30F OUT (#0F),A
B02F 3E03 LD A,#03
B031 D30F OUT (#0F),A
B033 3E07 LD A,#07
B035 D30F OUT (#0F),A
B037 3EFFAF LD #AFF
```

B03A	D30B	OUT	(#0B),A
B03C	2164B9	LD	HL,#B964
B03F	ED56F2AF	LD	DE,(#AFF2)
B043	9B09	IN	A,(#09)
B045	FB	EI	
B046	76	LB046	HALT
B047	1B	DEC	DE
B048	7B	LD	A,E
B049	B2	OR	D
B04A	C246B0	JP	NZ,LB046
B04D	ED56	IM	1
B04F	F3	DI	
B050	AF	XOR	A
B051	32DCAF	LD	(#AFDC),A
B054	32DDAF	LD	(#AFDD),A
B057	32DEAF	LD	(#AFDE),A
B05A	32DFAF	LD	(#AFDF),A
B05D	210000	LD	HL,#0000
B060	0164B9	LD	BC,#B964
B063	0A	LB063	LD A,(BC)
B064	5F	LD	E,A
B065	03	INC	BC
B066	0A	LD	A,(BC)
B067	57	LD	D,A
B068	03	INC	BC
B069	19	ADD	HL,DE
B06A	7C	LD	A,H
B06B	E504	AND	#04
B06D	0B3F	ORL	A
B06F	0B3F	SRL	A
B071	32DCAF	LD	(#AFDC),A
B074	ED5BDCAF	LD	DE,(#AFDC)
B07B	0B94	RES	2,H
B07A	E5	PUSH	HL
B07B	2ADEAF	LD	HL,(#AFDE)
B07E	19	ADD	HL,DE
B07F	22DEAF	LD	(#AFDE),HL
B082	E1	POP	HL
B083	ED5BF4AF	LD	DE,(#AFF4)
B087	1B	DEC	DE
B088	ED5BF4AF	LD	(#AFF4),DE
B08C	7B	LD	A,E
B08D	B2	OR	D
B08E	C263B0	JP	NZ,LB063
B091	ED5BDCAF	LD	DE,(#AFDE)
B095	D5	PUSH	DE
B096	0B23	SLA	E
B098	0B23	SLA	E
B09A	7B	LD	A,E
B09B	B4	OR	H
B09C	57	LD	H,A
B09D	D1	POP	DE

B09E	42	LD	B,D
B09F	CB3B	SRL	E
BOA1	CB3B	SRL	E
BOA3	CB3B	SRL	E
BOA5	CB3B	SRL	E
BOA7	CB3B	SRL	E
BOA9	CB3B	SRL	E
BOAB	CB22	SLA	D
BOAD	CB22	SLA	D
BOAF	7B	LD	A,E
BOB0	B2	OR	D
BOB1	5F	LD	E,A
BOB2	50	LD	D,B
BOB3	CB3A	SRL	D
BOB5	CB3A	SRL	D
BOB7	CB3A	SRL	D
BOB9	CB3A	SRL	D
BOBB	CB3A	SRL	D
BOBD	CB3A	SRL	D
BOBF	EB	EX	DE,HL
BOC0	ED4BF2AF	LD	BC, (#AFF2)
BOC4	CD3CB1	CALL	#B13C
BOC7	3AFEAF	LD	A, (#AFFE)
BOCA	E601	AND	#01
BOCC	C2EEB0	JP	NZ, #B0EE
BOCF	E602	AND	#02
BOD1	C201B1	JP	NZ, #B101
BOD4	E603	AND	#03
BOD6	C214B1	JP	NZ, #B114
BOD9	2AF2AF	LD	HL, (#AFF2)
BODC	C2F4AF	LD	(#AFF4),HL
BODF	09	EXX	
BOE0	01	POP	DE
BOE1	01	POP	BC
BOE2	E1	POP	HL
BOE3	F1	POP	AF
BOE4	09	EXX	
BOE5	0DE1	POP	IX
BOE7	0DE1	POP	IX
BOE9	01	POP	DE
BOEA	01	POP	BC
BOEB	E1	POP	HL
BOEC	F1	POP	AF
BOED	09	RET	

ANEXA 4a

PROGRAM ALFAR

```
60 LET V=2.4
61 LET U=1.645
62 LET W=1.748
63 LET d1=0.001
64 LET Kw=0.1949
65 LET t=0.0039
66 LET R=10
67 LET lu=0.633
69 INPUT "M=",M: PRINT M
73 FOR n=0 TO 255
75 LET be=(V/(t*(2*d1)^0.5))*(((1-2*d1*(U^2/V^2))^0.5)
80 LET A=(U^2/(W*(V^2)*Kw))^2
100 LET R0=R+40/256
110 LET G0=8.56832*((R0/t)^0.5)*((V/U)^2)*(W^0.5)*
    EXP (-4*R0*(W^3)*d1*(V^2))
130 LET c=(ABS SIN (M*be*R0*PI))^2
140 LET b=(ABS SIN (be*R0*PI))^2
150 IF b<0.0000001 THEN LET d=M^2: GO TO 160
155 LET d=c/b
160 LET alfa=4.343*M*G0
162 LET alft=4.343*G0*d
163 IF alft<0.001 THEN alft=0.001
170 PLOT n,60*(-LN (alfa))/LN 10
175 PLOT n,60*(-LN (alft))/LN 10
176 IF n=0 THEN LPRINT "G0=";G0;"alfa=";alfa;"alft=";alft
180 NEXT n
190 STOP
```

ANEXA 4b

PROGRAM ALFA - TR

```
60 LET V=2.1
61 LET U=1.561
62 LET W=1.405
63 LET d1=0.001
64 LET Kw=0.319
65 LET t=0.0038
66 LET R=30
67 LET lu=0.633
69 INPUT "M=",M: PRINT M
73 FOR n=0 TO 255
75 LET be=(V/(t*(2*d1)^0.5))*((1-2*d1*(U^2/V^2))^0.5)
80 LET A=(U^2/(W*(V^2)*Kw))^2
100 LET R0=R+70/256
110 LET G0=10*5.56832*((R0/t)^0.5)*((V/U)^2)*(W^0.5)*
    EXP (-4*R0*(W^3)*d1*(V^2))
121 LET G1=0.1357*(t*(V^2)/(R0*d1))^2*(0.65+1.62/V^1.5+2.88/V^6)^6
130 LET c=(ABS SIN (M*be*R0*PI))^2
140 LET b=(ABS SIN (be*R0*PI))^2
150 IF b<0.0000001 THEN LET d=M^2: GO TO 160
155 LET alfa=G1+4.343*M*G0
162 LET alft=G1+4.343*G0*d
163 IF alft<0.001 THEN LET alft=0.001
170 PLOT n,60*(-LN(alfa))/LN 10
176 IF n=0 THEN LPRINT "G0=";G0;"G1=";G1;"alfa=";alfa;"alft=";alft;
180 NEXT n
190 STOP
```



ANEXA 4c

PROGRAM ALFA - TV

```
63 LET d1=0.0005
64 LET Kw=0.319
65 LET t=0.0038
66 LET R=10
67 LET lu=0.633
68 LET NA=0.056
69 INPUT "M=",M: PRINT M
70 INPUT "V1=",V1: INPUT "W1=",W1
72 INPUT "V2=",V2: INPUT "W2=",W2
74 LET V=V1+(V2-V1)*n/256: LET W=W1+(W2-W1)*n/256
76 LET U=(V^2-W^2)^0.5
75 LET be=(V/(t*(2*d1)^0.5))*((1-2*d1*(U^2/V^2))^0.5
76 IF n=0 THEN PRINT "be=";be;
77 LET be1=be-INT be: IF be1<0.1 THEN LET be=INT be
80 LET A=(U^2/(W*(V^2)*Kw))^2: IF n=0 THEN PRINT "A=";A;
100 LET R0=3*R
110 LET G0=10*5.56832*((R0/t)^0.5)*((V/U)^2)*(W^0.5)*
    EXP (-((4*R0)/(3*t))*d1)/(V^2)
120 LET G=A*G0
121 LET G1=0.1357*(t*(V^2)/(R0*d1))^2*(0.65+1.62/V^1.5+2.88/V^6)^6
130 LET c=(ABS SIN (M*be*R0*PI))^2
140 LET b=(ABS SIN (be*R0*PI))^2
150 IF b<0.0001 THEN LET d=M: GO TO 160
155 LET d=(1/M)*(c/b)
160 LET alfa=G1+4.343*G0
162 LET alft=G1+4.343*G0*d
163 IF alft<0.001 THEN LET alft=0.001
165 IF n=0 THEN PRINT " ";alfa;" ";G1;
170 PLOT n,20*LN (100*alfa)/LN 10
175 PLOT n,10*LN (100*alft)/LN 10
179 IF n=255 THEN PRINT " ";be: LET V1=V2: LET W1=W2: GO TO 72
180 NEXT n
190 STOP
```