# Introducere

Utilizarea laserilor a deschis posibilități noi de studiu în fizică. Printre domeniile care au beneficiat de aportul său se numără și optica modernă, în mod special optica neliniară, cea integrată, precum și noi aplicații în alte domenii ale științei, tehnicii, medicinei etc. De la descoperirea generării armonicii a II-a de către Franken în 1961, optica neliniara s-a dezvoltat continuu. Optica neliniară cuprinde fenomene de interacțiune dintre câmpul electromagnetic și diferite sisteme fizice – substanță sau câmp – interacțiuni tratate neliniar. Optica integrată se ocupă cu studiul ghidurilor de lumină și al fibrelor optice, liniare si neliniare.

Optica modernă se bazează pe fenomenele optice elementare și aplicațiile acestora, avand drept justificare teoretică ecuațiile Maxwell din optica fizică. Strâns legate de aceste aspecte sunt unele aplicații ale spectroscopiei liniare si neliniare.

Optica a fost abordată de personalități reprezentative ale științelor naturii - Huygens, Newton, Young, Fresnel, Maxwell, Einstein, Feynman, ale filozofiei - Descartes, Spinoza, artelor -Leonardo da Vinci, Goethe. Până în primele decenii ale secolului XX a avut loc o perioada de acumulari faptice și conceptuale. În ultimele decenii, optica a devenit unul dintre cele mai dinamice capitole aplicative ale fizicii, prin noi abordări și aplicații moderne. În aceasta lucrare, ca punct de pornire referitor la fundamenetele opticii, prezentam problematica opticii geometrice, care are la baza cel mai simplu model de propagare a luminii, urmată de prezentarea pe scurt a naturii fizice a fenomenelor studiate – optica fizică, de un breviar de laseri, precum și de unele tehnici optice, expuse de asemenea pe scurt.

# i. Breviar de Optică elementară

**Optica geometrică** este un capitol al opticii generale, care studiaza mersul razelor de **lumină** prin diferite medii transparente. Legile opticii geometrice fac abstractie de caracterul ondulatoriu al luminii, de natura fizica a radiatiei luminoase. Optica geometrică este acea parte a opticii în care propagarea luminii si interacțiunea ei cu mediile materiale se studiază cu ajutorul conceptului de rază de lumină, care se poate defini ca o curbă (în particular o linie dreaptă) de-a lungul căreia se propagă energia luminoasă. Acest concept a apărut și s-a fundamentat pe baze fenomenologice, pornindu-se de la observarea umbrelor și penumbrelor precum și a formării imaginilor în camera obscură.

Incepând cu secolul al XVII-lea, cercetările experimentale au condus la dezvoltarea a doua teorii aparent contradictorii referitoare la lumină: Newton a emis teoria corpusculara, iar Huygens teoria ondulatorie. Teoria ondulatorie se bazeaza pe fenomenele de interferență și difracție. Teoria corpusculara este bazata pe emisia și absorbția de energie.

Optica geometrică s-a dezvoltat ca teoria razelor de lumina, definite prin principiul lui Fermat, adica a traiectoriilor pe care drumul optic înregistrează o valoare de extrem. Din acest principiu se poate face deducerea legilor reflexiei si refractiei. Modul de a deduce legile naturii dintr-un principiu variațional integral, exprimat pentru prima data prin principiul lui Fermat în optica geometrică, este mai general și a dominat întreaga evolutie ulterioara a teoriilor fizicii. (v. Mecanica analitica)

a)**Legea propagarii rectilinii a luminii** in medii omogene. Segmentul de dreapta de-a lungul caruia se propaga lumina poarta numele de raza de lumina. Un grup de raze de lumina formeaza un fascicul de lumina. Daca toate razele de lumina se intalnesc intr-un punct, fasciculul este denumit convergent. Daca, invers, toate razele de lumina emerg dintr-un punct, fasciculul este divergent. Daca razele de lumina sunt paralele intre ele, fasciculul se numeste paralel.





#### Fig.1 Fascicul de lumină convergent, respectiv divergent

*Drumul optic* într-un mediu dat și într-un timp dat este egal cu:  $[l] = n \cdot l$ , în care *l* este drumul geometric parcurs de lumină în acel mediu.

b) **Legea independentei mutuale si a inversiei drumului optic** - arata ca parcursul unei raze de lumina este independent de actiunea altor raze si de sensul de propagare.

c) **Principiul lui Fermat**: Drumul optic parcurs de o rază luminoasă între două puncte este un extremum în raport cu oricare alt drum posibil între acele puncte. Acest extrem este un mimin. d) **Teorema Malus – Dupin**: Dacă din mediul obiect (aflat înaintea sistemului optic) pornește un fascicul de raze normale la suprafața echifază  $\Sigma$ , după parcurgerea sistemului optic (prin reflexii și refracții), razele din fasciculul emergent sunt normale la suprafața echifază imagine  $\Sigma$ '. Drumurile optice pentru fiecare rază dintre cele două suprafețe echifază sunt egale.

Stigmatismul reprezintă conceptul fundamental al teoriei geometrice a imaginilor optice. Denumirea provine din cuvântul grecesc  $\sigma\tau\iota\gamma\mu\alpha$  care înseamnă punct. Prin definiție un sistem optic este stigmatic sau punctual pentru perechea de puncte  $P_1$ ,  $P_2$  dacă un fascicul conic de raze (Fig.2) cu vârful în  $P_1$  este transformat într-un fascicul conic de raze cu vârful în  $P_2$ . Punctul  $P_2$  poartă numele de *imagine stigmatică* a punctului  $P_1$ . Dacă schimbăm sensul de propagare a razelor de lumină punctul  $P_1$  reprezintă imaginea stigmatică a punctului  $P_2$ . Perechea de puncte obiect și imagine astfel definite formează o *pereche de puncte stigmatice* sau *puncte conjugate* ale sistemului optic considerat. După cum razele de lumină se intersectează efectiv sau numai prin prelungirile lor (rectilinii în medii omogene) punctul obiect, respectiv imagine poartă numele de punct *real*, respectiv *virtual*.



#### Fig.2

Pentru a ilustra modul în care se realizează o imagine perfectă, în Fig. 3. a,b,c se arată reconstructia undelor sferice la o *suprafață carteziană de refracție (ovalul lui Descartes*), definită ca suprafață de separare  $\Sigma$  dintre două medii omogene  $n_1$ ,  $n_2$  și ale cărei puncte I satisfac condiția de stigmatism numai pentru o pereche dată de puncte conjugate. În general, ovalul lui Descartes reprezintă o *suprafață asferică* bipolară, cu simetrie de revoluție în jurul axului care trece prin punctele conjugate considerate.



Fig.3.a,b,c. Suprafețe carteziene de refracție. (ovalele lui Descartes): a) puncte conjugate reale; b) obiect real (P1),imagine virtual (P2), sau invers; c)puncte conjugate virtuale

În cazul sistemelor optice reale proprietatea de conservare a conicității în perechi de puncte conjugate nu se mai poate menține pentru obiecte oricât de extinse și cu fascicule de raze de orice deschidere. Vom deduce condiția generală pentru ca stigmatismul pentru o pereche de puncte P1, P2, să se mențină pentru orice pereche de puncte vecine corespunzătoare Q1, Q2 (Fig.4). Pentru aceasta, pornim de la definiția punctelor conjugate, conform căreia drumul optic pe orice rază P1PP2 este egal cu constanta [P1P2] iar drumul optic pe orice rază Q1QQ2 este egal cu constanta [Q1Q2].



Condiția de conservare a stigmatismului în perechi de puncte vecine se scrie deci d[P1P2] = [Q1Q2]- [P1P2] =constant.

Fig.4 Deducerea condiției generale de stigmatism la perechi de puncte vecine. Dacă(P1,P2) și (Q1,Q2) reprezintă perechi de puncte conjugate, atunci rezultă condiția generală de stigmatism sau teorema cosinusurilor:

 $n_2 \underset{t2}{\rightarrow} \times \delta r_2 - n_1 \underset{t1}{\rightarrow} \times \delta \underset{r1}{\rightarrow} = n_2 \ \delta r_2 \cos(\underset{t2}{\rightarrow}, \ \delta r_2) - n_1 \ \delta \underset{r1}{\rightarrow} \cos(\underset{t1}{\rightarrow}, \underset{dr1}{\rightarrow}) = \text{constant}.$ 

Această ecuație leagă lungimile optice elementare  $n1 \times dr1$  și  $n2 \times dr2$  ale obiectului și imaginii sale stigmatice de orientarea acestora în punctele conjugate corespunzătoare P1,P2 față de orice rază de lumină P1PP2 care trece prin aceste puncte.

**Legile reflexiei** stabilesc comportamentul unei raze de lumina care ajunge la limita de separare dintre doua medii de propagare diferite, iar o parte din lumina se intoarce in mediul din care a venit ( reflexie). Punctul in care raza luminoasa atinge suprafata de separare poarta numele de punct de incidenta, in care raza incidenta face un unghi denumit unghi de incidenta cu perpendicular (normala) locului, iar raza intoarsa in mediul din care a venit poarta numele de raza reflectata. Legile reflexiei sunt: i) raza incidenta, normala si raza reflectata se gasesc in acelasi plan; ii) unghiul de reflexie este egal cu unghiul de incidenta. Reflexia razelor pe o suprafata cu mici denivelari determina imprastierea razelor reflectate in toate directiile (**difuzia luminii**).

 $\theta_r = \theta_i$ 

**Legile refracției** se refera la comportamentul unei raze de lumina care trece dintr-un mediu omogen si transparent in alt mediu omogen si transparent, dar cu proprietati diferite. Raza incidenta isi schimba directia, iar unghiul dintre normala si raza refractata poarta numele de unghi de refractive (v.figura). Refractia se supune urmatoarelor legi: i) raza incidenta, normala si raza refractata se afla in acelasi plan; ii) raportul dintre sinusul unghiului de incidenta si sinusul unghiului de refractie, pentru doua medii date, are o valoare constanta n si poarta numele de **indice de refractie** al mediului al doilea fata de primul.

Legea lui Snellius:

#### $n_1 \sin \theta_i = n_2 \sin \theta_t$

**Reflexia totală**. In cazul in care o raza de lumina se refracta dintr-un mediu mai dens optic intr-un mediu mai putin dens optic (de exemplu, din sticla in aer sau din apa in aer), unghiul de refractie este intotdeauna mai mare decat unghiul de incidenta. La valoarea l a unghiului de incidenta, raza este reflectata integral in mediul din care a venit. Unghiul l poarta numele de **unghi limita** iar fenomenul care se petrece in aceste conditii se numeste **reflexie totala**.

$$\sin\theta_{cr} = \frac{n_1}{n_2}$$

Directia unei raze de lumina dupa refractie la interfata a doua medii omogene si izotrope, cu indici de refractie diferiti este data de legea lui Snellius:  $n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2$  unde  $\theta_1$  este unghiul de

incidență, 🖧 unghiul de refracție, masurate față de normală.

**Interferența** demonstreaza caracterul de unda al luminii si este explicata prin fenomenul de compunere a doua unde. Intensitatea luminii este proportionala cu pătratul amplitudinii undei. Fenomenul de interferență, constă în suprapunerea a două sau mai multe unde coerente. In sens

restrâns, prin fenomenul de interferență se înțelege suprapunerea unui număr finit de unde provenite de la surse punctiforme.Intr-un punct din spațiu unde sunt prezente aceste unde are loc însumarea lor vectorială. Fazele inițiale ale undelor secundare emise sunt determinate în mod precis de unda primară recepționată, astfel diferența de fază  $\Delta \varphi = \varphi_2 - \varphi_1$  este constantă în timp (unde coerente). Intensitatea I a unei unde este proporțională cu pătratul amplitudinii undei de forma  $E = E_0$  $sin(\omega t + \varphi)$ . Astfel intensitatea undei rezultante va fi :

$$I \approx \text{const.}E^2 = \text{const}(E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01}E_{02}\cos(k\Delta r + \Delta \phi)) = I_1 + I_2 + \text{Int}$$

Termenul Int =  $2E_{01}E_{02}\cos(k\Delta r + \Delta \phi)$  din relația de mai sus se numește termen de interferență, arătând faptul că intensitatea I a undei rezultate diferă de suma intensităților I<sub>1</sub> și I<sub>2</sub> ale intensităților celor două unde. Intensitatea observată ia valori cuprinse între o valoare minimă

$$I_{\min} \approx \text{const}(E_{01} - E_{02})^2$$

și o valoare maximă

$$\mathbf{I}_{\max} \approx \operatorname{const} \left( \mathbf{E}_{01} + \mathbf{E}_{02} \right)^2$$

Considerăm pentru simplitate că trenul de undă primar este emis de o fantă foarte îngustă  $S_0$  situată la distanță egală de două fante  $S_1$  și  $S_2$  apropiate, pe o direcție perpendiculară pe dreapta  $S_1S_2$  (conform figurii 5 – dispozitivul Young)





Lumina monocromatică, provenind de la fanta îngustă  $S_0$  este împărțită în două cu ajutorul a două fante dreptunghiulare, înguste , foarte apropiate,  $S_1$  și  $S_2$ , aflate la distanta d una de alta si la distanta R de ecran. Sursa punctiformă fiind situată pe axa de simetrie, trenul de undă primar emis de ea va ajunge la fantele  $S_1$  și  $S_2$  în același timp. Fiecare fantă va genera apoi câte o undă secundară ce se propagă spre ecran. Peacesta se va obține un maxim dacă diferența de drum a celor două unde este egală cu un număr întreg de lungimi de undă, m $\lambda$ , respective, d sin $\Theta = m\lambda$ , unde m = 0, 1, 2, 3. Definind interfranja i ca distanța dintre două maxime (sau minime) consecutive, rezultă că:

$$i = y_{m+1} - y_m = \frac{\lambda R}{d}$$

relație ce permite determinarea lungimii de undă prin cunoașterea diemnsiunilor geometrice ale ansamblului și prin măsurarea interfranjei i.

**Difractia** se referă la diverse fenomene asociate cu ocolirea de către unde a obstacolelor apărute în calea lor. Daca lumina s-ar propaga sub forma unor raze rectilinii, ar trebui ca umbra unui corp opac iluminat cu un fascicul de raze paralele, sa fie net delimitata iar trecerea de la umbra (0%) la lumina (100%) sa se faca brusc. In realitate, trecerea nu este bruscă, zona intunecata incepe sa se lumineze treptat, inca inainte de linia de proiectie geometrica a corpului opac. În zona de proiectie geometrica a regiunii luminate apar o serie de zone alternativ mai intens si respectiv mai slab luminate.Fenomenele de difractie desemneaza, în general, fenomene ondulatorii care se produc la propagarea luminii în medii cu neomogenitati suficient de mici astfel încât legile opticii geometrice nu mai sunt respectate.Grimaldi (1665) observa prezenta luminii în umbra geometrica obtinuta pe ecranele opace (fig.6) si interpreteaza fenomenul ca o dislocatie a fasciculului luminos.





Difracția poate fi definita si ca fenomenul de "ocolire" de catre lumina a obstacolelor atunci când dimensiunile acestora sunt comparabile cu lungimea de unda a radiatiilor incidente si implica modificarea repartitiei spatiale a intensitatii unei unde datorita obstacolelor (aperturi si/sau paravane opace), modificare ce reprezinta franjele de difractie.

Datorita difractiei nu exista o frontiera neta între regiunea de umbra si regiunile luminoase atunci când lumina este incidenta pe obstacole de dimensiuni mici, iar în spatele obstacolului apar franje de difractie (distributia intensitatii luminii între valori maxime si minime).

În fenomenele de difractie spatiul fizic este de regula împartit în doua regiuni: regiunea surselor de lumina (I) si regiunea de difractie (II), printr-o suprafata de separatie ce contine paravanele opace si aperturile, fig.7.



Fig. 7. Geometrii de difractie

**Dispersia luminii** este observabilă prin fenomenul de descompunere prin refracție a luminii albe în fascicule de lumină colorate diferit. Aceste culori alcătuiesc spectrul luminii albe si sunt: rosu, oranj, galben, verde, albastru, indigo si violet. Ea constă în variatia indicelui de refractie **n** al unei substante în functie de lungimea de undă  $\lambda$ :

## $n = n(\lambda)$

Acest fenomen se observă ușor cu ajutorul prismei optice (Spectroscopul cu prismă).Cu același montaj se poate observa și absorbția, ambele fiind guvernate de legea lui Kirkhoff (orice atom absoarbe lumină la aceleași lungimi de undă pe care le-ar putea emite în condiții adecvate).



Absorbția luminii albe în KMn $O_4$ 

## Oglinzi

O suprafata plana, foarte neteda, care reflecta in mod dirijat aproape integral lumina incidenta, poarta numele de **oglinda plană**. Prin aplicarea legilor reflexiei se poate stabili ca oglinzile plane determina formarea de imagini virtuale, in care punctele din spatiul-imagine sunt localizate simetric fata de planul oglinzii, cu punctele din spatiul-obiect.

Oglinzile sferice sunt calote de sfera, foarte bine lustruite, de obicei metalizate, care reflecta practic toata lumina ce cade asupa lor. Daca suprafata reflectanta este interiorul sferei, poarta numele

de **oglinda concava**, iar daca este partea exterioara a sferei, poarta numele de **oglinda convexa**. Centrul sferei in care se inscrie calota poarta numele de **centru de curbura**, iar polul calotei ce constituie oglinda, se numeste **varful oglinzii**. Dreapta care trece prin centrul de curbura si prin varful oglinzii se numeste **ax optic principal. Focarul principal** al unei oglinzi sferice concave, este punctul de pe axul optic principal in care converg, dupa reflexie, toate razele care au venit spre oglinda in mod paralel fata de axul optic principal (de la infinit). Oglinzile concave au un focar real, in schimb, oglinzile convexe au focar virtual. Distanta din varful oglinzii pana la focar poarta numele de **distanta focala** (f = R/2, R - raza).

Se poate demonstra ca unui punct aflat la distanta p1 de varful oglinzii îi corespunde un **punct conjugat** (in imagine), aflat la o distanta p2 de varf conform ecuatiei (punctelor conjugate):

 $\frac{1}{p1} + \frac{1}{p2} = \frac{1}{f}$ , unde f = distanta focala a oglinzii.

## Lentile

Lentilele sunt medii transparente, de regula din sticla, limitate de doua calote sferice sau de o calota sferica si un plan. **Lentilele convergente** sunt mai groase la mijloc decat la margini, iar un fascicul de raze paralele ce traverseaza lentila, devine convergent spre un punct denumit punct focal. **Lentilele divergente** sunt mai subtiri la centru fata de margini iar un fascicul de raze paralele care o traverseaza devine divergent.

Studiul lentilelor se face pe baza aproximatiilor lui Gauss:

- lentilele sunt subtiri, daca grosimea lor pe axa principala este neglijabila in raport cu raza de curbura;

- unghiul de deschidere al calotei sferice este mic (10 - 15 grade);

- unghiurile formate de razele luminoase cu axa principala sunt mici, adica razele sunt paraxiale. Suprafața cea mai ușor de confecționat cu mare precizie pentru realizarea lentilelor și oglinzilor este suprafața sferică.

c) Structura și proprietățile ochiului uman impun o serie de cerințe pentru proiectarea aparatelor vizuale. Acesta reprezintă un sistem optic centrat convergent, format dintr-o serie de dioptri practic sferici. Mediile transparente succesive sunt cornea, umoarea apoasă , (n = 1, 336) lentila cristalinului și umoarea vitroasă . Apertura (n = 1, 336) cristalinului (pupila) este controlat` de o diafragmă (irisul) și are un diametru de 2-8 mm, în funcție de intensitatea luminii. Sistemul optic al ochiului este complicat datorită structurii neomogene a cristalinului. Acesta reprezint o lentilă biconvexă, formată din circa 20000 de straturi transparente succesive, al căror indice de refracție variază de la  $n \approx 1, 405$  în straturile periferice până la  $n \approx 1, 454$  în centru. Prin ac]iunea mușchilor ciliari razele de curbură ale lentilei cristalinului variază în anumite limite.



Fig.8. Ocularul Ramsden si ochiul uman

Proprietăți apropiate de ochiul real se realizează considerând corneea ca pe o simplă suprafață refringentă între aer  $(n_1 = 1)$  și umoarea apoasă  $(n_2)$ , iar cristalinul ca pe o lentilă omogenă  $(n_3)$  imersată între umoarea apoasă  $(n_2)$  și umoarea vitroasă  $(n_4)$  Un astfel de model, pentru ochiul neacomodat (relaxat), denumit și **ochiul schematic al lui Gullstrand**, are datele următoare:

Nr.	n	r (mm)	g (mm) 3,6		
1	1	+7,8			
2	1,336	-10,0	3,6		
3	1,413	-6,0	10		
4	1,336	1.02100			

Există persoane (1% la bărbați și 0,1% la femei) în al căror aparat vizual lipsesc receptorii cromatici de un anumit tip (dicromazie). Cel mai tipic exemplu este cel al daltonismului - lipsa conurilor sensibile pentru roșu (bolnavul nu deosebește culoarea roșie de cea verde). Conurile corespunzătoare celorlalte două culori de bază lipsesc mult mai rar. Există de asemenea extrem de rar persoane la care lipsesc două din cele trei feluri de conuri (monocromazie) și care nu deosebesc deloc culorile. Lipsa bastonașelor sau insuficiența lor este cunoscută sub denumirea de hemeralopie. Un astfel de ochi funcționează normal diurn, dar nu se poate adapta la condiții crepusculare.

## Sisteme focale și sisteme afocale (telescopice)

Sisteme focale (S21  $\neq$  0) sunt destinate să formeze imagini reale sau virtuale cu o mărire liniară transversală cât mai mare.

Să considerăm mai întâi obiectivul fotografic. Acesta este un sistem optic convergent (f > 0) compus dintr-un număr oarecare de lentile cum este, de exemplu, obiectivul Tessar (fig.9,b) destinat să formeze imagini reale ale obiectelor exterioare.

	(a)	(b)							
<i>r</i> 1	<u></u>	5	$\bigcap$	5 3		74 5		ľ6	17
	9		<i>g</i> <sub>1</sub>	<i>g</i> <sub>2</sub>	9 <sub>3</sub>	<i>9</i> <sub>4</sub>	<sup>g</sup> 5	9 <sub>6</sub>	1
n <sub>1</sub>	ng n3	nj	\ <u>^</u> 2	<sup>n</sup> 3	n <sub>4</sub>	\ n <sub>5</sub>	<sup>n</sup> 6	n7	n <sub>8</sub>

Fig.9 Calcularea matricei de transfer a unei lentile (a), respectiv a unui sistem Tessar (b)

O creștere substanțială a distanței focale, pentru fotografierea detaliilor obiectelor îndepărtate, menținând o lungime relativ mică a camerei fotografice, se realizează cu ajutorul dubletului teleobiectiv, format din sistemul convergent  $S_1$  (f1 > 0) și sistemul divergent  $S_2$  (f2 < 0).



Fig.10. Schema simplificată a unui teleobiectiv

Să considerăm în continuare microscopul compus, care constă dintr-un obiectiv convergent (f1 > 0) care formează o imagine intermediară inversată  $y_{int}$ , și un ocular convergent (f2 > 0) cu rol de lupă, care formează imaginea finală virtuală.

Remarcăm că, pentru a asigura o apertură numerică  $n_1 \sin \gamma_1$  cât mai mare, obiectele trebuie să fie foarte apropiate de primul plan focal al (F11) obiectivului, practic localizate în primul plan focal al sistemului.

Grosismentul:

$$G \approx \frac{1}{4f} = -\frac{l}{4f_1f_2}$$
,  $(l, f, f_1, f_2 \text{ in metri}).$ 

În comparație cu grosismentul lupei simple, formată dintr-o singură lentilă, grosismentul microscopului compus poate fi crescut cu câteva ordine de mărime, atât prin micșorarea distanțelor focale ale obiectivului și ocularului cât, mai ales, prin creșterea corespunzătoare a distanței dintre focarele interioare (valorile standard pentru multe microscoape sunt  $l = 150 \div 160$  mm). Grosismentul util este însă limitat de puterea de rezoluție a obiectivului și a ochiului observatorului.



Fig.11 Fomarea imaginii în microscopul compus

Spre deosebire de sistemele focale (S21  $\neq$  0) discutate mai sus, sistemele afocale sau telescopice (S21 = 0) au distanțele focale infinite și punctele cardinale la infinit.

$$\begin{bmatrix} \frac{1}{n_2 f_1} = \frac{1}{n_1 f_2} = \frac{1}{n_2 f_{11}} + \frac{1}{n_1 f_{22}} - \frac{d}{n f_{11} f_{22}} = -\frac{l}{n f_{11} f_{22}} \\ \frac{1}{f_1} = -\frac{l}{f_{11} f_{21}}, \qquad \frac{1}{f_2} = -\frac{l}{f_{12} f_{22}}, \end{bmatrix}$$

In cazul dubletului afocal de sisteme coaxiale, formula lui Gullstrand de mai sus pentru sisteme afocale (S21 = 0, adica 1/f1 = 1/f2 = 0) devine:

$$\frac{n}{n_1}f_{11} + \frac{n}{n_2}f_{22} = d,$$



Fig.12. Dublet afocal de sisteme coaxiale



Fig.13. Construcția imaginii pentru dubletul afocal

O aplicație relevantă a dubletului afocal este *telescopul de refracție* sau *luneta*, instrument optic destinat observării obiectelor îndepărtate. Ca și microscopul compus, aceasta constă dintr-un obiectiv convergent care dă o imagine intermediară inversată  $y_{int}$ , și un ocular  $S_2$ , convergent sau divergent, care joacă rolul de lupă. Datorită distanțelor foarte mari până la obiectul cercetat, și spre deosebire de microscop, imaginea intermediară se formează în planul focal imagine  $F_{12}$  al unui obiectiv de distanță focală mare. În mod normal, telescopul, funcționează ca dublet afocal astfel că ocularul, mobil, este deplasat până la coincidența focarelor interioare,  $F_{12}$  și  $F_{21}$ , pentru ca ochiul să privească relaxat (neacomodat) imaginea finală virtuală localizată la infinit.

În figurile următoare este ilustrat principiul lunetei pentru trei variante: luneta astronomică sau luneta lui Kepler (f1 > 0, f2 > 0), Fig.14 a; luneta lui Galilei (f1 > 0, f2 < 0) Fig.14 b.



Fig.14. Luneta lui Kepler (a) și luneta lui Galilei (b)

În general, datorită depărtării mari a obiectelor observate, razele utile care traversează obiectivul au o înclinare foarte mică față de axul  $\gamma_1$  optic. În acest caz, aberația cea mai importantă este aberația cromatică axială. Din acest motiv, obiectivul telescoapelor de refracție reprezintă, în practică, un sistem acromatizat de lentile alipite, de regulă dublet sau triplet acromat. Deseori, în locul observației vizuale se preferă înregistrarea fotografică. Pentru astfel de aplicații, în continuare (și coaxial cu sistemul telescopic) se montează un sistem de formare a unei imagini finale reale, cum este dubletul teleobiectiv discutat mai înainte. O altă aplicație interesantă a dubletului afocal este aceea de expandor de fascicul, folosit pentru creșterea secțiunii transversale a unui fascicul îngust de radiație laser. Pentru aceasta fasciculul laser se trimite axial, de la dreapta spre stânga. Observăm că dubletul galileian (b) este preferabil celui keplerian (a) la puteri laser mari, pentru a evita ionizarea și străpungerea optică a aerului în focarul interior real. Cum rezultă din geometria figurii, raportul liniar de expandare al unui fascicul axial (sau, în general, paraxial) este egal cu modulul măririi unghiulare  $m_u = f1/f2$ .

#### Fotometria

Fotometria se ocupa cu masurarea intensitatii luminoase, prin intermediul senzatiei de lumina provocate asupra ochiului uman.O raza de lumina transporta energie. Energia transportata in unitatea

de timp, pe o anumita suprafata, poarta numele de flux de energie radianta si are dimensiunile unei puteri, care se masoara in watt.



## Fluxul de energie radianta

Doua raze de lumina care transporta aceeasi putere (au acelasi flux radiant) dar care se caracterizeaza prin lungimi de unda (culori) diferite, produc senzatii diferite la nivelul ochiului, deoarece acesta nu este la fel de sensibil la toate lungimile de unda.

De exemplu, radiatia verde produce o senzatie de lumina de circa 6 ori mai puternica decat lumina rosie, in schimb, radiatia infrarosie cu lungime de unda peste 760 nm sau radiatia ultravioleta cu lungime de unda sub 400 nm nu produc senzatie de lumina.



## Sensibilitatea spectrală relativă a ochiului uman

Aceasta particularitate a vederii umane sta la baza modelului Bayer de filtre colorate aplicate la senzorii camerelor foto digitale, ce contin un numar dublu de filtre verzi, in comparatie cu filtrele rosii sau verzi.

Conform definitiei date de Comisia Internationala pentru Iluminat (C.I.E.), **fluxul luminos** este un flux de energie radianta evaluat in functie de senzatia vizuala si se masoara in lumeni. Un lumen este definit ca fluxul luminos emis de un izvor punctiform de 1 candela pe 1 steradian. **Intensitatea luminoasa** se masoara in candele; o candela se defineste ca 1/60 din lumina emisa pe directie normala de pe o suprafata de 1 cm patrat de catre un corp absolut negru adus la temperatura de solidificare a platinei. Steradianul este unitatea de masura a unghiului solid.**Luminanta** repezinta intensitatea luminoasa emisa de surse nepunctiforme. Luminanta se masoara in niti (nt) si care reprezinta candele (cd) pe unitatea de suprafata (metru patrat) sau in stilbi (sb) care reprezinta candele (cd) pe cm. patrat. **Iluminarea** masoara fluxul luminos ce cade uniform pe o suprafata data si se masoara in lucsi. **1 lux (lx) = 1 lumen / 1 m.p.** 

Se mai utilizeaza ca unitate de masura si photul (11umen/1cm<sup>2</sup>).

**Eficacitatea luminoasa** reprezinta randamentul cu care o sursa de lumina transforma puterea consumata in lumina si se masoara in lumeni pe watti consumati. De exemplu, becurile casnice cu incandescenta au o eficacitate luminoasa intre 7 si 15 lumeni/W iar becurile cu fluorescenta (descarcari in gaze) au o eficacitate de circa 50 lumeni/W. Raportul intre puterea emisa sub forma de radiatie vizibila si puterea totala consumata reprezinta randamentul de radiatie vizibila. Randamentul este mai mic in cazul becurilor cu incandescenta (a caror emisie este majoritar in domeniul infrarosu), de numai 5% si mai mare, de pana la 20% in cazul becurilor cu fluorescenta. La randul ei, radiatia vizibila determina senzatii de intensitati variabile la nivelul ochiului: mai slabe la extremitatile intervalului 400 - 760 nm si mai puternice in centrul intervalului, cu un maxim pentru 500 - 520 nm.

## ii. Breviar de Optică Fizică

**Câmpul electromagnetic** reprezintă o formă de existență a materiei într-un domeniu din spațiu caracterizat de patru vectori: intensitatea câmpului electric  $\vec{E}(x, y, z, t)$ , inducția electrică  $\vec{D}(x, y, z, t)$ , intensitatea câmpului magnetic  $\vec{H}(x, y, z, t)$  și inducția magnetică  $\vec{B}(x, y, z, t)$ .

#### Ecuațiile Maxwell - Forma diferențială (locală)

Legea Gauss pentru câmpul electric

div  $\vec{D} = \rho$ 

Divergenta din inductia electrica da densitatea electrica de sarcina.

O sarcina electrica in repaus genereaza in jurul ei un camp cu divergenta (radial) (electrostatic) (cu linii deschise).

Legea Gauss pentru câmpul magnetic

div 
$$\vec{B} = 0$$

Campul magnetostatic nu este generat de sarcini magnetice. Nu exista monopol magnetic. Legea Faraday a inductiei electromagnetice

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

Un camp magnetic variabil (care scade) in timp genereaza un camp electric (electrocinetic) (adica cu linii inchise). Rotor = circulatie.

Legea circuitului magnetic sau legea curentului total (legea Ampère)

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$$

Curentul de conductie (J) si curentul de deplasare genereaza un camp magnetic cu linii inchise. Ecuațiile Maxwell - Forma integrală (globală)

Legea fluxului inducției electrice (legea Gauss pentru câmpul electric)

$$\oint_{\Sigma} \vec{D} \cdot \vec{u}_n \mathrm{d}S = \int_{V_{\Sigma}} \rho \mathrm{d}V$$

Pe baza relației de mai sus rezultă că fluxul inducției electrice care trece prin orice suprafață închisă  $\Sigma$  este egal cu sarcina electrică totală aflată în interiorul suprafeței  $\Sigma$ . Dacă sarcina electrică q > 0, fluxul lui  $\vec{D}$  este spre exteriorul suprafeței  $\Sigma$ , iar dacă q < 0 este spre interiorul suprafeței  $\Sigma$ .

Ținând seama de teorema Gauss, rezultă:

$$\int_{\Sigma} \vec{E} \cdot \vec{u}_n \mathrm{d}S = \int_{V_{\Sigma}} \mathrm{div} \vec{E} \cdot \mathrm{d}V$$

sau

 $\operatorname{div} \vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0}$ 

Dacă o sarcină electrică q este închisă de o suprafață care conține medii dielectrice atunci:

$$D = \varepsilon E$$

Aceasta relatie este echivalenta cu legea lui Coulomb:

$$\vec{F}_0 = \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0 r^2} \cdot \frac{\vec{r}}{r} = \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0 r^3} \vec{r}$$

 $\varepsilon_0 = 8,856 \cdot 10^{-12} F/m$  reprezintă permitivitatea absolută a vidului. Legea fluxului inducției magnetice

Legea muxului inducției magnetice

$$\oint_{\Sigma} \vec{B} \cdot \vec{u}_n \mathrm{d}S = 0$$

Din relația de mai sus, rezultă că fluxul magnetic instantaneu care trece prin orice suprafață închisă ∠ este nul. Liniile de flux magnetic sunt curbe închise:

Relația de mai sus se obtine din

aplicând teorema Gauss. Relația evidențiază faptul că un câmp magnetostatic este un câmp fără surse (fără divergență) sau solenoidal.

Legea inducției electromagnetice (legea Faraday):

$$\oint_{\Gamma} \vec{E} \cdot d\vec{r} = -\frac{d}{dt} \int_{S_{\Gamma}} \vec{B} \cdot \vec{u}_n dS$$

Pe baza acestei legi tensiunea electromotoare instantanee de-a lungul oricărei curbe închise  $\Gamma$  este egală cu viteza instantanee a fluxului magnetic care străbate suprafața limitată de curba  $\Gamma$ .

Utilizand teorema Stokes:

$$\oint_{\Gamma} \vec{E} \cdot d\vec{r} = \int_{S_{\Gamma}} \operatorname{rot} \vec{E} \cdot \vec{u}_n dS$$

se obține din:

 $\operatorname{rot}\vec{E}=0$ 

Rezultă că în cazul unei sarcini punctiforme fixe câmpul electrostatic este irotațional și poate fi scris sub forma:

$$\vec{E} = -\text{grad}V$$

unde scalarul V reprezintă potențialul electric corespunzător câmpului electric  $\vec{E}$ , care este un câmp potențial.În anul 1831 Faraday a stabilit o relație între între câmpul electric și magnetic:

$$U_{em} = \oint \vec{E}_{in} \cdot d\vec{r} = -\frac{d\Phi_m}{dt}$$

unde  $U_{em}$  este tensiunea electromotoare, iar

$$\Phi_m = \vec{B} \cdot \vec{S}$$

este fluxul magnetic. În cazul unui circuit închis

$$U_{em} = \oint_{\Gamma} \vec{E} \cdot d\vec{r} = -\frac{d\Phi_m}{dt} = -\frac{d}{dt} \int_{S_{\Gamma}} \vec{B} \cdot \vec{u}_n dS$$

Aplicând teorema Stokes relației ultime, rezultă:

$$\operatorname{rot}\vec{E} = -\frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

Legea circuitului magnetic sau legea curentului total (legea Ampère)

$$\oint_{\Gamma} \vec{H} \cdot d\vec{r} = \int_{S_{\Gamma}} \vec{J} \cdot \vec{u}_n dS + \frac{d}{dt} \int_{S_{\Gamma}} \vec{D} \cdot \vec{u}_n dS$$

Pe baza ecuației tensiunea magnetomotoare instantanee de-a lungul oricărei curbe închise  $\boldsymbol{I}$  este egală cu suma dintre intensitățile instantanee ale curenților de conducție și de deplasare (hertzian) care trec prin orice suprafață  $\boldsymbol{S}$ , limitată de curba  $\boldsymbol{I}$ , cu condiția ca în decursul timpului conturul  $\boldsymbol{I}$  să rămână același și suprafața  $\boldsymbol{S}$  să fie simplu conexă.

$$\mu = \mu_0 \mu_r$$

este permeabilitatea magnetică absolută a mediului,  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} H/m$  fiind permeabilitatea absolută a vidului, iar  $\mu_r$ , permeabilitatea magnetică relativă a mediului.

Relația de mai sus rezultă aplicând teorema Stokes asupra formei differentiale:

$$\operatorname{rot}\vec{H} = \vec{J}$$

În vid,  $\vec{D}$  nu diferă de  $\vec{E}$ , respectiv  $\vec{H}$  de  $\vec{B}$ , decât printr-un factor constant, deci se poate scrie:

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E}$$

$$\vec{H} = \frac{1}{\mu_0}\vec{B}$$

valorile și dimensiunile constantelor  $\boldsymbol{\varepsilon}_0$  și  $\boldsymbol{\mu}_n$  depinzând de sistemul de unități adoptat.

#### Energia si impulsul undelor electromagnetice

Densitatea de energie electromagnetic in vid:

$$u = u_{el} + u_{mgn} = \frac{\varepsilon \vec{E}^2}{2} + \frac{\mu \vec{H}^2}{2}$$

Teorema energiei electromagnetice:

$$-\frac{\partial}{\partial t} \int_{V_{z}} u dV = \oint_{\Sigma} \vec{S} d\vec{\Sigma} + \int_{V_{z}} \vec{j} \cdot \vec{E} dV$$

Vectorul Pointing:

$$\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H}$$

Legea locala de conservare a energiei:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \nabla \vec{S} = 0$$

Densitatea de impuls:

$$\vec{g} = \vec{D} \times \vec{B} = \frac{\vec{S}}{c^2}$$

#### Propagarea undelor electromagnetice

Ecuația de propagare a undelor electromagnetice se obține din ecuațiile Maxwell. Astfel, în cazul unui mediu fără sarcini spațiale  $\rho = \mathbf{0}$ , și fără curenți electrici  $\mathbf{j} = \mathbf{0}$ , cazul unui mediu izolant, omogen, presupus perfect din punct de vedere electric și magnetic rezultă:

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} = -\nabla \times \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\mu \frac{\partial}{\partial t} \nabla \times \vec{H} = -\mu \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) = -\varepsilon \mu \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}.$$

De asemenea, se utilizeaza relația formala a dublului produs vectorial:

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} = \nabla \cdot \nabla \vec{E} = -\Delta \vec{E}$$

Ținând seama de relațiile de mai sus, rezultă ecuația de propagare a unei unde electromagnetice sub forma:

$$\Delta \vec{E} - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0$$

unde

$$v = (\varepsilon \mu)^{-1/2}$$

reprezintă viteza de propagare a mărimii  $\vec{E}(r, t)$ . Analog, se pot obține ecuații de undă pentru  $\vec{H}$ ,  $\vec{E}$  sau pentru  $\vec{D}$ . Se consideră in general o functie de unda  $\psi$ :

$$\psi(\vec{r},t) \rightarrow \vec{E}(\vec{r},t)$$

iar c:

$$c = (\varepsilon_0 \mu_0)^{-1/2} \approx 3 \cdot 10^8 \text{ ms}^{-1}$$

viteza luminii în vid (natura electromagnetică a luminii). Într-un mediu transparent, altul decât vidul, caracterizat de  $\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \mathcal{E}_r$  și  $\mu = \mu_0 \mu_r \approx \mu_0$ , se poate defini indicele de efractive al mediului prin relațiile:

$$n = \frac{c}{v},$$
$$n^2 = \varepsilon_r,$$

care sunt verificate pentru frecvențe foarte joase (I. R. îndepărtat). În cazul frecvențelor mari (I. R. apropiat, V., U.V. etc.), se constată că  $\mathcal{E}_{\mu} = \mathcal{E}_{\mu}$  ( $\mathcal{V}_{\mu}$ 

Între modulele vectorilor  $\vec{E}$  și  $\vec{H}$  există în fiecare moment și în oricare punct

relația:

$$\sqrt{\varepsilon}E = \sqrt{\mu}H$$

Solutia ecuatiei de propagare este o solutie standard de forma:

$$\vec{E}(\vec{r},t) = \vec{A} \exp\left[i\left(\omega t - \vec{k}\,\vec{r}\right)\right]$$

Remarcăm faptul că ecuația undelor este valabilă numai dacă variațiile lui n și ale gradientului său pe o lungime de undă sunt neglijabile, condiții ideal îndeplinite în limita opticii geometrice ( $\lambda \rightarrow 0$ ). Cele mai importante solutii ale ecuatiei în medii omogene sunt undele plane, cilindrice si sferice. Undele mai complicate pot fi reprezentate ca superpozitii de astfel de unde.

Undele electromagnetice au o gamă de frecvențe, respectiv lungimi de undă, foarte largă. Acest domeniu poate fi împărțit în subdomenii după modul în care se produc aceste unde. În același timp acestor subdomenii le sunt caracteristice și procedeele de detecție, precum și aplicațiile lor. În ordinea scăderii lungimii de undă distingem următoarele tipuri de unde electromagnetice:

– Unde hertziene, cu  $\lambda > 1m$ , emise de generatoare de curent alternativ sau circuite oscilante; aceste unde apar și în spațiul din jurul liniilor de transport a energiei electrice în regim alternativ. Ele sunt utilizate în telecomunicații, radio și televiziune.

- Microundele, cu  $1 m > \lambda > sutimi de mm$ , produse în tuburi electronice speciale (clistroane, magnetroane) și sunt utilizate în radio și radiolocație.

– Radiații infraroșii, cu  $1 mm > \lambda > 7600 A$ , produse la tranzițiile între diversele stări energetice ale moleculelor și atomilor, precum și la tranzițiile energetice ale electronului periferic dintr-un atom.

- Radiații vizibile (lumina), cu  $\lambda \in [4000,7600]$ Å. Ele au efectul biologic caracteristic de impresionare a retinei ochiului și apar prin tranzițiile energetice ale electronilor periferici din atomi.

- Radiații ultraviolete, cu  $\lambda \in [1000, 4000]$ Å, emise la tranzițiile electronilor din atomi.

- Radiații X (Roentgen), cu  $\lambda \in [10^{-3}, 10]mm$ , produse la tranzițiile energetice ale electronilor de pe nivelele inferioare ale atomilor, precum și la frânarea unui fascicul de electroni accelerați într-un material. Sunt utilizate în medicină, defectoscopie și cercetare.

– Radiații  $\gamma$ , cu  $\lambda < 0,1nm$ ; ele se produc în tranzițiile energetice ale nucleelor atomice, în procesele nucleare sau interacții ale particulelor elementare.



Fig.15

## Polarizarea

Polarizarea caracterizează undele electromagnetice, care sunt unde transversale, din punct de vedere al direcției de oscilație a vectorului intensitate a câmpului electric (sau a vectorului intensitate a câmpului magnetic). Starea de polarizare a undei electromagnetice este definită de relația dintre amplitudinile și fazele celor două câmpuri transversale independente, E și H. În unda electromagnetică, vectorii intensitate a câmpului electric E, vectorul intensitate a câmpului magnetic H și versorul direcției de propagare formează un triedru drept.

Vom numi direcție de polarizare direcția de oscilație a vectorului câmp (electric sau magnetic) și plan de polarizare planul care conține vectorul câmp (electric sau magnetic) și direcția de propagare. Spunem că unda electromagnetică este :

*- liniar polarizată* (sau plan polarizată) dacă locul geometric al vectorului câmp este o dreaptă; *- circular polarizată* dacă locul geometric al vectorului câmp este un cerc;

- eliptic polarizată dacă locul geometric al vectorului câmp este o elipsă.

Planul ce conține vectorul **E** și direcția de propagare a undei (indicată de obicei prin vectorul **k**, vector egal în modul cu  $2\pi/\lambda$  și de orientare identică cu direcția de propagare a undei) este denumit plan de oscilație.

In general, lumina emisă de sursele obișnuite (soarele, becul cu incandescență) este o lumină nepolarizată. Amândouă sursele menționate sunt surse termice, radiația fiind emisă de atomii aflați în vibrație (pentru cazul becului) sau în urma unor reacții nucleare (cazul soarelui), neexistând direcții privilegiate. Se poate obține însă relativ ușor o lumină polarizată (procedeul de polarizare a luminii) prin fenomenul de dublă refracție ce apare în anumite materiale. După cum îi arată și numele, acest fenomen constă în apariția a doi indici de refracție diferiți  $(n_1, n_2)$ , pentru o direcție de propagare dată în interiorul cristalului. Teoria electromagnetică macroscopică a luminii (relațiile lui Maxwell) arată faptul că cele două unde (ce se propagă cu vitezele  $v_1 = c/n_1$  și respectiv  $v_2 = c/n_2$ ) ale căror vectori  $E_1$ și E2 oscilează în direcții reciproc perpendiculare. Ca urmare, un fascicul de lumină naturală (fără o direcție anumita de oscilație a vectorului  $\mathbf{E}$  – intensitatea câmpului electric) ce cade pe un astfel de material va fi împărțit în două fascicule polarizate (cu direcții de oscilație ale vectorului E binedefinite si reciproc perpendiculare). Acest aspect poate fi observat în figura 16 unde apar raza ordinară (denumită astfel deoarece are viteza  $v_0 = c/n_0$ , unde indicele de refracție notat prin  $n_0$  este indicele de refracție ordinar sau obișnuit ce caracterizează două direcții privilegiate din cristal) și raza extraordinară (denumită astfel deoarece are viteza  $v_e = c/n_e$ , unde indicele de refracție notat prin  $n_e$ este indicele de refracție extraordinar, ce caracterizează numai o anumită direcție din cristal). Cristalele cu această proprietate se numesc cristale birefringente (exemplu calcita, cuarțul sau gheața).



Ulterior este necesară separarea celor două unde obținute, caracterizate fiecare prin viteze diferite, deci și prin indici de refracție diferiți. În acest sens pot fi utilizate prisme ce separă componentele în spațiu după indicii de refracție caracteristici fiecărei componente. O variantă mai simplă constă în utilizarea proprietății de dicroism a anumitor cristale birefringente (de exemplu turmalina). Această proprietate constă în absorbția mult mai puternică a uneia din undele polarizate obținute, în raport cu cealaltă.Cristalele dicroice au fost folosite pentru realizarea unor materiale polarizante, numite

comercial polaroizi. Acești polaroizi transmit numai acele oscilații pentru care vectorul  $\mathbf{E}$  oscilează paralel cu o direcție anumită, preferențială, absorbind oscilațiile pentru care  $\mathbf{E}$  oscilează perpendicular pe aceste direcții preferențiale. Axa de polarizarea a polarizorului este de obicei fixă, însă cea a analizorului poate fi rotită întrucât astfel poate fi identificată direcția de polarizare a luminii de către observator. În funcție de unghiul  $\Theta$  dintre axa analizorului și direcția vectorului  $\mathbf{E}_0$  (identică cu cea a axei polarizorului P) va rezulta o proiecție a acestui vector pe axa analizorului egală cu

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \cos \Theta$$

aceasta fiind componenta luminii ce se propagă prin analizor și ulterior înspre elementul de fotodetecție F. Intensitatea I a luminii este de forma  $I = aE^2$ , unde a este o constantă de proporționalitate. Inlocuind pe E cu  $E_0 cos\Theta$ , rezultă pentru dependența intensității I în funcție de unghiul  $\Theta$  o expresie de forma  $I = aE_0^2 cos^2\Theta$  unde  $aE_0^2$  este o constantă. Maximul intensității  $I_{max}$  se obține pentru  $cos^2\Theta = 1$  (când  $\Theta = 0$ ), rezultând  $I_{max} = aE_0^2$ 

Inlocuind în expresia generală a lui I pe  $aE^2$  cu  $I_{max}$ , rezultă că se poate scrie

$$I = I_{max} \cos^2 \Theta$$

Relația exprimă **legea lui Malus**, descoperită de Etienne Malus în 1809, în urma efectuării unor experiențe de polarizare prin reflexie a luminii.

Pentru a se obține o bună sensibilitate a sistemului de măsurare a intensității I a luminii ce iese din analizor este indicat a se folosi un element de fotodetecție format dintr-o fotocelulă la care electronii extrași de fluxul optic incident să fie accelerați de un câmp electric obținut cu ajutorul unei surse de tensiune continuă, astfel încât să rezulte un curent electric ușor de măsurat cu ajutorul unui microampermetru. Numărul N de electroni extrași în unitatea de timp este proprțional cu intensitatea I a luminii emergente din analizor, iar curentul electric I<sub>el</sub> va fi deasemenea proporțional cu acest număr de electroni eliberați și accelerați în unitatea de timp. Astfel microampermetrul va indica un curent proporțional cu intensitatea I a luminii emergente din analizor (de forma I =  $I_{max}cos^2\Theta$ ).

Dacă lumina incidentă pe analizor nu este complet polarizată, putând fi scrisă sub forma  $I = I_0 + I_p \cos^2\Theta$ , atunci  $I_{max}$  va fi egal cu  $I_0 + I_p$  (când  $\cos^2\Theta = 1$ ) iar  $I_{min}$  (obținut când  $\cos^2\Theta = 0$ ) va fi egal cu  $I_0$ . Astfel diferența  $I_{max} - I_{min}$  va fi egală cu  $I_p$ , iar raportul

$$p = (I_{max} - I_{min}) / (I_{max} + I_{min}) = I_p / (2I_0 + I_p)$$

indică gradul de polarizare a luminii (este egal cu 0 când  $I_p$  este zero, deci când lumina este nepolarizată, și este egal cu 1 când  $I_0$  este zero, deci când lumina este total polarizată, fiind cuprinsă între zero și unu pentru cazurile când sunt prezente amândouă componentele, deci când lumina este parțial polarizată).

In afara gradului de polarizare mai pot fi măsurate transmitanțele polarizorului și analizorului. Prin definiție, transmitanța unui dispozitiv indică raportul dintre intensitatea luminii emergente din dispozitiv și intensitatea luminii incidente pe dispozitiv, și poate fi determinată măsurând gradul de atenuare introdus de polarizor sau analizor (raportul dintre intensitatea luminii ce ajunge la dispozitivul de fotodetecție în prezența analizorului sau polarizorului și intensitatea luminii ce ajunge la dispozitivul de fotodetecție fără ca analizorul sau polarizorul să mai fie plasați în calea luminii).

## Elemente de studiu pentru aprofundare

Pentru o înțelegere deplină a fenomenului și a dispozitivului utilizat pentru observare, se recomandă să se aprofundeze următoarele aspecte:

a) legătura dintre orientarea oscilațiilor intensității câmpului electric  $\mathbf{E}$  și noțiunea de lumină liniar polarizată, cu extinderea noțiunii de undă polarizată la alte tipuri de oscilații transversale orientate (cazul coardei vibrante, de exemplu)

b) legătura dintre natura sursei de radiație și posibilitatea emiterii de lumină polarizată (o astfel de emisie implicând existența unor direcții privilegiate în interiorul mediului sursei pentru fenomenele ce implică emiterea de câmp electric)

c) legătura dintre proprietățile de anizotropie ale cristalului (constante de material diferite pentru diverse orientări în spațiu) și apariția unor viteze diferite de propagare ale luminii pentru diverse unde în material, având în vedere dependența vitezei undei de constantele de material ale mediului.

d) legătura dintre vitezele de propagare diferite ale undelor în cristal, în funcție de direcția de oscilație a vectorului **E**, și indicele de refracție caracteristic undei respective, ținând cont de relația de definiție a indicelui de refracție

e) legătura dintre indicii de refracție diferiți și posibilitatea separării celor două unde obținute în cristal la ieșirea din mediul respectiv, având în vedere legile reflexiei și refracției

f) legătura dintre posibilitatea separării celor două componente obținute, la ieșirea din mediu, pe baza fenomenului de refracție, și necesitatea ca existenței unui anumit unghi de incidența al celor două componente la suprafața de separație cristal – aer, având în vedere sinusul unghiului de incidență este multiplicat cu indicele de refracție al materialului pentru a se obține sinusul unghiului de refracție corespunzător undei ce iese din cristal.

g) legătura dintre intensitatea I a luminii în funcție de intensitatea câmpului electric  $\mathbf{E}$  și valorile posibile pentru intensitatea I a luminii (corelație cu expresia energiei cinetice în funcție de viteză, energia cinetică neputând fi negativă)

h) legătura dintre legea lui Malus și valorile posibile ale raportului I /  $I_{max}$ , având în vedere valorile posibile ale funcțiilor trigonometrice implicate

i) necesitatea folosirii unui analizor pentru a putea observa gradul de polarizare a luminii, având în vedere faptul că fotodetectorii bazați pe efectul fotoelectric nu sunt sensibili la direcția de polarizare a luminii (asemeni ochiului uman)

j) necesitatea utilizării unei surse continue de tensiune pentru amplificarea curentului electric generat prin fenomenul de fotodetecție (extrem de mic) și problema polarizării celulei fotoelectrice într-un mod adecvat, conform legilor electrostaticii, astfel încât electronii eliberați să fie accelerați și nu frânați

k) necesitatea păstrării aceleiași poziții a fotodetectorului atunci când se efectuează măsurarea transmitanței polarizorului sau analizorului, astfel încât să nu apară cauze suplimentare care să modifice valoarea curentului înregistrat în afară de absorbția din materialul anizotrop

#### **Polarizare rotatorie**

Există o categorie de substanțe care au proprietatea de a roti direcția vectorului **E** (deci și planul de oscilație) pe măsură ce unda electromagnetică se propagă prin materialul respectiv. Fenomenul de rotire a planului de oscilație al luminii liniar polarizate se numește polarizare rotatorie (vezi figura 2) sau activitate optică.



Figura 17.

Exemple de substanțe optic active sunt cuarțul (dintre crsitale) lactoza, zaharoza (dintre compușii organici), precum și unele gaze. Unele din aceste substanțe rotesc planul de oscilație spre stânga, fiind denumite levogire, iar altele rotesc planul de oscilație spre dreapta, fiind denumite dextrogire.

In cazul solutiilor optic active (substanțe optic active dizolvate în apă), valoarea unghiului de rotație  $\alpha$ a planului de oscilație depinde direct proporțional de concentrația în substanță optic activă și de distanța l pe care lumina polarizata o are de parcurs prin soluție , și depinde invers proporțional de lungimea de undă  $\lambda$  a radiației incidente, fiind deasemenea dependent de temperatura de lucru. Rezultă o relație de forma:

$$\alpha = [\alpha]_{T}^{\lambda} c l$$

unde c este concentrația solutiei optic active, l este lungimea stratului de soluție parcurs, iar  $[\alpha]_T^{\lambda}$  se numește putere rotatorie sau rotație specifică și reprezintă valoarea unghiului de rotație  $\alpha$  când c și l sunt egale cu unitatea (fiind o constantă de material dependentă de lungimea de undă și de temperatură).

Din relația de mai sus rezultă imediat posibilitatea de determinare a concentrației c prin măsurarea unghiului  $\alpha$  (cunoscând-se distanța l și constanta de material  $[\alpha]_T^{\lambda}$ ). Pentru aceasta folosim relația

$$c = \frac{100}{[\alpha]_{T}^{\lambda} \cdot 1} \cdot \alpha$$

Montajul experimental contine doua prisme Nicol, una în scopul de a lucra cu lumina polarizata liniar (polarizor) iar cealalta în scopul de a analiza rezultatul obtinut (analizor).

Pentru a se putea măsura însă unghiul  $\alpha$  este necesar să pregătim întâi o undă liniar polarizată. In acest sens putem utiliza un prim nicol, cu rolul de a transforma lumina nepolarizată obținută de la o sursă obișnuită (bec cu incandescență, în mod uzual) într-o undă polarizată, având un vector **E** orientat pe direcția privilegiată a nicolului, și un al doilea nicol cu rolul de a identifica noua orientare a vectorului **E** la ieșirea din substanța optic activă (se rotește direcția privilegiată a celui de-al doilea nicol până se obține un maxim de intensitate pentru unda ce iese din al doilea nicol, aceasta însemnând că în acel moment direcția privilegiată a celui de-al doilea nicol coincide cu această nouă orientare a vectorului **E**, întreaga lumină fiind transmisă mai departe prin al doilea nicol spre ochiul

uman sau spre sistemul de fotodetecție. Dezavantajul unei astfel de metode (ce utilizează practic o singură undă polarizată) constă în faptul că ea necesită un sistem precis de fotodetecție, astfel încât poziția de maxim să poată fi determinată cu acuratețe. În practica este însă de dorit să se determine cu rapiditate noua direcție a vectorului  $\mathbf{E}$  și ulterior concentrația soluției, folosind pe cât posibil ochiul uman pe post de observator. Intrucât ochiul uman este extrem de sensibil la diferențele de intensitate luminoasă dintre două regiuni adiacente, rezultă că este necesară utilizarea a două unde polarizate, urmând ca noua direcție a vectorului  $\mathbf{E}$  (ce determină unghiul  $\alpha$  de rotație a planului de polarizare de substanța optic activă) să fie determinată pentru o poziție în care intensitatea luminoasă a două regiuni alăturate din câmpul vizual (în fiecare sosind una din cele două unde polarizate) să fie identice.

#### Dispozitiv de observare caracteristic

Pentru a evidenția calitativ aspectele discutate teoretic se folosește un dispozitiv optic denumit polarimetru circular. Schema acestuia este prezentata în figura 18.



Figura 18

Sursa de lumina este un bec cu incandescență prevăzut cu filtru (întrucât constanta de material  $[\alpha]_T^{\lambda}$  depinde de lungimea de undă, este necesar ca această lungime de undă să fie menținută constantă astfel încât unghiul  $\alpha$  rezultat să nu fie influențat decât de concentrația c de substanță activă, lungimea l a parcursului fiind cunoscută); deasemenea, se poate utiliza o lampă cu descărcări în gaze de la care este preluată doar o compilmentă cu o anumită lungime de undă (o linie spectrală). Ea emite lumina nepolarizata. Fanta F are rolul de a selecta un fascicul foarte îngust, centrat pe axul de simetrie al nicolului polarizor, pentru a u apare și alte unde în interiorul nicolului. Acest nicol polarizator P are rolul de a lăsa să se propage mai departe doar undele al căror vector intensitate a câmpului electric **E** oscilează în planul secțiunii sale principale.

Regiunea centrală a fasciculului de lumina trece ulterior prin lama semiundă L , realizată dintr-un material birefringent. Pentru aceasta lamă, direcțiile celor două axe sunt indicate în figura 4 prin notațiile Ox si Oy. Lama descompune lumina polarizata pe directia OP în două unde cu amplitudini diferite : OO' este amplitudinea undei ordinare, iar OE este amplitudinea undei extraordinare. Denumirea de lamă semiundă (sau lamă  $\lambda/2$ ) provine din faptul că lățimea sa este aleasă astfel încât diferența de fază dintre cele două unde introdusă de parcursul prin lamă să fie de  $\pi$  (ceea ce corepunde, grafic, diferenței de fază introdusă de un parcurs egal cu  $\lambda/2$  pentru o singură undă).Din acest motiv, la ieșirea din lama respectivă, la momentul de timp când una din cele două unde va avea un vector  $\mathbf{E}_{\mathbf{y}}$  de amplitudine maximă și de același sens ca la intrarea în lamă (egal cu  $\mathbf{E}_{\mathbf{x}}$ ), cealaltă undă va avea un vector  $\mathbf{E}_{\mathbf{x}}$  tot de amplitudine maximă, dar de sens contrar celui existent la intrarea în lamă (egal cu  $-\mathbf{E}_{\mathbf{x}}$ ). Prin compunerea vectorială a undelor  $\mathbf{E}_{\mathbf{y}}$  și  $\mathbf{E}_{\mathbf{x}}$  la ieșirea din lamă, se obține o undă liniar polarizată, având vectorul  $\mathbf{E}$  orientat pe direcția OP', ce se va propaga apoi spre observator. Lama semiundă acoperă, așa cum s-a indicat, numai partea centrala a fasciculului luminos.

In cazul în care mediul activ optic (un tub cu soluție de substanță optic activă de lungime cunoscută, de obicei) lipseste, aceste două unde vor intra în prisma Nicol ce joacă rolul de analizor.

Dacă direcția privilegiată (principală) a analizorului coincide cu direcția Ox, atunci proiecțiile amplitudinilor OP si OP' (ce corespund fizic intensității câmpului electric ce sunt egale si simetrice fata de axa Oy) pe direcția principală a analizorului (axa Ox) au aceeasi valoare în modul, și astfel intensitățile luminoase în zonele  $\mathbf{a}$  și  $\mathbf{b}$ , proporționale cu pătratele acestor module ale amplitudinii, vor fi deasemenea egale. Observatorul va percepe astfel cle două zone ca având același grad de iluminare.

Atunci când se introduce mediul optic activ (tubul T umplut cu soluție din substanța activă dizolvată în apă, de obicei), acesta va roti cu un același unghi  $\alpha$  atât planul de oscilatie al luminii ce trece prin lamă (de amplitudine OP') și este observată în zona centrală **a**, cât și planul de oscilație al luminii ce trece pe lângă lamă (de amplitudine OP) și este observată în cele două zone laterale **b**. In această situație proiecțiile celor două amplitudini pe direcția principală a nicolului analizor vor fi diferite în modul, și astfel vor diferi și intensitățile luminii observate de ochiul uman în cele două regiuni adiacente. Pentru a se aduce din nou cele două zone la aceeași stare de iluminare este necesar a se efectua o rotație a direcției principale (privilegiate) a analizorului cu un același unghi  $\alpha$  cu care au fost rotiți vectorii OP și OP', astfel încât proiecțiile celor doi vectori pe noua axă să fie din nou egale. Rotind nicolul analizor până se obține noua stare de iluminare egală în cele două regiuni și măsurând unghiul  $\alpha$  cu care s-a rotit această direcție față de orientarea anterioară se determină unghiul  $\alpha$ . Apoi, cunsocând constanta de material  $[\alpha_T^{\lambda}]$  și lungimea tubului l, se poate afla concentrația c de substanță optic activă.

## Elemente de studiu pentru aprofundare

In vederea înțelegerii depline a fenomenului de polarizare rotatorie (de activitate optică) și a dsipozitivului utilizat, se recomandă să se aprofundeze următoarele aspecte:

a) legătura dintre lipsa unei direcții privilegiate a fenomenelor termice sau chimice ce conduc la emisia luminii în cazul surselor termice și caracterul polarizat sau nepolarizat al luminii (având în vedere că fenomenul de polarizare liniară al luminii presupune existența unei anumite direcții de oscilație pentru vecorul **E**).

b) legătura dintre existența unor constante de material diferite pentru diverse orientări ale vectorului intensitate a câmpului electric într-un material și apariția a două unde ce se propagă cu viteze diferite, în aceeași direcție din material, în urma recepționării unei unde cu o orientare dată a vectorului **E** 

c) problema unicității descompunerii vectorului  $\mathbf{E}$  al undei incidente pe un material birefringent în două unde cu vectori intensitate a câmpului electric bine – determinați, ținând cont de faptul că direcțiile de oscilație ale acestor vectori  $\mathbf{E}$  ai undelor generate în material sunt reciproc perpendiculare

d) problema legăturii dintre defazajul dintre undele generate în materialul birefringent și defazajul introdus de deplasarea undelor prin mediu, având în vedere faptul că ele se propagă cu viteze diferite

e) problema alegerii unei anumit defazaj care trebuie introdus între ecele două unde generate în mediul birefringent, astfel încât atunci când una dintre ele trece prin maxim, cealaltă să aibă deasemenea un maxim, dar o orientare de sens contrar pentru vectorul **E** față de orientarea avută în momentul inițial, când undele au fost generate în cristal (ținând cont de defazajul necesar pentru ca o

undă ce prezintă la momentul inițial un maxim să treacă după un anumit interval de timp printr-un maxim de sens contrar).

f) problema orientării direcției principale (privilegiate) a nicolului analizor, astfel încât valoarea intensității luminoase în două zone adiacente în care sosesc două unde polarizate liniar, cu același modul al vectorului **E** dar de orientări diferite (considerând un unghi  $\beta$  între ele) să fie aceeași, ținând cont de faptul că printr-un nicol analizor ce acoperă ambele zone adiacente se propagă o undă ce are vectorul intensitate a câmpului electric egal cu proiecția vectorului **E** incident pe respectiva direcție principală (privilegiată)

g) problema alegerii unei anumite orientări a direcției principale (privilegiate) a nicolului analizor, astfel încât cele două zone să prezinte intensități egale, dar de valore minimă, ținând cont de mulțimea soluțiilor ce satisfac condiția ca proiecțiile vectorului **E** al celor două unde pe direcția principală să fie aceeași, și alegând acea soluție ce conduce la valori minime pentru vectorii intensitate a câmpului electric

h) problema studiului variației unghiului de rotație  $\alpha$  introdus de o soluție de concentrație c de substanță optic activă, pentru anumite variații ale concentrației și parcursului prin mediul activ, pornind de la relația de dependență dintre unghiul  $\alpha$ , concentrația c și parcursul l.

i) problema variației unghiului de rotație  $\alpha$  introdus de un parcurs printr-o soluție de substanță optic activă, dacă tubul ce conține soluția ar fi înlocuit cu un tub de aceeași secțiune, dar mai lung, noul volum apărut fiind umplut cu apă sau cu substanță activă (pornindu-se de la relația de definiție a concentrației șî de la dependența unghiului  $\alpha$  de concentrația c)

j) problema existenței unei limite a concentrației de substanță activă folosită (exemplu zahăr), astfel încât undele generate prin birefringentă să poată ajunge la câmpul vizula al observatorului (ținând cont de posibilele fenomene de cristalizare)

## Polarizarea undelor electromagnetice prin reflexie totală

Legea refracției arată că sin *i*/sin r=n și deci: sin  $r = \frac{\sin i}{n}$ . Dacă n < 1 se poate constata că este

posibilă existența unor unghiuri de incidență *i* pentru care sin r>1, ceea ce nu are sens. Acest caz are loc pentru toate valorile unghiului de incidență *i* pentru care sin  $i \ge n$ , ceea ce este posibil când n<1,



adică când lumina se propagă dintr-un mediu mai refringent într-un mediu mai puțin refringent  $(n_1 > n_2)$ , de exemplu din sticlă în aer. Unghiul *i* pentru care sin *i*=*n* poartă numele de unghi limită ( $\ell = \arcsin n$ ). Dacă *i* depășește unghiul limită nu se mai observă lumină transmisă, ci întreaga lumină se reflectă, întorcându-se în primul mediu mai refringent. Din această cauză acest fenomen se numește reflexie totală.

Deoarece în cazul reflexiei totale unghiul de refracție r nu mai are sens, pentru a putea studia starea de polarizare a luminii reflectate pe baza

formulelor lui Fresnel, formule în care apare în mod explicit unghiul r, vom face transformarea:

$$\sin r = \frac{1}{n}\sin i \; ; \; \cos r = \sqrt{1 - \frac{\sin^2 i}{n^2}} = \frac{j}{n}\sqrt{\sin^2 i - n^2} \; ; \; j = \sqrt{-1}$$

și prin înlocuire în prima relație a lui Fresnel (2.1) se obține:

$$E_{\parallel}^{r} = E_{\parallel}^{i} \cdot \frac{tg(i-r)}{tg(i+r)} = E_{\parallel}^{i} \cdot \frac{\cos i - \frac{j}{n^{2}}\sqrt{\sin^{2} i - n^{2}}}{\cos i + \frac{j}{n^{2}}\sqrt{\sin^{2} i - n^{2}}} = E_{\parallel}^{i} \cdot \frac{e^{-j\alpha}}{e^{j\alpha}} = E_{\parallel}^{i} \cdot e^{-2j\alpha}$$

în care:

$$\alpha = \arctan \frac{\sqrt{\sin^2 i - n^2}}{n^2 \cos i}$$

Rezultă că vectorul  $E_{\parallel}^{r}$  suferă o schimbare de fază egală cu -2 $\alpha$  față de  $E_{\parallel}^{i}$ .

Un calcul similar făcut pentru cealaltă componentă  $E_{\perp}^{r}$  arată că:

$$E_{\perp}^{r} = E_{\perp}^{i} \cdot e^{-2j\beta}$$
;  $\beta = arctg \frac{\sqrt{\sin^{2} i - n^{2}}}{\cos i}$ 

și deci $E_{\perp}^{r}$  are o schimbare de fază egală cu -2eta față de  $E_{\perp}^{i}$  sau  $E_{\parallel}^{i}$ .

În consecință, prin reflexie totală apare o diferență de fază în unda reflectată între componentele vectorului electric în planul de incidență și perpendiculară pe planul de incidență. Dacă lumina incidentă este total polarizată, apare deci o diferență de fază între cele două componente perpendiculare din lumina reflectată, astfel că această lumină va fi polarizată eliptic prin compunerea celor două vibrații perpendiculare. Rezultă că prin reflexie totală lumina total polarizată este transformată în lumină eliptic polarizată.

Diferența de fază între cele două componente perpendiculare ale vectorului  $\vec{E}$  este  $\delta = 2(\alpha - \beta)$ , astfel că:

$$tg \frac{\delta}{2} = \frac{\cos i \cdot \sqrt{\sin^2 i - n^2}}{\sin^2 i}$$
(2.4)  
Dacă  $\delta = \frac{\pi}{2}$  şi  $E_{\parallel}^i = E_{\perp}^i$  elipsa descrisă de vârful

vectorului electric  $\vec{E}$  se transformă într-un cerc și deci lumina reflectată total va fi polarizată circular. Unghiul de incidență pentru care  $\delta = \frac{\pi}{4}$  în cazul n=1,5 (aer-sticlă) este  $i \cong 45^{\circ}$ . Deci există posibilitatea transformării luminii total polarizate în lumină polarizată circular.

Experimental acest lucru se realizează cu așa-zisul paralelipiped al lui Fresnel. El este o piesă de sticlă de formă prismatică cu secțiunea de forma unui paralelogram ca cea din figura 2.3. Prin două reflexii totale succesive se obține o diferență de fază  $\delta = \frac{\pi}{2}$  între componenta paralelă cu planul de incidență și cea perpendiculară pe acest plan ale vectorului luminos. Dacă lumina incidentă total polarizată are

palnul de vibrație orientat astfel încât el să formeze unghiul de 45° cu planul de incidență, atunci  $E^i_{\parallel} = E^i_{\perp}$  și lumina care iese din prismă este polarizată circular.

## Polarizarea luminii prin birefringență

Experimental se constată că dacă se privește un punct luminos printr-un cristal de calcit se observă două puncte luminoase în loc de unul singur, ceea ce arată că o rază incidentă care pleacă de la izvorul luminos dă naștere în cristalul de calcit la două raze refractate. Acest fenomen descoperit în anul 1669 de către Erasmus Bartholinus se numește dublă refracție sau birefringență, iar substanțele care prezintă o astfel de proprietate se numesc substanțe birefringente.

Dintre substanțele birefringente cel mai mult studiat a fost carbonatul de calciu (CaCO<sub>3</sub>) cristalizat sau calcitul, sau spatul de Islanda. Calcitul se prezintă sub forma de cristale romboedrice mari și transparente (vezi figura).

Axa de simetrie AG poartă numele de axă optică. Lungimea muchiilor nu prezintă importanță astfel că romboedrii pot avea diferite forme, ca lame sau bare prismatice cu fețele paralele cu cele ale



romboedrului. Deși cristalul de calcit este omogen proprietățile sale optice sunt diferite după diverse direcții, adică este un cristal anizotrop.

Să considerăm o rază de lumină incidentă care cade normal pe fața ABCD a cristalului, a cărui secțiune longitudinală este prezentată în figura 2.5. În cristal vor exista două raze de lumină: o rază care se supune legii obișnuite a refracției și deci care va intra în cristal nedeviată, numită raza ordinară (O) și o rază care nu se supune legii refracției și care intră în cristal deviată cu toate că unghiul de incidență este nul, numită raza extraordinară (E). Rotind cristalul în jurul unei axe normale pe fața de intrare (paralelă cu raza incidentă), raza ordinară rămîne fixă, iar raza extraordinară se rotește în jurul celei ordinare.

Se definește ca plan principal al razei ordinare planul care conține axa optică și raza ordinară. Planul principal al razei extraordinare este planul care conține această rază și raza optică. Raza ordinară se află întotdeauna în planul de incidență, pe când cea extraordinară numai în anumite cazuri. Planele principale ale celor două raze refractate nu coincid, ci formează un mic unghi între ele.



Dacă în calea celor două raze de lumină care ies din calcit se așează o oglindă plană de sticlă astfel ca razele să cadă pe oglindă sub incidența brewsteriană se constată că după reflexia pe oglindă raza extraordinară dispare, iar cea ordinară nu. Aceasta arată că raza extraordinară este total polarizată și că vibrațiile ei sunt într-un plan care coincide cu planul de incidență, adică planul care conține axa optică (planul desenului). Deci aceste vibrații sunt conținute în planul principal al razei extraordinare. Rotind oglinda cu 90° în jurul razei ordinare se constată că raza ordinară dispare după reflexie și reapare raza

extraordinară. Aceaasta arată că și raza ordinară este total polarizată, vibrațiile ei fiind perpendiculare pe planul figurii, adică perpendiculare pe planul principal al razei ordinare.

Definind ca secțiune principală a cristalului planul care conține axa optică și normala la fața de intrare (care coincide cu planul desenului), din această experiență se trage concluzia că la pătrunderea unei raze de lumină naturală într-un cristal de calcit apar două raze total polarizate având planele de polarizare perpendiculare într ele și anume: o rază extraordinară cu vibrațiile în planul secțiunii principale și o rază ordinară cu vibrațiile într-un plan perpendicular pe planul secțiunii principale.Dacă raza incidentă ar intra în cristal după axa optică ea nu s-ar dedubla la pătrunderea în cristal. Deci axa optică reprezintă direcție de monorefringență într-un cristal birefringent. Cristalele de felul calcitului care au o singură direcție de monorefringență se numesc cristale uniaxe. Sunt unele cristale care au două astfel de direcții, în care caz se numesc cristale biaxe (exemplu: cuarțul).Prin urmare, fenomenul de birefringerență permite obținerea de lumină total polarizată din lumină naturală nepolarizată. Însă această metodă de polarizare prezintă inconvenientul că nu poate fi folodită direct pentru că divergența (deschiderea unghiulară) dintre cele două raze, ordianră și extraordinară, este mică. De aceea sistemele utilizate ca polarizatori au scopul de a mări divergența celor două raze total polarizate, fie de a suprima una din aceste raze.

Dispozitivele de polarizare bazate pe birefreingența naturală a unor substanțe sunt: prisma Nicol, prisma Foucault, polarizatorul lui Brace, prisma Wollaston, etc. <u>Prisma Nicol</u> are proprietatea de suprima raza ordinară și de a lăsa să treacă raza extraordinară, rază care va avea direcția razei incidente.

Prisma Nicol, sau mai simplu – nicolul – este alcătuită din două prisme de calcit având ca bază un triunghi dreptunghic. Unghiurile sale ascuțite sunt de  $68^{\circ}$  și  $22^{\circ}$ . Cele două prisme sunt lipite în lungul catetei mari cu balsam de Canada. Axa optică, aflată în planul figurii (fig.2.6), formează un unghi de  $48^{\circ}$  cu fața AB. Raza incidentă se scindează la intrarea în prismă în două raze.

Raza ordinară O cade pe stratul de balsam de Canada sub un unghi de ~76<sup>0</sup>. Indicele de refracție al



balsamului de Canada (n=1,55) este mai mic decât indicele de refracție al calcitului pentru raza ordinară ( $n_0=1,658$ ), astfel că unghiul de incidență  $i=76^0$  este mai mare decât unghiul limită

 $\ell = \arcsin \frac{1,55}{1,658} = 69^{\circ} 20'$  și raza ordinară *O* suferă o reflexie totală la suprafața de separare calcit-

balsam de Canada. Datorită acestui fenomen ea nu trece în prisma a doua, ci iese prin fața AC a primei prisme. Îndicele de refracție al calcitului pentru raza extraordinară este mai mic decât indicele de refracție al balsamului de Canada și din această cauză ea nu suferă reflexie totală, ci trece și prin a doua prismă. Prin urmare, la ieșire, după trecerea prin ambele prisme, există numai raza extraordinară care este total polarizată în planul secțiunii principale.



<u>Prisma Wollaston</u> este alcătuită din două prisme triunghiulare de calcit lipite prin ipotenuze. În prisma ABC axa optică este conținută în planul figurăă, iar în prisma ACD această axă este perpendiculară pe lanul figurii. O rază de lumină naturală căzând normal pe suprafața AB se desparte în raza ordinară și raza extraordinară, raze care se propagă pe aceeași direcție, perpen-diculară pe axa optică. În prisma a doua, cle dou raze se vor propaga de asemenea, perpendicular pe axa optică, însă, deoarece axele optice în cele două prisme sunt perpendiculare între ele, raza ordinară din prima prismă devine extraordinară în cea de a doua și invers. Astfel raza ordinară în prima prismă se va refracta la suprafața de separație dintre cele două prisme cu indicele de refracție relativ  $n_e / n_0$ , iar raza care a fost extraordinară în prima prismă se va refracta cu un indice de refracție relativ  $n_0 / n_e$ . Pentru spatul de Islanda  $n_o > n_e$ , astfel că  $n_e$ :  $n_0 < 1$  și  $n_0$ :  $n_e > 1$  și deci prima rază (I) se va refracta depărtându-se de normală, adică spre punctul *C*, iar raza a doua (II) se va refracta apropiindu-se de normală, adică spre punctul *D*. În acest fel se realizează o divergență mare a celor două raze care sunt polarizate total.

## Birefringența indusă

Experimental s-a constatat că sub acțiunea unor anumiți factori externi substanțe care în mod obișnuit sunt izotrope devin anizotrope, în general ca medii uniaxe.

## Birefringența provocată prin deformare

În anul 1913 Seeleck a descoperit că prin deformări mecanice un corp devine birefringent, fapt care poate fi pus în evidență în modul următor. Între doi nicoli la extincție se introduce un paralelipiped de sticlă . Dacă două din fețele opuse ale parapelipipedului sunt supuse unei comprimări pe o direcție perpendiculară pe direcția de propagare a fasciculului de lumină, apare lumină în câmpul vizual al analizorului, iar prin rotirea analizorului lumina nu dispare. Același lucru se constată dacă substanța este supusă unei întinderi în loc de comprimare. Corpul capătă în acest mod proprietăți optice de cristal uniax.

Experiența arată că diferența de fază  $\varphi$  dintre raza ordinară și cea extrarodinară la ieșirea din substanță este proporțională cu presiunea p la care este supus corpul comprimat și cu grosimea  $\ell$  a substanței străbătută de lumină:

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} (n_e - n_0)\ell = Cp\ell \tag{2.5.}$$

în care constanta C depinde de natura substanței.

Birefringența se datorează tensiunilor mecanice care apar în corp și ea dispare când cauza exterioară încetează. Drept aplicație practică a acestui fenomen întâlnim metoda optică de cercetare a tensiunilor mecanice pe modele confecționate din materiale transparente (celuloid, plexiglas, etc.), numită metoda fotoelasticității.

## Birefringența în câmp electric (efect Kerr).

În aul 1875 Kerr a observat că dacă o placă de sticlă este plasată într-un câmp electric intens ea devine birefringentă. Fenomenul apare nu numai la solide, ci și la lichide și gaze, ceea ce dovedește că anizotropia optică nu se datorează unor tensiuni mecanice provocate de câmpul electric. La lichide efectul Kerr poate fi observat dacă în lichidul de studiat se cufundă două plăci metalice paralele cărora li se aplică o tensiune electrică și plasate între doi nicoli încrucișați. Experimental s-a stabilit că diferența  $n_e$ - $n_0$  între cei doi indici de refracție pentru razele extraordinare este proporțională că pătratul intensității *E* a câmpului electric aplicat, legea lui Kerr fiind:

$$n_e - n_0 = B\lambda E^2 \quad sau \quad \frac{\delta}{\ell} = B\lambda E^2$$
 (2.6.)

în care *B* este constanta lui Kerr, dependentă de natura substanței, iar  $\delta = (n_e - n_0)\ell$  este diferența de drum dintre razele extraordinară și ordinară.



Efectul Kerr se explică prin orienta-rea în câmpul electric a dipolurilor elec-trice moleculare permanente sau induse. Timpul de orientare și cel de revenire la starea neorientată când dispare câmpul electric este de ordinul a 10<sup>-9</sup> secunde. Acest fapt are ca aplicație practică utilizarea unei celule Kerr ca obturator de lumină fără inerție.

#### Birefringența în câmp megnetic.

În anul 1907 Cotton și Mouton au observat că și un câmp magnetic transversal poate provoca birefringența unui mediu izotrop. Această birefringență a fost observată la lichide printr-un dispozitiv asemănător cu celula Kerr, dar în locul câmpului electric este aplicat un câmp magnetic. Sub acțiunea câmpului magnetic substanța capătă proprietăți de cristal uniax cu axa optică paralelă cu liniile de forță ale câmpului magnetic. Explicația fenomenului este aceea că un câmp magnetic intens determină o orientare a dipolurilor magnetice elementare (atomice și moleculare) și crearea în acest mod a unei anizotropii în cadrul substanței.

Legea birefringenței magnetice este:

$$n_e - n_0 = C\lambda H^2 \quad ; \quad \frac{\delta}{\lambda} = \frac{\ell(n_e - n_0)}{\lambda} = C\ell H^2 \tag{2.7.}$$

în care *H* este intensitatea câmpului magnetic, iar *C* este o constantă de material.

#### Interferența

Interferența este fenomenul de suprapunere a două sau mai multe unde.

Din punct de vedere fizic, o undă electromagnetică de o anumită lungime de undă  $\lambda$  se numește undă armonică și este descrisă de un ansamblu de doi vectori **E** (intensitatea câmpului electric) și **B** (inducția magnetică) reciproc perpendiculari, ce oscilează în timp și spațiu perpendicular pe direcția de propagare, reprezentată printr-un vector **k** egal în modul cu  $2\pi/\lambda$ . In cazul particular în care aceste mărimi variază de-a lungul unei singure coordonate spațiale unda r**es**pectivă se numește undă armonică plană.

$$\Psi(x,t) = A e^{j(\omega t - k_x \cdot x + \phi_0)} \text{ unde } \begin{cases} A \text{ este amplitudinea undei }; \phi_0 \text{ este faza initiala }; \\ \phi = (\omega t - k_x \cdot x + \phi_0) \text{ se numeste faza undei} \\ \omega = \frac{\partial \phi}{\partial t} \text{ este viteza de variatie a fazei, denumita si frecventa} \\ k_x \text{ proiectia vectorului de unda } \vec{k} \text{ pe directia de} \\ \text{propagare a undei, desemnata de versorul } \vec{l}_x \text{ ; } |\vec{k}| = \omega / v \end{cases}$$

In această relație funcția  $\psi(x,t)$  poate fi reprezenta variația în timp și spațiu a proiecției oricărei mărimi a câmpului electromagnetic (**E**, **B**, etc.) de-a lungul unei direcții din spațiu.

Avantajul reprezentării prin numere complexe este dat de faptul că partea reală a expresiei anterioare este de formă sinusoidală, așa cum este impus de forma sinusoidală a unei unde armonice plane.  $\Psi(x, t) = \text{Re}\Psi(x,t) = \text{Acos}(\omega t - kx + \varphi_0)$  (s-a notat  $k_x$  cu k)

Două undele electromagnetice ajung într-un anumit punct din spațiu se pot suprapune (aduna) în mod vectorial. Dacă cele două unde au aceeași frecvență și o diferență de fază constanță în timp, atunci proiecția sumei lor din acel punct de-a lungul unei direcții din spațiu va fi deasemeni o undă armonică (va oscila cu aceeași frecvență în timp, iar faza inițială a acestei sume de sinusoide, considerată la momentul de timp când ambele unde ajung în punctul respectiv, va fi constantă în timp, după cum este normal în cazul unei unde armonice). Având în vedere faptul că lumina obișnuită provine de la surse ce emit trenuri de undă pe baza vibrațiilor termice (becul cu incandescență) sau nucleare (cazul soarelui), rezultă că undele ce sosesc într-un anumit punct din spațiu nu pot avea diferență de fază constantă decât dacă ele corespund unuia și același tren de undă emis, ce a generat oscilații secundare de-a lungul traseului său (conform principiului lui Huygens) sau provenite prin reflexii și refracții ale aceluiași fascicul.

Interferenta a două fascicule:

$$I_{tot} = \frac{1}{2Z} |\vec{E}_{tot}|^2 = \frac{1}{2Z} (\vec{E}_1 + \vec{E}_2) (\vec{E}_1 + \vec{E}_2) = I_1 + I_2 + \frac{1}{2Z} (\vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2 + \vec{E}_2 \cdot \vec{E}_1)$$
(2.8)

unde termenul de interferență este

$$I_{12} = \frac{1}{2Z} (\vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2 + \vec{E}_2 \cdot \vec{E}_1)$$
(2.9)

Daca  $I_{12} \neq 0$ , interferența este constructivă iar undele sunt coerente. Interferența a două unde armonice plane:

$$E_{1} = E_{01} \exp\left[i\left(\omega t - \vec{k}_{1} \cdot \vec{r}_{1} + \varphi_{1}\right)\right]$$

$$E_{2} = E_{02} \exp\left[i\left(\omega t - \vec{k}_{2} \cdot \vec{r}_{2} + \varphi_{2}\right)\right]$$

$$I_{12} = \frac{1}{2Z} 2\sqrt{|E_{01}|^{2}|E_{02}|^{2}} \cos\left[\left(\vec{k}_{1} \cdot \vec{r}_{1} - \vec{k}_{2} \cdot \vec{r}_{2}\right) + \varphi_{1} - \varphi_{2}\right]$$
(2.10)
(2.11)

Interferența a N fascicule coerente:

$$I_{tot} = I_0 \frac{\sin^2 \left[ \frac{Nkd \sin \theta}{2} \right]}{\sin^2 \left[ \frac{kd \sin \theta}{2} \right]}$$
(2.12)

In cazul undelor electromagnetice este indicat a se studia interferența utilizând fenomenul de reflexie, întrucât reflexia undelor electromagnetice din spectrul de frecvență al semnalelor radio este relativ ușor de obținut utilizând panouri sau ecrane metalice reflectorizante. Un astfel de montaj necesită prezența unui generator în gama undelor radio, a unei antene emițătoare conectate la acesta, a unui ecran reflectorizant și a încă unei antene, care să studieze interferența undelor într-un anumit punct din spațiu. Cel mai simplu mod de suprapunere a celor două unde (unda emisă de antena emițătoare și cea reflectată de ecran) constă în plasarea antenei receptoare între antena emițătoare și ecran, toate dispozitivele fiind montate de-a lungul aceleiași axe. Intr-un astfel de montaj va apare în zona antenei receptoare o suprapunere înte unda directă (ce ajunge direct de la antena receptoare) și unda reflectată (emisă de dipol și reflectată înapoi de ecran). Diferența de fază a undelor ce se suprapun este dependentă de distanța dintre antena emițătoare și antena receptoare, pe de o parte (ce determină faza undei directe la recepție) și de lungimea parcursului antenă emițătoare – ecran reflector – antenă receptoare (ce determină faza undei reflectate la recepție); varierea acestor distanțe duce la modificarea fazelor, în funcție de lungimea de undă.

#### Elemente de studiu pentru aprofundare

In vederea înțelegerii depline a particularităților fenomenelor de interferență și polarizare a undelor electromagnetice din gama de frecvențe radio și a dispozitivului de observare recomandat a fi folosit, se recomandă să se aprofundeze următoarele aspecte:

a) legătura dintre expresia caracterul practic liniar al structurii unei antene tip dipol și orientarea vectorului câmp electric emis, ținând cont de faptul că acest câmp electric este orientat de-a lungul direcției dintre cei doi dipoli, între marginile lor

b) necesitatea ca unda recepționată să aibă practic o fază inițială constantă, pentru a se putea folosi reprezentarea în fazori pentru unde

c) posibilitățile de obținere a unei unde periodice din însumarea a două unde periodice de frecvențe diferite, ținând cont de condiția de existență a unei perioade a semnalului compus care să cuprindă un număr întreg de perioade ale fiecărui semnal ce îl compun

d) necesitatea ca frecvența a două semnale cuprinse într-o gamă restrânsă în jurul unei frecvențe centrale v (de exemplu, care aparțin intervalului [0,9v; 1,1v]) să fie aceeași, pentru ca din compunerea lor să rezulte un semnal cu frecvență cuprinsă în aceeași gamă restrânsă.

e) necesitatea folosirii fenomenului de reflexie pentru obținerea a două unde coerente (cu diferență de fază constantă în timp și frecvențe egale) în cazul undelor electromagnetice din spectrul radio, ținând cont de lipsa de transparență a materialelor uzuale la undele electromagnetice din acest domeniu de frecvențe și de faptul că apariția fenomenului de difracție necesită practicarea unor deschideri de lățime comparabilă cu lungimea de undă, ceea ce conduce la împrăștieri mari în spațiu pentru astfel de unde

f) înțelegerea necesității plasării antenei receptoare între antena emițătoare și ecranul reflector, ținând cont de faptul că împrăștierea semnalului reflectat crește cu mărimea parcursului

g) înțelegerea orientării dipolului receptor în raport cu direcția câmpului electric **E** recepționat și implicit în raport cu orientarea dipolului emițător, astfel ca valoarea câmpului electric indus să fie maximă în modul

h) înțelegerea gamei de valori pe care o poate lua intensitatea undei electromagnetice induse în antena receptoare, ținând cont de expresia ei în raport cu  $\mathbf{E}_{ind}$ 

i) înțelegerea modului în care apar distanțele parcurse dus-întors (de două ori) de unda reflectată în raport cu unda directă, în expresia diferenței de fază dintre cele două unde în zona antenei receptoare

j) înțelegerea drumului suplimentar ce trebuie adăgat la diferența de drum geometrică (reală), astfel încât în expresia diferenței de fază să apară și defazajul de  $\pi$  radiani introdus de reflexia realizată de ecran

k) înțelegerea distanței dintre două maxime sau două minime ale undei compuse în funcție de lungimea de undă, având în vedere faptul că ea reprezintă suma dintre unda directă și cea reflectată de ecran

l) justificarea faptului că nu se pot obține poziții în care amplitudinea undei rezultate să fie nulă, având în vedere diferența de amplitudine dintre unda directă și unda reflectată

m) indicarea amplitudinilor maxime și minime ce pot fi obținute prin însumarea a două unde coerente de amplitudini date și de aceeași frecvență, având în vedere situațiile când compunerea a doi vectori poate conduce la un vector de modul maxim și respectiv la un vector de modul minim

n) înțelegerea gamei de valori pe care o poate lua raportul  $I(\alpha) / I_{max}$ , unde  $I_{max}$  reprezintă valoarea maximă a intensității undei induse în antena receptoare , iar  $I(\alpha)$  reprezintă intensitatea undei



induse în antena receptoare pentru un unghi oarecare  $\alpha$ între orientarea dipolului antenei receptoare și direcția de oscilație a câmpului electric **E** al unei unde recepționate

# Aspecte fundamentale ale fenomenului de interferență bazat pe surse virtuale

**Oglinzile Fresnel**. Fresnel a folosit ca izvoare de lumină coerentă imaginile virtuale  $S_1$  și  $S_2$  ale unui izvor de lumină

monocromatică *S*, imagini obținute cu ajutorul a două oglinzi plane care formează între ele un unghi de aproape 180<sup>0</sup>. Razele de lumină provenite de la izvorul *S* și reflectate de oglinzile  $O_1$  și  $O_2$  se comportă ca și cum ar proveni de la imaginile virtuale  $S_1$  și  $S_2$ , care joacă rolul de izvoare de lumină coerente în fază. Fasciculele de lumină care provin de la aceste izvoare au o regiune comună, care constituie câmpul de interferență. Pentru a observa franjele de interferență se așează în această regiune un plan *P* paralel cu linia surselor virtuale  $S_1$  și  $S_2$ . Dacă se notează r = SO și  $\alpha$  unghiul dintre cele două oglinzi, iar *d* distanța de la punctul *O* de unire a celor două oglinzi la planul *P*, se poate stabili ușor că :  $l = 2r \sin \alpha \cong 2r\alpha$  și  $D = d + r \cos \alpha \cong d + r$ , astfel că pentru ca distanța  $\ell$  să fie mică trebuie ca  $\alpha$  să fie mic ( $\alpha \le 20'$ ). Undele care ar sosi direct de la sursa *S* sunt obturate cu un ecran  $P_1$ . Există și alte dispozitive interferențiale optice ca: biprisma Fresnel, bilentila Billet, oglinda Lloyd, dispozitivul Linnik, etalonul Fabry-Perot, interferometre.

## Refracția luminii prin biprisma Fresnel

Biprisma Fresnel este un dispozitiv de interferență în care undele coerente, prin suprapunere, produc fenomenul suprapunerea undelor sosite de la două surse virtuale  $S_1$  și  $S_2$ . Undele emise de la o sursă primară și refractate conduc la un sistem de franje studiate într-un plan  $\Pi$ , normal pe axa de simetrie  $S_0O$  a sistemului.



Din condiția ca undele emise de două surse secundare să fie în fază (să aibă simultan valorile maxime, astfel încât unda rezultantă să aibă intensitatea câmpului electric  $\mathbf{E}$  determinată ca sumă a câmpurilor electrice  $\mathbf{E}_1$  și  $\mathbf{E}_2$  ale celor două unde) rezultă că diferența de drum parcursă de undele secundare

emise de cele două surse spre punctul de observație trebuie să corespundă unui multiplu întreg de  $\lambda$  (lungimea de undă), iar pentru distanțe mari de la surse la punctul de observație undele secundare sosesc practic din direcții paralele, iar diferența de drum va fi indicată de proiecția distanței d dintre sursele secundare pe direcția de propagare. Rezultă din geometria unei astfel de figuri condiția ca

$$d \sin \alpha_m = m \lambda$$

unde m trebuie să fie un număr întreg, iar  $\alpha$  este unghiul format de direcția respectivă (pentru care se observă un maxim de interferență) cu direcția inițială de propagare a luminii, considerată perpendiculară pe axa ce unește cele două surse secundare. Aproximând apoi sinusul unghiului  $\alpha$  cu tangenta sa, se obține distanta dintre două maxime succesive observate pe un ecran aflat la distanța L de axa ce unește sursele prin

$$i = L tg\alpha_{m+1} - L tg\alpha_m = L sin\alpha_{m+1} - L sin\alpha_m = L (m+1)\lambda/d - L m \lambda/d = L \lambda/d, L = a + b$$

Pentru a obține un grad de coerență ridicat (astfel încât undele secundare să fie emise în urma recepționării aceluiași tren de undă primar, dispozitivul se construiește astfel încât distanța d dintre sursele virtuale să fie cât mai mică, ceea ce implică un unghi A cât mai mic al prismelor utilizate pentru refracția luminii. Faptul că unghiul A este foarte mic (<1°) permite utilizarea unei formule aproximative a prismelor subțiri, care exprimă unghiul de deviație  $\alpha$  în funcție de unghiul A și indicele de refracție n al materialului prismei sub forma:

$$\alpha = (n-1)A$$

Aceasta formulă se justifică prin analiza incidenței sub un unghi  $\phi$  a unei raze de lumină pe una din fetele unei prisme, ca în figura



Fig.19

Fie n - indicele de refracție al prismei, A - unghiul interior din vârf și considerăm prisma este plasată în aer. Pentru a determina unghiul de deviație  $\delta$  ar fi sufiicient să se aplice legile refracției pe cele două suprafețe de separație, succesiv. Dar relațiile exacte duc la expesii complicate, dificil de analizat. De aceea se utilizează aproximații bazate pe faptul că exiată un unghi minim de deviație a fasciculului, ce apare atunci când raza trece prin prismă simetric. Unghiul  $\delta_m$  se numește unghi de deviație minimă. Observând în figura 19 că

$$\phi'_1 = \frac{A}{2}$$
 (unghiuri cu laturile perpendiculare)  
 $\delta_1 = \delta_{m/2}$  (pe fiecare suprafață se produce o jumătate din deviația totală)

$$\phi_1 = \phi_1 + \delta_1 = \frac{A}{2} + \frac{\delta_m}{2} = \frac{A + \delta_m}{2},$$

 $\sin \phi_1 = n \sin \phi'_1$  (conform legilor refracției)

și înlocuind pe  $\varphi_l$  și  $\varphi_l$ ' în ultima relație rezultă

$$\sin\frac{A+\delta_m}{2}=n\sin\frac{A}{2},$$

Dacă unghiul prismei este mic, unghiul de deviație minimă este deasemenea mic, și putem înlocui sinusurile unghiurilor prin unghiurile respective, rezultând:

$$n = \frac{A + \delta_m}{A}$$

ce poate fi scrisă și sub forma

$$\delta_m = (n-1)A$$

și întrucât unghiurile  $\alpha$  ce apar sunt apropiate ca valoare de  $\delta_m$ , prin înlocuirea lui  $\delta_m$  cu  $\alpha$  rezultă relația

$$\alpha = (n-1) A$$

ce va fi utilizată în lucrarea de față.

Presupunând în continuare că sursele  $S_0$ ,  $S_1$  și  $S_2$  sunt coliniare, din triunghiul  $S_1S_0M$  poate fi aflată distanța dintre sursele virtuale  $S_1$  și  $S_2$ , rezultând:

$$\frac{d}{2} \approx a\alpha = a(n-1)A.$$

•

și înlocuind pe d în funcție de interfranja i și de distanța surse secundare (virtuale) – ecran prin expresia

$$i = \lambda L / d = \lambda (a+b) / d$$

prezentată anterior, se obține expresia

$$\lambda = \frac{2(n-1)Aai}{a+b}$$

ce permite calculul lungimii de undă în funcție de interfranja i măsurată și de dimensiunile geometrice ale figurii.

#### Dispozitiv de observare caracteristic

Dispozitivul de observare caracteristic este similar aranjamentului din experimental Young si cuprinde un bec electric și următoarele dispozitive poziționate de-a lungul bancului optic: fanta  $S_0$  ce formează sursa primară, biprisma Fresnel și dispozitivul pentru măsurarea interfranjei, compus dintrun filtru optic F, o lupă, un fir reticular, precum și un surub micrometric, de care este atașat solidar un tambur gradat. Firul reticular se deplasează astfel încât să fie poziționat pe mijlocul unor franje luminoase, iar poziția sa se citește cu ajutorul unui ansamblu de măsurare a distanței. Prin aflarea diferenței de poziție dintre două maxime succesive se determină interfranja i, iar apoi, cunoscând dimensiunile geometrice ale sistemului, se poate afla lungimea de undă a radiației utilizate.

## Elemente de studiu pentru aprofundare

In vederea înțelegerii depline a particularităților fenomenului de interferență a luminii folosind surse virutale și a dispozitivului de observare recomandat a fi folosit, se recomandă să se aprofundeze următoarele aspecte:

a) justificarea faptului ca cele două unde secundare recepționate într-un punct al planului de observație au diferență de fază și orientare a vectorului  $\mathbf{E}$  (intensitate a câmpului electric) identice, ținând cont de faptul că undele secundare emise de punctele unde trenul de undă primar este recepționat au fază, amplitudine și orientare a vectorui  $\mathbf{E}$  identice cu cele ale trenului de undă primar (inițial) recepționat.

b) justificarea faptului că distanța surse – ecran ce intervine în expresia interfranjei i este mai mare decât distanța de la planul unde are loc refracția la planul de observație, ținând cont de devierea razelor de lumină pe baza fenomenului de refracție

c) justificarea faptului că se folosește un filtru optic pentru observarea franjelor atunci când sursa emite radiații cu mai multe lungimi de undă, având în vedere faptul că observarea franjelor în cazul unui spectru continuu nu este posibilă

c) legătura între lungimea de undă a radiației și distanța i dintre franje, ținând cont de faptul că o lungime de undă mai mare implică o probabilitate de coincidență de fază mai redusă pentru diverse puncte din spațiu

d) justificarea folosirii unei biprisme Fresnel poziționate simetric în raport cu sursa optică primară (inițială) pentru obținerea unor franje echidistante în vecinătatea axei optice (axei bacului optic), ținând cont de simetria finală impusă

e) legătura între diferența de drum a două unde recepționate într-un anumit punct și diferența de fază, ținând cont că un defazaj de  $\pi$  radiani, asemeni unei diferențe de drum de  $\lambda/2$ , implică o schimbare a orientării unui vector oscilant în sens opus.

f) legătura dintre distanța dintre fante și distanța dintre maxime, ținând cont de faptul că primul maxim apare pentru direcția ce corespunde unei diferențe de drum de  $\lambda$  între cele două unde recepționate în punctul de observație

## Difracția

Problema fundamentala a difractiei consta în *determinarea câmpului electromagnetic în orice punct din spatiu, atunci când sunt cunoscute pozitiile si formele surselor luminoase, paravanelor opace si aperturilor ce produc difractia*. Riguros, aceasta înseamna rezolvarea ecuatiilor Maxwell pentru marimile de stare ale câmpului, cu conditii la limita corespunzatoare, dependente de natura si proprietatile optice ale ecranelor. Un astfel de deziderat reprezinta *teoria vectoriala a difractiei* si experienta arata ca este destul de greu de relizat. Exista un numar limitat de cazuri particulare în care problema poate fi rezolvata analitic cu considerarea caracterului vectorial si al starilor de polarizare. În unele conditii însa, se pot introduce o serie de ipoteze simplificatoare care conduc la situatii aproximative în buna concordanta cu datele experimentale. Astfel *teoria scalara* sau *optica a difractiei* elaborata sub doua forme: *teoria Huygens-Fresnel* si teoria *Kirchhoff-Sommerfeld* are la baza o serie de ipoteze care transforma problema vectoriala într-una scalara. Dupa cum rezulta din experiente, fenomenele de difractie nu manifesta nici un efect sensibil de polarizare si, de asemenea, sunt independente de proprietatile materialelor ecranelor care le produc. Aceste doua constatari experimentale, împreuna cu observatia ca frecventele implicate sunt înalte, permit introducerea urmatoarelor ipoteze simplificatoare:

ce defineste perturbatia luminoasa functie de spatiu si timp,  $\Psi(\bar{r}, t)$ , si care se numeste *amplitudine* complexa. Amplitudinea complexa poate fi, de exemplu, una oricare dintre componentele rectangulare

1° Unda electromagnetica vectoriala se înlocuieste cu o singura marime ondulatorie scalara complexa

ale vectorilor 
$$\overline{E}(\overline{r},t)_{sau}\overline{B}(\overline{r},t)$$
.

 $2^{\circ}$  Informatia necesara pentru a preciza starea într-un punct la un moment dat este continuta în

expresia  $\Psi(\mathbf{r}, t)$ , aceasta marime specificând amplitudinea, faza si intensitatea luminii. În particular, intensitatea luminii este proportionala cu modulul patrat al amplitudinii complexe:

$$I \cong |\Psi|^2 = \Psi \Psi^*. \tag{1.1}$$

În aceste ipoteze, obtinerea unei solutii riguroase a problemei difractiei necesita rezolvarea ecuatiei de propagare a undelor:

$$\Delta \Psi(\vec{r},t) - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \Psi(\vec{r},t)}{\partial t^2} = 0$$

cu conditiile la limita corespunzatoare pe suprafata ecranelor (conditii care depind si de proprietatile

(1.2)

optice ale materialelor). În ecuatia (1.2), 
$$v = \frac{c}{v}$$
 este indicele de refractie al mediului în care se propaga lumina.

3° Toate cazurile sunt reduse cu ajutorul analizei Fourier, la cazul undelor monocromatice, adica se considera:

$$\Psi(\vec{r},t) = \Psi(\vec{r})e^{i\omega t}.$$
(1.3)

Substituind (10.3) în ecuatia de propagare a undelor (10.2) se obtine o ecuatie de tip Helmholtz, independenta de timp:

$$\Delta \Psi(\vec{r}) + k^2 \Psi(\vec{r}) = 0, \qquad (1.4)$$

unde  $k = \frac{\omega}{v} = \frac{\omega}{c} = n \frac{2\pi}{\lambda_0} = \frac{2\pi}{\lambda}$  este numarul de unda.

4° Urmeaza a se rezolva ecuatia Helmholtz (10.4) si se considera ca pe suprafata ecranelor pe care lumina se difracta:

$$\Psi(\mathbf{r}) = \mathbf{0}.\tag{1.5}$$

5° Toate sursele emit lumina într-un mediu izotrop si atunci amplitudinea complexa are numai o variatie radiala:

$$\Psi(\vec{r}) = \Psi(r),$$

astfel ca ecuatia (10.4) se scrie:

$$\Delta \Psi(r) + k^2 \Psi(r) = 0. \tag{1.6}$$

## Teoria Huygens-Fresnel pentru difractia luminii în aproximatia optica. Principiul Huygens-Fresnel

În elaborarea teoriei ondulatorii a luminii, Huygens (1690) a introdus un principiu cu ajutorul caruia explica propagarea luminii în spatiu. Acest principiu de constructie pentru frontul de unda precizeaza ca: *efectul unei surse primare S într-un punct oarecare P, exterior unei suprafete (S) poate fi înlocuit prin efectul produs de o repartitie continua de surse convenabil alese, situate pe suprafata (S), fiecare* 

element al suprafetei atinse de unda comportându-se ca o sursa secundara de unde sferice a caror aplitudine este proportionala cu aria elementului de suprafata considerat, fig.19. Conform principiului lui Huygens fiecare punct al frontului de unda S(t) este considerat o sursa secundara de vibratii. Înfasuratoarea fronturilor de unda produse de sursele secundare da frontul de unda produs de sursa primara la un moment ulterior lui t,  $S(t+\Delta t)$ , fig.20.



Fig. 20. Propagarea luminii în spatiu. Principiul lui Huygens

Fresnel a completat principiul lui Huygens, în scopul rezolvarii problemei difractiei, cu postulatul interferentei mutuale a undelor secundare, deci, cu coerenta acestor unde, precizând ce trebuie înteles în principiul lui Huygens prin "surse convenabil alese": *faza undelor secundare pe suprafata (S) este egala cu faza undei primare în fiecare punct sau element de pe (S), iar amplitudinea undei secundare este proportionala cu amplitudinea undei primare în zona sursei secundare.* Ca urmare, sunt posibile corelatii cauzale între amplitudiniel si fazele undelor secundare si cele cu care unda primara ajunge pe suprafata (S) (într-un mediu omogen si izotrop, frontul de unda coincide cu suprafata de unda), iar principiul Huygens-Fresnel reprezinta tocmai modalitatea de evidentiere cantitativa a acestor corelatii. Fie suprafata sferica (S) o pozitie instantanee a frontului de unda generat de sursa punctiforma S si fie P punctul în care se doreste a fi determinata perturbatia luminoasa, fig.1.4. În acord cu principiul Huygens-Fresnel fiecare element de arie de pe suprafata (S) poate fi privit ca o sursa secundara de unde sferice; toate undele secundare fiind sincrone si de egala amplitudine. Contributia unui element de arie *dS* de pe suprafata (S) la perturbatia luminoasa din punctul P are expresia:

$$d\Psi(P) = K(\theta) \frac{Ae^{ib_{r}}}{r_{0}} \frac{e^{ib_{r}}}{r} dS, \qquad (1.7)$$

unde  $r_0$  este raza frontului de unda, s-a omis factorul armonic  $e^{-i\omega t}$ , iar perturbatia în punctul M centrat

 $\frac{A}{r_0}e^{ibr_0}$ pe elementul *dS* s-a considerat de forma  $r_0$ , adica sursa S emite unde sferice de amplitudine *A*. În relatia (1.7) coeficientul  $K(\theta)$  se numeste *factor de oblicitate* sau *de înclinare* si descrie variatia cu directia a amplitudinii undelor secundare.  $\theta$  este unghiul de difractie. Dupa Fresnel, coeficientul de oblicitate are valoarea maxima K=1 pentru  $\theta=0$ , adica atunci când punctul M se afla pe axul optic

principal SP si descreste rapid cu cresterea unghiului de difractie, devenind nul pentru  $\theta \in \left[\frac{\pi}{2}, \pi\right]$ , ceea ce înseamna, de fapt, anularea undelor regresive.

Intensitatea perturbatiei luminoase în punctul P este egala cu suma intensitatiilor perturbatiilor emise de sursele secundare, adica:

$$\Psi(P) = \int_{S} \frac{A e^{ikr_{\theta}}}{r_{\theta}} \frac{e^{ikr}}{r} K(\theta) dS.$$
(1.8)

Integrala obtinuta se numeste *integrala de difractie*, iar evaluarea ei - daca este posibila - permite determinarea perturbatiilor luminoase în regiunea de difractie, în functie de factorul de oblicitate, de pozitia si forma aperturilor.

## Metoda zonelor lui Fresnel

Aceasta metoda geometrica de rezolvare a problemelor de difractie permite calculul integralei (1.8) atunci când sistemul fizic este caracterizat de simetrie axiala.

Se considera o apertura curculara simetrica fata de axul optic principal pe care se afla sursa punctiforma S si punctul de observare P, fig.19. Frontul de unda sferic (S) este divizat în regiunea de difractie în mai multe parti concentrice numite*zone Fresnel* care sunt sursele elementare secundare. Zonele Fresnel se construiesc prin delimitarea unor regiuni pe frontul/suprafata de unda (S)

considerând sferele cu centrul în P si de raze  $r_j = b + j\frac{\lambda}{2}$ , unde *b* este distanta VP,

iar  $j = \overline{0, n}$ , *n* fiind numarul zonelor posibil de delimitat.

Zonele Fresnel sunt delimitate prin intersectia calotei sferice a frontului de unda cu centrul în S si de

raza  $r_0$  cu sferele ce au centrul în P si razele  $r_j = b + j\frac{\lambda}{2}, j = \overline{0, n}$ .



Fig. 21. Zonele Fresnel

Se considera ca în interiorul unei zone factorul de oblicitate este constant  $(K_j(\theta) = K_j = const, j = \overline{0, n})$  si, de asemenea, într-o zona Fresnel, faza undei este constanta. Undele secundare provenind de la

doua zone Fresnel consecutive ajung în punctul P defazate cu  $\frac{4}{2}$ , astfel încât interfera distructiv; perturbatia luminoasa rezultanta în punctul P fiind efectul unei interferente multiple a undelor care vin din toate zonele Fresnel construite. Se pot demonstra si urmatoarele doua proprietati ale zonelor Fresnel care se mai numesc si zone semiperioada: (1) ariile zonelor Fresnel sunt egale si (2) razele zonelor Fresnel variaza direct proportional cu radacina patrata a numerelor întregi. Din fig. 19.a. se observa ca:

$$r^{2} = r_{0}^{2} + (r_{0} + b)^{2} - 2r_{0}(r_{0} + b)\cos\alpha t$$

si prin diferentiere se obtine:

$$rdr = r_0(r_0 + b)\sin \alpha d\alpha, \tag{1.9}$$

astfel ca aria elementara a unei zone Fresnel:

$$dS = r_0^2 \sin \alpha d\alpha d\varphi$$

devine:

$$dS = \frac{r_0}{r_0 + b} r dr d\varphi, \tag{1.10}$$

 $\varphi$  fiind unghiul azimutal.

Contributia zonei "j" la perturbatia luminoasa din punctul P este:

$$\Psi_{j}(P) = \frac{Ae^{ik_{0}}}{r_{0} + b} K_{j} \int_{0}^{2\pi} d\varphi \int_{r_{j-1}}^{r_{j}} e^{ikr} dr$$

adica:

$$\Psi_{j}(P) = \frac{2\pi A e^{ik_{b}}}{r_{0} + b} K_{j} \int_{b+(j-1)\frac{A}{2}}^{b+j\frac{A}{2}} dr$$
(1.11)

Dupa calcule se obtine:

$$\Psi_{j}(P) = 2i\lambda(-1)^{j+1}K_{j}\frac{Ae^{ik(r_{b}+\delta)}}{r_{s}+b};$$
(1.12)

efectul rezultant în P fiind:

$$\Psi(P) = \sum_{j=1}^{n} \Psi_{j}(P) = 2i\lambda \frac{Ae^{ik(r_{0}+\delta)}}{r_{0}+b} \sum_{j=1}^{n} (-1)^{j+1} K_{j}$$
(1.13)

Suma:

$$S = \sum_{j=1}^{n} (-1)^{j+1} K_j = K_1 - K_2 + K_3 - \dots (-1)^{n+1} K_n$$
(1.14)

se poate calcula prin metoda propusa de Schuster care considera ca coeficientul de înclinare are o descrestere monotona cu cresterea unghiului de difractie, astfel încât se poate presupune urmatoarea relatie de legatura:

$$K_{j} = \frac{K_{j-1} + K_{j+1}}{2}.$$
(1.15)

Scriind suma S sub forma:

$$S = \frac{K_1}{2} + \left(\frac{K_1}{2} - K_2 + \frac{K_3}{2}\right) + \left(\frac{K_3}{2} - K_4 + \frac{K_5}{2}\right) + \dots$$

ultimul termen fiind  $\frac{K_r}{2}$  daca *n* este impar si  $\frac{K_{n-1}}{2} - K_n$  daca *n* este par si având în vedere relatia de legatura (10.15), rezulta:

$$S = \frac{1}{2} (K_1 \pm K_y)$$
(1.16)

cu semnul "+" daca n este impar si cu semnul "-" daca n este par. Înlocuind în (1.13) rezultatele sumei se obtine expresia perturbatiei luminoase rezultante în punctul P:

$$\Psi(P) = i\lambda(K_1 \pm K_n) \frac{Ae^{ik(r_0+\delta)}}{r_0+b}.$$
(1.17)

Se observa ca rezultatul obtinut se poate scrie sub forma:

$$\Psi(P) = \frac{1}{2} [\Psi_1(P) + \Psi_2(P)]$$
(1.18)

care arata ca perturbatia rezultanta în P este egala cu media aritmetica a contributiilor primei si ultimei zone.

$$\theta = \frac{\pi}{2}$$
, atunci pentru ultima zona Fresnel care se poate vedea din P,  $K_n = 0$  si din (1.18)

rezulta:

$$\Psi(P) = \frac{1}{2} \Psi_1(P) = 1\lambda K_1 \frac{Ae^{ik(r_0+\delta)}}{r_0 + b},$$
(1.19)
adica perturbatia totala în P este egala cu jumatate din perturbatia datorata primei zone. Ecuatia (1.19) este în acord cu efectul undelor sferice daca:

$$i\mathcal{A}K_{1} = 1, \quad K_{1} = -\frac{i}{\lambda} = \frac{e^{-i\frac{2}{2}}}{\lambda}.$$
 (1.20)

Termenul  $e^{-i\frac{\pi}{2}}$  poate fi înteles presupunând ca undele secundare sunt defazate cu un sfert de perioada în raport cu undele primare, iar celalalt termen din relatia (10.20) se poate explica admitând ca în expresia undelor secundare se introduce un factor de amplitudine 1: $\lambda$ .

Întrucât amplitudinile undelor provenite de la zone Fresnel diferite formeaza un sir descrescator, iar saltul de faza la trecerea de la o zona la urmatoarea este  $\pi$  radiani, amplitudinea rezultanta  $\Psi(P)$  poate fi obtinuta si grafic sub forma unei spirale cu raza descrescatoare, fig.20. Din ecuatia (10.13) se observa ca daca se obtureaza zonele Fresnel pare sau impare, se obtine o crestere semnificativa a intensitatii luminii în punctul P, concentratia radiatiei fiind asemanatoare cele produse de o lentila "cu mai multe focare". O astfel de apertura difractata în care s-a anulat efectul zonelor Fresnel pare sau impare se numeste *retea zonala* sau *retea Soret*.



În cazul în care punctul de observatie P nu se afla pe axa de simetrie a sistemului sau apertura nu este simetrica axului optic principal, atunci calculele se complica întrucât unele zone sunt partial obturate, iar în perturbatia rezultanta trebuie ponderate corespunzator contributiile diferitelor zone.

#### Clasificarea fenomenelor de difracție

În cazul în care sistemul fizic nu este caracterizat de simetrie axiala, metoda zonelor lui Fresnel nu este aplicabila si se cauta alte metode de rezolvare pentru integrala de difractie (1.8). Daca paravanul opac ( $\pi$ ) prevazut cu o deschidere (apertura) neregulata ( $\Sigma$ ) se afla situat în planul *z*=0, atunci din fig. 21. se poate scrie:



Fig. 23.

$$r_0^2 = (x_1 - x)^2 + (y_1 - y)^2 + z_1^2 = a^2 - 2(x_1x + y_1y) + x^2 + y^2$$
, (1.21)  
unde:

$$a^{2} = x_{1}^{2} + y_{1}^{2} + z_{1}^{2}$$
(1.22)

Din relatia (1.21), folosind aproximatia:

$$(1-\alpha)^{\frac{1}{2}} \cong 1 - \frac{1}{2}\alpha + \dots$$

valabila pentru valori mici ale lui  $\alpha$  rezulta:

$$r_0 = a \left[ 1 - 2 \frac{x_1 x + y_1 y}{a^2} + \frac{x^2 + y^2}{a^2} \right]^{\frac{1}{2}},$$

adica:

$$r_0 = a - \frac{x_1 x + y_1 y}{a} + \frac{x^2 + y^2}{2a}.$$
 (1.23)

Un rationament analog conduce la urmatoarea expresie pentru r:

$$r = b - \frac{x_2 x + y_2 y}{b} + \frac{x^2 + y^2}{2b}.$$
 (10.24)

1

În fig.21 semispatiul z < 0 reprezinta regiunea surselor; sursa punctiforma S având coordonatele  $(x_1, y_1, z_1)$ , iar semispatiul z > 0 reprezinta regiunea de difractie; perturbatia luminoasa fiind calculata în punctul P de coordonate  $(x_2, y_2, z_2)$ . Elementul recurent de suprafata *dS* este centrat in punctul M de coordonate (x, y, 0). Pentru dimensiuni ale aperturii nu prea mari, în integrala de difractie (10.8) se considera:

$$AK(\theta) \frac{e^{ik(a+b)}}{r_0 r} \cong B = const.$$
(1.25)

si având în vedere si relatiile (10.23),(10.24) se obtine:

$$\Psi(P) = B \int_{\Sigma} e^{ih(x,y)} dS, \qquad (1.26)$$

unde:

$$f(x, y) = (l_2 - l_1)x + (m_2 - m_1)y + \frac{a+b}{2ab}(x^2 + y^2).$$
(1.27)

$$l_1 = +\frac{x_1}{a}; m_1 = +\frac{y_1}{a}; l_2 = -\frac{x_2}{b}; m_2 = -\frac{y_2}{b}$$
 sum

**a b b** sunt cosinusii directori ai directilor  $r_0$  si respectiv r. Problema determinarii perturbatiei luminoase în punctul P se reduce acum la evaluarea integralei (1.26) cu functiaf(x, y) data de relatia (1.27).

În functie de posibilitatea de a neglija fie termenii liniari, fie termenii patratici în relatia (1.27) fenomenele de difractie se clasifica în:

- difractie Fresnel sau difractie în lumina divergenta si respectiv

difractie Fraunhofer sau difractie în lumina paralela

Clasificarea are în vedere faptul ca în cazul difractiei Fresnel, sursa S si punctul de observatie P sunt situate la distanta finita de apertura, pe când în cazul difractiei Fraunhofer, sursa S si punctul de observatie P se afla "la infinit" în raport cu pozitia aperturii.



a) difractie Fresnel

b) difractie Fraunhofer

c) difractie Fraunhofer cu lentile Fig.24

# Elemente de studiu pentru aprofundare

In vederea înțelegerii depline a particularităților fenomenului de difracție a luminii și a dispozitivului de observare recomandat a fi folosit, se recomandă să se aprofundeze următoarele aspecte:

a) legătura dintre caracterul punctiform al unei surse optice și faza undelor primare recepționate în diferite puncte situate la o aceeași distanță de sursa punctiformă, având în vedere faptul că sursa emite trenuri de undă în diferite direcții ce par a fi generate de oscilațiile unui singur punct din spațiu (sursa punctiformă)

b) legătura dintre faza undei primare recepționate într-un punct din zona unei deschideri (fantă, orificiu) și faza undelor secundare emise dintr-un astfel de punct, ținând cont de faptul câ undele secundare emise de punctele în care s-a recepționat oscilația electromagnetică reprezintă o continuare a undei primare recepționate, având deasemenea proprietatea că sunt emise în toate direcțiile, înspre zona de observație

c) înțelegerea domeniului de valori al intensității luminoase, având în vedere expresia dependenței intensității luminoase de modulul vectorului **E** (câmp electric)

d) legătura dintre orientarea fasciculelor secundare emise de fiecare punct al fantei de-a lungul unei anumite direcții și diferența de fază existentă între aceste fascicule (diferență de fază considerată pentru puncte ale fasciculelor ce sunt toate aliniate de-a lungul aceleiași drepte perpendiculare pe direcția respectivă de propagare a lor)

e) legătura dintre mărimea unghiului corespunzător primului maxim, în cazul difracției realizată de o singură fantă, și mărimea interfranjei i măsurată pe un ecran de observație plasat la distanța L de fantă, perpendicular pe direcția de propagare inițială (interfranja i fiind considerată între maximul central, corespunzător direcției inițiale, și poziția primului maxim)

f) legătura dintre lungimea de undă a radiației folosite și mărimea interfranjei i măsurată pe un ecran de observație plasat la distanța L de fantă, perpendicular pe direcția de propagare inițială, în cazul difracției realizate de o singură fantă (interfranja i fiind considerată între maximul central, corespunzător direcției inițiale, și poziția primului maxim), pentru o distanță  $\lambda$  constantă, ținând cont de periodicitatea fenomenelor în spațiu implicată de lungimea de undă

g) legătura dintre orientarea ecranului de observație folosit pentru studiul difracției realizată de o singură fantă și mărimea interfranjei i (interfranja i fiind considerată între maximul central, corespunzător direcției inițiale, și poziția primului maxim), pentru lungime de undă și distanță fantă – ecran date, ținând cont că în această situație direcțiile de maxim se păstrează.

h) înțelegerea figurii de difracție observate în cazul în care fanta își modifică lățimea sau orientarea, ținând cont de faptul că figura de difracție reprezintă o multiplicare a imaginii fantei.

## Dispersia

Aspectele calitative ale relației de dispersie pot fi stabilite pornindu-se de la modelul clasic al interacției radiației cu substanța. O astfel de abordare este relativ simplă din punct de vedere matematic, având în schimb dezavantajul de a nu putea explica toate aspectele legate de dispersia și

absorbția luminii în medii dielectrice (un studiu complet implicând utilizarea unor relații din fizica cuantică).

In acest sens, se consideră că o undă electromagnetică de o anumită frecvență unghiulară  $\omega$ interacționează cu molecula de substanță (în cazul de față, reprezentată de un material transparent, respectiv sticla). Această moleculă poate fi reprezentată sub forma unui ansamblu de dipoli electrici, fiecare dipol fiind format dintr-o pereche de sarcini egale și de semn contrar (q și –q) aflate la distanța r una de cealaltă. Sarcinile pozitive pot corespunde nucleului sau nucleelor implicate, iar sarcina negativă poate corespunde centrelor norului sau norilor electronici ai atomilor din cadrul moleculei. Sub influența câmpului exterior, sarcinile electrice se deplasează, conform relației  $\mathbf{F} = q\mathbf{E}$  valabilă în cazul unui câmp continuu; ca urmare, sarcinile electrice ce compun un dipol tind să se deplaseze în direcții contrare (ele având semne diferite). Astfel distanta r dintre ele va varia.

Fiecare dipol creează la rândul său un anumit câmp electric, care este cu atât mai intens cu cât distanța r dintre sarcinile ce compun dipolul este mai mare (pentru o distanță mică între sarcini, câmpurile celor două sarcini egale și de semn contrar ar tinde să se anihileze reciproc). Aceasta înseamnă că proprietățile electrice ale mediului respectiv sunt influențate, pentru multe materiale (denumite materiale neliniare) permitivitatea electrică  $\varepsilon$  este modificată la rândul ei. Ca urmare, viteza v de propagare a undei, determinată de proprietățile de material ale mediului prin relația v<sup>2</sup> = 1/ ( $\varepsilon\mu$ )<sup>1/2</sup> va fi modificată.

Viteza de propagare a undei electromagnetice într-un anumit mediu este scrisă în cazul general sub forma v = c/n, unde c este viteza luminii în vid, iar n este indicele de refracție al mediului, ce poate lua doar valori supraunitare întrucât viteza luminii într-un anumit mediu nu poate depăși viteza maximă posibilă, cea a luminii în vid. Indicele de refracție este denumit astfel întrucât schimbarea indicelui de refracție la modificarea mediului de propagare determină o modificare a fronturilor de undă, conducând la modificarea direcției de propagare. Ca urmare, prin egalarea expresiilor  $v^2 = c^2/n^2$  și  $v^2 = 1/(\epsilon\mu)^{1/2}$  rezultă că acest indice de refracție va fi influențat direct de modificările permitivității electrice  $\epsilon$ . Așa cum s-a arătat, această permitivitate este influențată adeseori de intensitatea câmpului electric **E** (pentru medii neliniare), și astfel vor fi influențate și proprietățile de refracție ale materialului respectiv.

Dar proprietățile electrice (câmpul creat în interiorul substanței sub acțiunea câmpului undei electromagnetice recepționate) este influențat deasemeni și de frecvența oscilațiilor câmpului electric **E** recepționat (respectiv de frecvența luminii incidente). Dipolii considerați au la rândul lor o anumită frecvență proprie de oscilație (frecvența cu care ei ar oscila în cazul în care s-ar mări din exterior distanța dintre ei, urmând apoi a fi lăsați liberi, apărând o comportare asemănătoare unui resort). Această frecvență este denumită frecvență de rezonanță. Atunci când frecvența câmpului exterior se apropie în sens crescător de această frecvență, atunci amplitudinea oscilațiilor dipolului crește foarte mult, ele tinzând să fie orientate pe direcția câmpului exterior; câmpul creat de dipoli va fi foarte mare și va tinde să întărească acest câmp exterior, și astfel proprietățile electrice (permitivitatea  $\varepsilon$ ) vor fi mai mari. Dacă însă frecvența câmpului exterior depășește cu puțin această frecvență de rezonanță, atunci amplitudinea oscilațiilor dipolului se va menține ridicată, însă ele vor tinde acum să fie orientate în sens contrar câmpului exterior, după cum rezultă imediat din ecuația de mișcare:

 $m d^2 r/dt^2 + k r = F = qE = qE_0 sin(\omega t)$ 

ce poate fi scrisă și sub forma

$$d^{2}r / dt^{2} + (k/m) r = d^{2}r / dt^{2} + \omega_{k}^{2} r = qE_{0} \sin(\omega t) /m$$
, unde  $\omega_{k}^{2} = k / m$ 

dacă se încearcă soluții de forma  $r = r_0 \sin(\omega t)$ .

Ca urmare, câmpul creat de dipoli va fi scăzut din câmpul exterior, iar proprietățile electrice (permitivitatea  $\varepsilon$ ) vor scade foarte mult. Ulterior, pe măsură ce frecvența câmpului exterior crește, tinzând să se depărteze de această zonă de rezonanță, proprietățile electrice vor tinde să se îndepărteze și ele de la valoarea de minim atinsă, începând să crească. Permitivitatea  $\varepsilon$  va crește, viteza de propagare va scade, ceea ce înseamnă că indicele de refracție (dat de relația v = c/n) va crește pe măsură pe  $\omega$  (pulsația câmpului exterior) crește. Aceasta este zona în care sunt situate frecventele din spectrul vizibil al luminii în raport cu frecvența de rezonanță a dipolilor ce compun moleculele sticlei, fiind denumită zonă de dispersie normală (n crește cu  $\omega$ ). Intrucât porțiunea pe care indicele de refracție scade este extrem de mică (fiind situată în imediata vecinătate a frecvenței de rezonanță, așa cum s-a arătat), rezultă că, în general, pe un interval de frecvențe dat indicele de refrecție va crește cu frecvența.Considerăm lumina drept undă electromagnetică de pulsație  $\omega$  și molecula substanței drept un ansamblu de k oscilatori de masă m<sub>k</sub> și sarcină q<sub>k</sub>. Câmpul electric al undei electromagnetice determină oscilații forțate ale oscilatorilor, de elongație r<sub>k</sub>. La nivelul moleculei acest fenomen implică apariția unui moment electric dipolar de mărime

$$p_e = q_k r_k$$

iar la nivelul întregului corp, considerat omogen și izotrop, o polarizație P determinată de suma acestor momente dipolare elementare.

In cazul unor oscilații amortizate ale dipolilor considerați, elongațiile  $r_k$  se obțin din câte o ecuație de forma:

$$m_k d^2 r_k / dt^2 + 2a_k dr_k / dt + b_k r_k = q_k E_0 \exp(i\omega t)$$

Incercând pentru r<sub>k</sub> soluții de forma

$$r_k = r_{0k} \exp(i\omega t)$$

și notând  $(b_k / m_k)^{1/2}$  cu  $\omega_k$  (frecvența de rezonanță) și pe  $(a/m_k)$  prin  $\delta_k$  (constanta de amortizare), rezultă pentru  $r_{0k}$  (amplitudinea elongațiilor) o expresie de forma:

$$r_{0k} = (q_k E_0 / m_k) [1 / (\omega_{0k}^2 - \omega^2 + 2i \delta_k \omega)]$$

Intrucât permeabilitatea magnetică  $\mu$  este aproximativ egală cu  $\mu_0$  pentru substanțele dielectrice, rezultă

$$n^2 = c^2 / v^2 = (\epsilon_0 \mu_0)^{-1} / (\epsilon \mu)^{-1} = \epsilon_r \mu_r = \epsilon_r$$

iar  $\varepsilon_r$  este definit prin relațiile

$$\epsilon_{r} = 1 + P / (\epsilon_{0}E) = 1 + (\Sigma p_{e}) / (\epsilon_{0}E) = 1 + (\Sigma q_{k} r_{k}) / (\epsilon_{0}E) = 1 + (\Sigma q_{k} r_{0k}) / (\epsilon_{0}E_{0})$$

unde  $r_{0k}$  a fost obținut anterior, sub forma unei mărimi complexe. Rezultă astfel că și mărimile  $\epsilon_r$ , respectiv  $n^2$ , sunt mărimi complexe. Scriind pe n sub forma

$$n=n_{\rm r}+i\;n_{\rm im}$$

(unde  $n_r$  corespunde părții reale, deci indicelui de refracție observat în realitate, iar  $n_{im}$  corespunde părții imaginare, caracterizând fenomenele de absorbție, așa cum se poate arăta), rezultă prin identificarea părților reală și imaginară în cei doi membri ai ecuației de mai sus o expresie pentru  $n_r$  de forma

$$n_{r} = 1 + [(Nq^{2}/2m\epsilon_{0}) (\omega_{k}^{2} - \omega^{2})] / [(\omega_{k}^{2} - \omega^{2})^{2} + \delta^{2} \omega^{2}]$$

(pentru cazul simplificat al existenței a N oscilatori identici), graficul  $n_r(\omega)$  fiind de forma

$$n^2 = 1 + \sum \frac{N_0 e^2}{k\epsilon_0} = 1 + \sum K$$

Să găsim acum expresia indicelui de refracție în condiții dinamice (variabile). Se știe că orice substanță prezintă benzi de absorbție ale radiației între care se află regiuni de transparență. Pentru regiunile spectrului în care substanța este perfect transparentă se poate face abstracție de termenul

imaginar  $iG\frac{\lambda_0}{\lambda}$  care corespunde absorbției, astfel că:

$$\varepsilon_{r}' = 1 + \sum \frac{K}{1 - \frac{\lambda_{0}^{2}}{\lambda^{2}}} = n^{2}$$
 (3.12)

în care  $\lambda_0$  reprezintă lungimile de undă ale benzilor de absorbție, adică acele lungimi de undă pentru care frecvența radiațiilor electromagnetice incidente este egală cu frecvența proprie de vibrație a purtătorilor de sarcină electrică din dielectric. Această relație arată că indicele de refracție al unei substanțe depinde de lungimea de undă a radiației, adică această relație descrie fenomenul de dispersie normală a radiației electromagnetice (luminii). Ea nu este valabilă decît pentru lungimi de undă destul de îndepărtate de benzile de absorbție fiindcă pentru  $\lambda = \lambda_0$ ,  $n \to \pm \infty$ , ceea ce nu are semnificație fizică, fapt provenit din neglijarea termenului imaginar care condiționează existența unei mișcări amortizate a purtătorilor de sarcină electrică. Când un dielectric este transparent în regiunea spectrului vizibil, atunci  $\lambda_0$  se află în domeniul ultraviolet sau în infraroșu. Dacă dielectricul prezintă benzi de absorbție numai în ultraviolet, atunci  $\lambda_0 << \lambda$  și relația (3.12) se poate scrie sub forma:

$$n^{2} = 1 + \sum K \left( 1 + \frac{\lambda_{0}^{2}}{\lambda^{2}} + \frac{\lambda_{0}^{4}}{\lambda^{4}} + \dots \right)$$

și notând:

$$A = 1 + \sum K , \ B = \sum K \lambda_0^2 , \ C = \sum K \lambda_0^4 , \ \dots, \text{ se obtaine:}$$
$$n^2 = A + \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4} + \dots$$
(3.13)

care reprezintă formula lui Cauchy, formulă care descrie corect dispersia sticlelor folosite în construcția instrumentelor optice, constantele A,B,C, având valori determinate experimental.



Dacă admitem că o substanță prezintă o singură bandă de absorbție, atunci relația (3.12) va cuprinde un singur termen în

suma  $\sum$ , iar curba de variație a indicelui de re-fracție cu lungimea de undă vor fi de forma curbei prezentate în figura.

Dacă tot în cazul unei singure benzi de absorbție se ține seama și de termenul imaginar  $_{iG}\frac{\lambda_0}{\lambda}$ 

din relația (3.10) pentru  $\varepsilon_r$ , atunci curba de dispersie are forma prezentată în figura 3.2., figură în care regiunea AB poartă numele de regiunea de dispersie anormală, cînd indicele de refracție crește la creșterea lungimii de undă.

O substanță poate prezenta mai mult benzi de absorbție corespunzătoare lungimilor de undă  $\lambda_{01}$ ,  $\lambda_{02}$ , ..., cărora le corespund regiuni de dispersie anormală, curba de dispersie având un aspect de genul celei prezentate în figura 3.3. Pentru cazul general al existenței mai multor benzi de absorbție se

folosește formula (3.10) pentru  $\mathcal{E}_r$ . În acest caz se utilizează un indice de refracție complex dat de relația:

$$n^{2} = (\alpha + i\beta)^{2} = \varepsilon_{r}^{\prime}$$
(3.14)

în care  $\alpha$  este indicele de refracție, iar  $\beta$  este coeficientul de extincție.

Dacă în relația (3.12) se înlocuiește expresia lui k se obține că:



relație care pune în evidență dependența indicelui de refracție de densitatea substanței prin intermediul lui  $N_0$ , care reprezintă numărul purtătorilor de sarcină electrică de o anumită specie din unitatea de volum.

Experiența arată că această teorie clasică a dispersiei este aplicabilă și radiațiilor X. În acest caz însă, datorită faptului că lungimile de undă sunt foarte mici în comparație cu cele din domeniul optic, relația (3.12) scrisă sub forma:

$$n^{2} = 1 + \sum \frac{K\lambda^{2}}{\lambda^{2} - \lambda_{0}^{2}}$$
(3.12')

se poate neglija  $\lambda^{12}$  față de  $\lambda_0^2$ , astfel că:

$$n^{2} = 1 - \sum K \frac{\lambda^{2}}{\lambda_{0}^{2}} = 1 - \sum \frac{N_{0}e^{2}}{4\pi^{2}mc^{2}\varepsilon_{0}} \cdot \lambda^{2}$$
(3.16)

relație din care se constată că indicele de refracție pentru radiațiile X este mai mic decât unitatea, dar foarte apropiat de ea întrucât termenul care se scade are valoare foarte mică. În cazul radiațiilor Xpurtătorii de sarcină electrică asupra cărora acționează câm-pul electric al undei electromagnetice sunt numai electroni și din acest motiv relația (3.16) se poate scrie:

$$n^2 = 1 - A \cdot \lambda^2 \tag{3.17}$$

în care:

$$A = \frac{e}{4\pi^2 mc^2 \varepsilon_0} \cdot \sum N_0 \tag{3.18}$$

mărimea A avînd o valoare foarte mică.

Determinările experimentale ale indicelui de refracție pentru radiațiile *X* la diferite substanțe au condus la rezultate concordante cu cele obținute din calcul. Totodată experiența indică existența unei dispersii anormale pentru radiațiile *X* cu lungimi de undă mari, ceea ce dovedește că și în cazul acestor radiații dispersia este strâns corelată cu fenomenul de absorbție.

În practică, din punct de vedere al dispersiei, o substanță este caracterizată prin mărimile: dispersie medie, coeficient de dispersie vizual și coeficient de dispersie actino-vizual.

Dispersia medie este definită ca:

$$\Delta n = n_F - n_C \tag{3.19}$$

în care  $n_F$  și  $n_C$  sunt indicii de refracție ai substanței pentru radiațiile albastră ( $F : \lambda = 4861 \overset{0}{A}$ ) și respectiv roșie ( $C : \lambda = 6563 \overset{0}{A}$ ) din spectrul hidrogenului.

Coeficientul de dispersie vizual este mărimea:

$$\nu = \frac{n_D - 1}{n_F - n_D}$$
(3.20)

în care  $n_D$  este indicele de refracție pentru radiația galbenă din spectrul sodiului

 $(liniaD: \lambda = 5893 \overset{0}{A}).$ 

Coeficientul de dispersie actino-vizual este:

$$\frac{-}{\nu} = \frac{n_F - 1}{n_G - n_C}$$
(3.21)

unde  $n_G$  este indicele de refracție pentru radiația violetă din spectrul hidrogenului ( $G: \lambda = 4340 \text{ \AA}$ ).

# Dispozitiv de observare caracteristic

In baza fenomenului de dispersie, o prismă din material transparent (sticlă) la care un fascicul optic este incident după o altă direcție decât normala la suprafață refractă radiațiile de diverse frecvențe ce compun fasciculul incident după direcții diferite, întrucât indicele de refracție este dependent de frecvența unghiulară  $\omega$  (așa cum s-a arătat), iar direcțiile după care aceste radiații vor ieși din prismă vor fi la rândul lor diferite. Dacă sursa de radiații ce a emis fasciculul optic respectiv emite un număr finit de radiații cu o anumită lungime de undă (linii spectrale), atunci în prisma va separa fasciculul într-un număr finit de fascicule, observându-se un număr finit de linii (cazul lămpilor bazate pe descărcări în gaze, unde fotonii sunt emiși numai cu anumite frecvențe bine-definite, determinate din condiția ca hv să corespundă diferenței de energie dintre două nivele. Intensitatea unei linii spectrale va fi direct proporțională cu probabilitatea de a avea loc tranziția respectivă în material și cu numărul de atomi care o emit, fiind o caracteristică a substanței respective. Rezultă astfel că spectrul radiațiilor emise de substanță este o caracteristică absolută a acesteia, spectrul devine un mijloc foarte sigur de identificare a substanței.

Dacă sursa de radiație este însă o sursă termica (radiația fiind generată de oscilațiile atomilor din rețele datorită vibrației termice), atunci frecvențele radiației emise aparțin unui spectru continuu și la ieșirea din prismă poate fi observat cu ochiul liber întreg spectrul vizibil. In cazul în care un spectru continuu este trecut printr-o substanță ce poate absorbi anumite radiații, atunci fasciculul ce iese din substanța absorbantă va avea anumite domenii de frecvență eliminate din întreg spectrul vizibil; dacă acest fascicul este trecut mai departe printr-o prismă (cu direcție de incidență diferită de normala la suprafață), atunci ochiul uman va observa aceste intervale de frecvență eliminate sub forma unor benzi negre pe fundalul spectrului vizibil, întrucât pentru frecvențele respective nu există radiație incidentă pe prismă. In concluzie, un fascicul optic incident pe o prismă de sticlă după o direcție diferită de normala la suprafață și format din radiații de frecvențe diferite va fi descompus în fascicule optice ce se propagă în direcții diferite, fiecare corespunzând radiației de o anumită frecvență existente în fasciculul incident.

Pentru studiul fenomenului se folosește un dispozitiv denumit spectroscopul cu prismă de sticlă, ale cârui componente sunt indicate în figura 25 de mai jos.



Figura 25.Spectroscop cu prismă

Spectroscopul este constituit din următoarele elemente: prisma optică P, colimatorul C<sub>1</sub> care constă dintr-o fantă dreptunghiulară reglabilă F, plasată în focarul unei lentile L<sub>1</sub>, luneta L cu ajutorul căreia se face observarea spectrului și colimatorul C<sub>2</sub> format dintr-o scară micrometrică și o lentilă L<sub>2</sub> care proiectează imaginea M a scării micrometrice pe o față a prismei P iar aceasta o reflectă în câmpul vizual al lunetei.

Fanta F are rolul de a transforma fasciculul emis de o sursă într-un fascicul îngust, astfel încât în urma descompunerii fasciculului ce trece de fantă de către prisma de sticlă fasciculele rezultate să nu se suprapună în câmpul vizual al observatorului (aceasta ar îngreuna analiza radiației emise de sursa respectivă). Scara micrometrică are rolul de a furniza imaginea unei scale gradate în câmpul vizual, și singura cale prin care imaginea spectrelor și cea a scării pot fi suprapuse în câmpul vizual al observatorului este cea bazată pe utilizarea fenomenului de reflexie (dacă s-ar utiliza refracția, ar trebui ca cele două imagini să provină din aceeași direcție, fapt imposibil deoarece astfel scara micrometrică ar acoperi imaginea sursei). Colimatoarele și lunetele au rolul de a transforma fasciculele divergente în fascicule paralele și respectiv de a focaliza imaginea în zona dorită. Determinarea poziției unei linii spectrale se face pe scara micrometrică, a cărei imagine se suprapune peste spectrul optic. Pentru aceasta este necesar a se da curba de etalonare a spectroscopului, ce indică dependența lungimii de undă a radiației de poziția liniei spectrale corespunzătoare în câmpul vizual gradat (cu scara micrometrică apărând în fundal). Dacă aceasta curbă de etalonare nu este dată, ea poate fi determinată utilizând un spectru cunoscut (se cunoaște culoarea liniilor spectrale și lungimea de undă corespunzătoare, iar prin observarea acestui spectru în urma trecerii prin prisma de sticlă se poate stabili corespondența lungime de undă - poziție pentru fiecare lungime de undă, putându-se ulterior trasa curba de etalonare prin interpolare).

## Elemente de studiu pentru aprofundare

Pentru o înțelegere deplină a fenomenului și a dispozitivului utilizat pentru observare, se recomandă să se aprofundeze următoarele aspecte:

a) legătura dintre elongația dipolilor electrici și polarizația mediului, având în vedere faptul că în cazul în care distanța dintre sarcinile contrare ce compun dipolul ar fi mică cele două câmpuri (ale celor două sarcini) tind să se anihileze reciproc)

b) legătura dintre lungimea de undă și indicele de refracție n, avându-se în vedere faptul că se lucrează pe domenii de frecvență ce nu cuprind frecventa de rezonanță a dipolilor electrici; apare astfel fenomenul de dispersie normală (caracterizat matematic prin  $dn/d\omega > 0$ )

c) problema unghiului de incidență al fasciculului la prisma optică, pentru a putea apare fenomenul de împrăștiere în spațiu al radiațiilor de diferite frecvențe ( din legea refracție rezultă că

sinusul unghiului de refracție este nul atunci când sinusul unghiului de incidență este nul, indiferent de valoarea indicelui de refracție n).

d) problema lățimii fantei de observare (dacă ar fi prea largă fasciculele refractate de prismă ar tinde să se suprapună, iar dacă lățimea ar fi prea mică intensitatea fascicului ce trece de fantă ar fi prea mică, fiind posibil ca liniile să nu mai poată fi observate)

e) problema poziției fantei de observare (ochiul uman observă un se t de imagini ale fantei de culori și intensități diferite, și pentru a ușura observarea este de dorit ca aceste imagini să fie formate fin linii înguste și paralele)

f) necesitatea utilizării fenomenului de reflexie pentru suprapunerea imaginii scării micrometrice peste cea a liniilor spectrale (fiind imposibil ca două imagini provenind din puncte diferite să se suprapună utilizând exclusiv fenomenul de refracție)

g) problema determinării tipului sursei de radiație din analiza spectrală (sursele termice având spectru continuu)

h) problema determinării concentrației unor anumiți atomi într-un amestec gazos, pe baza observării intensității anumitor linii spectrale (intensitatea unei linii fiind direct proporțională cu numărul de atomi ce emit linia respectivă)

i) problema determinării probabilității de tranziție între anumite nivele energetice, pe baza analizei intensității liniilor spectrale corespunzătoare (aceasta fiind deasemenea proporțională cu probabilitatea de tranziție)

j) problema necesității existenței unui spectru cunoscut (cu lungimi de undă cunoscute) sau a existenței unei curbe de etalonare pentru detrminarea lungimilor de unda ale radiațiilor ce compun spectrul unei substanțe (în caz contrar nefiind cunoscută corespondența lungime de undă – poziție în câmpul vizual).

Polarizabilitatea se definește

$$\alpha = \frac{e^2}{m\varepsilon_0} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\gamma\omega}$$

Dispersia și absorbția în gaze este data de

$$\tilde{n} = n_r - i\kappa = \sqrt{\tilde{\varepsilon}_r} = \sqrt{1 + \tilde{\chi}_e} \approx 1 + \frac{\tilde{\chi}_e}{2}$$

unde  $\tilde{\chi}_{e}$  este susceptibilitatea dielectrică. Atunci se poate scrie

$$n_r = 1 + \frac{Ne^2}{2m\varepsilon_0} \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{\left(\omega_0^2 - \omega^2\right)^2 + \gamma^2 \omega^2}$$
$$\kappa = \frac{Ne^2}{2m\varepsilon_0} \frac{\gamma\omega}{\left(\omega_0^2 - \omega^2\right)^2 + \gamma^2 \omega^2}$$

Se definește frecvența plasmei:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{Ne^2}{m\varepsilon_0}}$$

# iii. Breviar de laseri

Un sistem microscopic (atom, moleculă, nucleu etc.) se caracterizează prin faptul că poate exista numai în anumite stări, numite stări staționare, corespunzătoare unei mulțimi discrete de valori ale energiei (nivele de enegie). Orice variație a energiei sistemului microscopic se face printr-o tranziție dintr-o stare staționară în alta. Ne interesează tranzițiile radiative când sistemul emite sau absoarbe un foton. Astfel la trecerea sistemului din starea cu energia En în starea cu energia Em (m) En > E se emite un foton cu energia hv = En - Em.

La absorbtia unui foton, cu energia hv egală cu membrul drept, sistemul trece din starea cu energie mai mică Em în starea cu energie mai mare En. Totalitatea radiațiilor emise de un sistem microscopic constituie spectrul de emisie al sistemului. Pemi sunt caracteristice spectrele discrete care sunt formate din linii (radiatii monocromatice) izolate. Denumirea de linie spectrală vine de la faptul că metodele experimentale duc la observarea radiațiilor monocromatice ca imagini ale unei fante înguste. O linie spectrală corespunde teoretic unei radiații monocromatice cu frecvența v lungimea de undă  $\lambda$ . În realitate, liniile spectrale nu sunt riguros monocromatice, ci prezintă o anumită lărgime  $\Delta\lambda$ . Există o lărgime naturală a liniei spectrale care este un efect cuantic. Lărgimea liniei se datorește și altor fenomene (efect Doppler, interacția dintre particule etc.). Intensitățile liniilor spectrale depind de probabilitățile cu care au loc tranzițiile corespunzătoare și de numărul sistemelor microscopice din diferite stări. Pentru molecule sunt caracteristice spectrele formate din benzi, deoarece tranzițiile au loc între grupuri de nivele de energie alcătuite din nivele foarte apropiate. Dacă o radiație care are un spectru continuu trece printr-o substanță absorbantă, spectrul continuu va apare brăzdat de linii sau benzi întunecate. Acesta constituie un spectru de absorbție. Specificitatea spectrelor optice permite identificarea atomilor și moleculelor (analiza calitativă). Dacă se măsoară intensitățiile liniilor sau benzilor spectrale se poate determina concentrația atomilor și moleculelor (analiză cantitativă)

După cum s-a arătat, electronii dintr-un atom pot primi sau emite radiație doar de anumite frecvențe, corespunzătoare energiilor de separație dintre stările energetice permise pe care aceștia le pot ocupa în atomi. Considerând cazul unui atom ale cărui nivele de energie permise le notăm cu  $E_1$ ,  $E_2$ ,  $E_3$ ..., la iluminarea acestuia cu un spectru larg de frecvențe vor fi absorbiți doar acei fotoni ale căror energii sunt egale cu energiile ce separă nivelele energetice permise ( $E_2 - E_1$ ;  $E_3 - E_1$ ;  $E_3 - E_2$  etc.). Ca urmare, vor avea loc tranziții ale unor electroni pe nivele energetice superioare, numite stări excitate.



Fig. 26. Schemă reprezentând procese de excitare și dezexcitare atomice.

## A. Emisie spontană

Orice atom aflat pe o stare excitată prezintă o anumită probabilitate de dezexcitare în urma căreia, prin emisia unui foton de energie corespunzătoare diferenței dintre cele două stări energetice permise, va trece în starea de energie inferioară. Această trecere se face prin tranziția unui electron de pe nivelul excitat pe un nivel energetic inferior, neocupat. O astfel de tranziție se numește tranziție spontană. O valoare tipică a timpului de viață al unui atom în stare excitată (timpul în care atomul poate rămâne în acea stare) este de circa  $10^{-8}$  s.

Daca notam cu p probabilitatea de tranzitie pentru un sistem de atomi identici, acesta se poate definii ca:

$$p = -\frac{1}{N} \cdot \frac{dN}{dt} \tag{1}$$

unde cu N s-a notat numarul de atomi in stare excitata, atomi capabili de a realiza tranzitia, iar cu dN numarul de atomi care au realizat tranzitia in intervalul de timp infinitezimal dt.

Semnul minus semnifica scaderea numarului de atomi in starea excitata si apare datorita faptului ca dN este o marime negativa, in timp ce probabilitatea p este pozitiva. In cazul in care probabilitatea este constanta in timp, relatia () se poate rescrie sub forma:

$$\frac{dN}{N} = -p \cdot dt \tag{2}$$

care, prin integrare:

$$\int_{N0}^{N} \frac{dN}{N} = -\int_{0}^{t} p \cdot dt \qquad (3)$$
va da:
$$ln \frac{N}{N0} = -p \cdot t \qquad (4)$$

sau:

$$N = N0 \cdot e^{-pt} \tag{4*}$$

Cu N0 s-a notat numarul de atomi aflati in stare excitata la momentul t=0. De multe ori, in locul probabilitatii de tranzitie (p) se utilizeaza marimea: $\tau = \frac{1}{p}$  (5)

numit timp mediu de viata. In aceasta notatie, relatia (4) devine:

$$N = N\mathbf{0} \cdot e^{-\frac{\mathbf{r}}{\tau}} \tag{6}$$

Relatia (6) are un caracter foarte general, fiind valabila pentru toate tranzitiile din sistem, indiferent de natura acestora si de interactiunile suferite de sistemul respectiv.

### B. Emisie indusă

În 1917, Albert Einstein a prezis existența unui astfel de proces. Să presupunem un atom aflat într-o stare excitată E2 și un foton de energie hn =  $E_2 - E_1$  incident pe acesta. Trecerea fotonului va determina creșterea probabilității de tranziție a atomului din starea excitată ( $E_2$ ) în starea fundamentală ( $E_1$ ), prin emisia unui foton de energie hn.

Fotonul emis va fi în fază cu fotonul incident. Acești fotoni pot stimula emisia altor fotoni, de către atomi aflați în aceleași stări excitate.

Acest tip de proces poartă numele de emisie indusă, și stă la baza efectului LASER (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation).

## Producerea efectului LASER

În paragraful anterior am descris modul în care un foton poate determina tranziții atomice, fie prin absorbția acestuia de către atom, fie prin emisia stimulată. Ambele procese sunt la fel de probabile. În general, într-un sistem de atomi aflat la echilibru termic, cea mai mare parte dintre aceștia se găsesc în starea fundamentală (de energie minimă), un număr mic aflându-se într-o stare energetică excitată. În această situație, un fascicul de lumină incident pe sistemul de atomi va produce cu predilecție excitarea atomilor din starea fundamentală, determinând o creștere globală a energiei sistemului. Dacă însă situația ar putea fi inversată astfel încât, în sistem, cea mai mare parte dintre atomi să se găsească în stare excitată, atunci fasciculul de fotoni va produce cu predilecție emisia stimulată, determinând o scădere globală a energiei sistemului și o emisie de fotoni. O situație în care numărul de particule aflate în starea excitată este mai mare decât numărul de particule aflate în starea fundamentală, în același sistem atomic, se numește *inversie de populație*. Acesta este principiul efectului laser. Condițiile în care poate fi generat acest efect sunt:

Sistemul trebuie să se afle într-o stare de inversie de populație. Operațiunea care produce inversia de populație poartă numele de *pompaj*. Starea excitată a sistemului trebuie să fie o stare metastabilă (cu un timp de viață mai mare decât timpul mediu de viață al al unei stări excitate  $(10^{-8}s)$ . În cazul stărilor metastabile, timpul de viată poate ajunge la ordinul a  $10^{-3}$  s sau chiar la câteva secunde. Fotonii emisi trebuie reținuți în sistem un timp suficient de lung pentru a permite stimularea emisiei atomilor excitați. Pentru aceasta, se utilizează oglinzi reflectorizante amplasate la capetele sistemului. Unul dintre capete va reflecta fasciculul de fotoni în totalitate, în timp ce, la capătul celălalt, oglinda va fi semitransparentă, pentru a permite ieșirea fasciculului laser. Mediul activ este o colectie de atomi, molecule sau ioni care absorb energie de la o sursă externă si prin procese atomice complexe generează radiație laser. Mediul activ poate fi un material în stare solidă, un lichid, un gaz sau un semiconductor. Caracteristicile acestui material determină parametrii functionali ai laserului, inclusiv lungimea de undă. Mecanismul de excitare furnizează energia de intrare în sistem și poate fi o sursă internă de lumină pentru laserii cu mediu solid sau lichid și o descărcare electrică pentru laserii cu gaz sau cu semiconductori. În afara acestor mecanisme de excitare există și alte metode de pompaj pentru laseri, între care pompajul optic cu alt laser se aplică tuturor tipurilor de medii active. Rezonatorul laser constă din două oglinzi, una total reflectanta si cealaltă, cu o reflectivitate mai mică de 100% care transmite radiatia laser din rezonator în exteriorul sau, fiind transparentă pentru lungimea de undă a laserului.

Laserul tipic cu mediu activ lichid este laserul cu colorant. Pompajul se realizează fie cu lampă flash, fie cu alt laser (cu azot, cu argon, armonica a doua a laserului cu neodim). Energia optică intensă de pompaj excită moleculele de colorant, producând în același timp o emisie fluorescentă intensă. Oglinzile rezonatorului laser confocal asigură amplificarea radiației generate în cuva ce conține colorantul, iar un element dispersiv (filtru selectiv, prismă, rețea de difracție) asigură acordabilitatea acestui laser. Fiecare tip de colorant prezintă caracteristici spectrale proprii. Schimbarea colorantului din cuvă și eventual a sursei de pompaj permite acordarea laserului cu colorant pe întreg domeniul vizibil, în ultraviolet și infraroșu apropiat.

Diodele laser sunt construite prin alaturarea unor semiconductoare de tip p și n, care servesc ca donori și respectiv acceptori de electroni, realizând la joncțiunea lor o regiune de recombinare. Dioda laser este realizată ca emitor simplu sau șiruri de diode unidimensionale. Un șir unidimensional conținând de obicei 20 de emițătoare simple este fabricat pe o plachetă semiconductoare folosit la fabricarea diodelor laser determină lungimea de undă de emisie, care se găsește în roșu sau infraroșu apropiat (650-1100 nm). Fasciculul emis de diodele laser este coerent și monocromatic, dar cu divergență mare (poate fi corectată prin sisteme optice suplimentare). Acest laser nu este acordabil.





Laserul cu microunde, utilizând vapori de amoniu (NH3), își bazează sistemul de pompare pe separarea fizică a moleculelor de amoniu excitate de cele aflate într-o stare energetică inferioară. Această separare se realizează printr-un sistem de electrozi care generează un câmp electrostatic cilindric, cuadripolar, pe direcția fasciculului. În acest câmp, moleculele aflate în stare excitată sunt focalizate pătrunzând într-o cavitate în care microunde cu frecvența de 24 GHz vor determina emisia stimulată. În acest timp, moleculele de amoniu aflate pe un nivel energetic scăzut sunt scoase din fascicul prin intermediul unei forțe radiale, care acționează din partea aceluiași câmp electrostatic cuadripolar. Datorită utilizării

microundelor pentru stimularea radiației, dispozitivul s-a numit MASER (Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation).

De la construirea primului laser, în 1960, tehnologia laser s-a dezvoltat foarte mult, atât în ceea ce privește dezvoltarea (prin apariția laserului cu plasmă, cu raze X sau a celui cu gaz dinamic), cât și în ceea ce privește aplicațiile lui. Aplicațiile dezvoltate se datorează caracteristicilor radiației laser. Astfel, energia conținută într-un fascicul laser cu diametrul de câțiva milimetri poate fi concentrată pe o arie de câțiva microni pătrați, obținându-se o creștere a densității de energie cu șase ordine de mărime.

Dacă un fascicul laser care are unghiul de divergență  $\theta$  este focalizat de o lentilă care are o distanță focală f, atunci, presupunând că aberațiile sunt neglijabile, diametrul d al spotului este dat de expresia d=f  $\theta$ , relația fiind valabilă numai dacă teta este diferit de zero. Astfel, dacă puterea fasciculului laser este P, în wați, densitatea de putere (intensitatea) a spotului focalizat este dată de relația:

$$I = \frac{4P}{\pi f^2 \theta^2}$$

Pentru un fascicul a cărui distribuție de intensitate este uniformă și are raza R, avem:

$$\theta = \frac{1,22\lambda}{R}$$

și atunci

$$\mathbf{I} = \frac{0,86PR^2}{f^2\lambda^2}$$

Dacă laserul funcționează în regim monomod și raza lentilei R este suficient de mare pentru a exclude numai lumina de intensitate mai mică decât  $1/e^2$  față de centru, avem:

$$\theta = \frac{2\lambda}{\pi R}$$

și intensitatea fasciculului focalizat va fi :

$$I = \frac{\pi PR}{f^2 \lambda^2}$$

Se pot obține în mod curent intensități mai mari de  $10^{-9} W cm^{-2}$ 

Principalele proprietăți ale radiației laser pot fi sintetizate astfel:

## 1) monocromaticitatea

Monocromaticitatea se datorează fenomenului de emisie stimulată. Teoretic se emite radiație pe o singură lungime de undă. Practic este vorba de un domeniu îngust centrat pe acea lungime de undă. Lărgimea linie apare deoarece emisia spontană nu este complet absentă și peste undele coerente se suprapun unde de faze arbitrare.

#### 2) coerența

Radiația laser este coerentă atât spațial cât și spațial. Există o relație de fază stabilă tot timpul pentru undele emise de laser. Fascicule coerente spațial se pot obține și pentru radiații obținute de la sursele ordinare. Ceea ce este unic la lasere este că ele pot combina coerența spațială cu intensitatea înaltă. Coerența spațială nu are nici o legătură cu emisia stimulată.

Intensitatea câmpului electric al undei luminoase monocromatice într-un punct de vector de poziție  $\vec{r}$  și la un moment *t* poate fi scrisă sub forma complexă:

$$E(\vec{r},t) = E_0 e^{i(\omega \cdot t - \varphi)} = E_0 e^{i\left(\omega \cdot t - \vec{k} \cdot \vec{r}\right)}$$
(5.1)

și, dacă definim amplitudinea complexă  $\tilde{E} = E_0 e^{-i\varphi}$ , atunci:

$$E(\vec{r},t) = \tilde{E} \cdot e^{i\omega t}$$
(5.2)

Modulul și argumentul amplitudinii complexe  $\tilde{E}$  dau mărimea și respectiv faza intensității câmpului undei luminoase.

Să presupunem că într-un punct sosesc la momentul *t* fascicule de lumină reprezentate sub forma (5.2). Câmpul rezultant va avea amplitudinea:

$$\widetilde{E} = \widetilde{E}_1 + \widetilde{E}_2 = E_0 \cdot e^{-i\varphi_1} + E_0 \cdot e^{-i\varphi_2}$$
(5.3)

și intensitatea:

$$I = \widetilde{E} \cdot \widetilde{E}^{*} = \left(E_{0} \cdot e^{-i\varphi_{1}} + E_{0} \cdot e^{-i\varphi_{2}}\right) \left(E_{0} \cdot e^{i\varphi_{1}} + E_{0} \cdot e^{i\varphi_{2}}\right) = 2E_{0}^{2} + E_{0}^{2} \left[e^{i(\varphi_{2}-\varphi_{1})} + e^{-i(\varphi_{2}-\varphi_{1})}\right] = 2E_{0}^{2} \left[1 + \cos(\varphi_{2}-\varphi_{1})\right]$$
(5.4)

Din această relație se observă că intensitatea instantanee în punctul dat depinde de diferența de fază  $\Delta \varphi = \varphi_2 - \varphi_1$  a câmpurilor componente.

Dacă fazele celor două câmpuri luminoase se schimbă independent una de alta atunci valoarea medie în timpul de observație  $\tau$  a intensității rezultante este:

$$\overline{I} = \frac{1}{\tau} \int_{0}^{\tau} I dt = 2E_{0}^{2} \frac{1}{\tau} \int_{0}^{\tau} [1 + \cos(\varphi_{2} - \varphi_{1})] dt = 2E_{0}^{2} + \frac{2E_{0}^{2}}{\tau} \int_{0}^{\tau} \cos(\varphi_{2} - \varphi_{1}) dt = 2E_{0}^{2} = 2I_{0}$$

în care caz se spune că radiațiile luminoase sunt incoerente.

Dacă undele luminoase sosesc în punctul dar cu o diferență de fază  $\varphi_2 - \varphi_1$  constantă în cursul timpului de observație atunci ele se numesc coerente și intensitatea rezultantă este:

$$\overline{I} = \frac{1}{\tau} \int_{0}^{\tau} I \cdot dt = 2E_{0} \frac{1}{\tau} \int_{0}^{\tau} [1 + \cos(\varphi_{2} - \varphi_{1})] dt = 2E_{0}^{2} + \frac{2E_{0}^{2}}{\tau} \int_{0}^{\tau} \cos(\varphi_{2} - \varphi_{1}) dt = 2E_{0}^{2} = 2I_{0}$$

 $I = 2I_0 [1 + \cos(\varphi_2 - \varphi_1)] = const.int timp$ 

În realitate nu există unde luminoase perfect coerente sau incoerente, ci ele sunt numai perțial coerente. În general se poate vorbi de coerența temporală a luminii sosite într-un punct dat și de coerența spațială a luminii în puncte diferite, dar la același moment. Pentru descrierea analitică a coerenței în locul intensității câmpului electric sub forma complexă (5.1) se folosește dezvoltarea sa sub forma:

$$E(\vec{r},t) = \int_{0}^{\infty} a(\omega,r) \cos[\varphi(\omega) - 2\pi\omega \cdot t] d\omega$$
(5.5)

și se înlocuiește funcția cosinus de sub integrală printr-o funcție exponențială, obținându-se:

$$\widetilde{V}(\vec{r},t) = \int_{0}^{\infty} a(\omega,r) \exp\{i[\varphi(\omega) - 2\pi\omega \cdot t]\} d\omega$$
(5.6)

care se numește semnalul analitic complex asociat cu funcția reală  $E(\vec{r},t)$ .

Coerența temporală într-un punct de vector de poziție  $\vec{r_1}$  se exprimă cantitativ prin funcția de autocorelație:

$$\Gamma_{11}(\vec{r}_{1},\tau) = \lim_{T \to \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{T} \widetilde{V}_{1}(\vec{r}_{1},t+\tau) \widetilde{V}_{1}^{*}(\vec{r}_{1},t) dt$$
(5.7)

în care  $\tilde{V}_1(\vec{r_1}, t)$  este semnalul analitic asociat cu câmpul de radiație luminoasă la momentul *t*. Timpul de corelație  $\tau$  este definit ca timpul după trecerea căruia funcția de autocorelație  $\Gamma_{11}$  scade la o valoare oarecare dinainte stabilită.

Gradul de coerență spațială a radiațiilor luminose raportat la două puncte diferite din spațiu, la același moment *t*, se exprimă cantitativ prin funcția de corelație transversală:

$$\Gamma_{12}\left(\overrightarrow{r_{1}},\overrightarrow{r_{2}}\right) = \lim_{T \to \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{T} \widetilde{V_{1}}\left(\overrightarrow{r_{1}},t\right) \widetilde{V_{2}}^{*}\left(\overrightarrow{r_{1}},t\right) dt$$

(5.8)

Coerența transversală poate fi calculată pentru fiecare pereche de vectori de poziție  $\vec{r_1}, \vec{r_2}$  și deci se poate defini o arie de corelație ca fiind aria în afara căreia coerența transversală între două puncte este mai mică decât o valoare stabilită anterior.

Dacă  $\vec{r_1} = \vec{r_2}$  și  $\tau = 0$ , atunci  $\Gamma_{12} = \Gamma_{11}(\vec{r_1}, 0)$  și până la o constantă aditivă arbitrară se poate scrie:

$$\Gamma_{11}(\overrightarrow{r_1},0) = I(\overrightarrow{r_1})$$
;  $\Gamma_{22}(\overrightarrow{r_2},0) = I(\overrightarrow{r_2})$ 

unde  $I(\vec{r_i})$  este intensitatea câmpului de radiație luminoasă în punctul de vector de poziție  $\vec{r_i}$ .

Un studiu combinat al celor două tipuri de coerență spațială și temporală se poate face cu ajutorul funcției de coerență mutuală, definită ca:

$$\Gamma_{12}\left(\overrightarrow{r_{1}},\overrightarrow{r_{2}},\tau\right) = \lim_{T \to \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{T} \widetilde{V_{1}}\left(\overrightarrow{r_{1}},t\right) \widetilde{V_{2}}^{*}\left(\overrightarrow{r_{1}},t\right) dt$$
(5.9)

Această funcție exprimă gradul dependenței liniare între două câmpuri de radiație în două puncte de vectori de poziție  $\vec{r_1}$  și  $\vec{r_2}$  separate printr-un interval de timp  $\tau$  necesar luminii să parcurgă distanța dintre ele.

Se obișnuiește să se folosească funcția de doerență mutuală normalizată definită ca:

$$\widetilde{\gamma}_{12}\left(\overrightarrow{r_{1},r_{2}},\tau\right) = \frac{\Gamma_{12}\left(\overrightarrow{r_{1},r_{2}},\tau\right)}{\sqrt{\Gamma_{11}\left(\overrightarrow{r_{1},0}\right)}\Gamma_{22}\left(\overrightarrow{r_{2},0}\right)} = \frac{\Gamma_{12}\left(\overrightarrow{r_{1},r_{2}},\tau\right)}{\sqrt{I\left(\overrightarrow{r_{1}}\right)}I\left(\overrightarrow{r_{2}}\right)}$$
(5.10)

Această funcție  $\tilde{\gamma}_{12}$  exprimă gradul de coerență și satisface relația:  $0 \le |\tilde{\gamma}_{12}| < 1$ . Valoarea  $|\tilde{\gamma}_{12}| = 0$  reprezintă incoerența, iar valoarea  $|\tilde{\gamma}_{12}| = 1$  reprezintă coerența totală a câmpului de radiație luminoasă.

Legătura dintre gradul de coerență și contrastul franjelor de interferență obținute cu un dispozitiv experimental interferențial oarecare este dată de vizibilitatea franjelor, definită prin relația:

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = \frac{2\sqrt{I_1(\vec{r_1})I_2(\vec{r_2})}}{I_1(\vec{r_1}) + I_2(\vec{r_2})} \cdot |\tilde{\gamma}_{12}(\tau)|$$
(5.11)

în care  $I_{\text{max}}$  și  $I_{\text{min}}$  reprezintă intensitățile maximelor și respectiv minimelor vecine din imaginea de interferență, iar  $I_1(\vec{r})$  și  $I_2(\vec{r})$  sunt intensitățile radiației luminoase în punctul de vector de poziție  $\vec{r}$  care sosește de la sursa 1 situată în punctul de vector de poziție  $\vec{r_1}$  și respectiv de la sursa 2 situată în punctul de vector de poziție  $\vec{r_2}$ .

Dacă  $I_1(\vec{r}) = I_2(\vec{r})$  se observă că  $V = |\tilde{\gamma}_{12}|$  și prin urmare o măsurare a vizibilității franjelor de interferență constituie, de fapt, o măsurare directă a gradului de coerență.

#### 3) direcționalitatea

Fasciculul laser are o divergență foarte mică. Direcționalitatea depinde de construcția laserului dar și de emisia de fotoni.

4) intensitatea

Datorită fenomenului de emisie stimulată fasciculul are o intensitate mare, proporțională cu pătratul amplitudinii.

Lumina emisă de sursele termice și de laser sub prag se supun statisticii Bose-Einstein, abaterea medie pătratică a numărului de fotoni fiind:

$$<\Delta n^2 > = < n > (< n > +1)$$

Lumina laser aflată peste pragul laser se supune aproximativ distribuției Poisson:

 $< n^2 > = < n >$ 



In cazul laserilor chimici, efectul laser se obtine direct din reactia gazelor care intra in amestec. Energia care serveste pentru a produce radiatia laser este furnizata de o reactie chimica. Laserul cu argon

_	mediu activ gazos, pompaj prin descarcari in gaz
_	unda continua sau pulsuri fortate, 2 lungimi de unda (488nm si 514nm)
_	fibra optica
_	488nm =>polimerizarea eficienta a rasinilor => timpi redusi si durabilitate
	=>optoactivarea unor substante
_	514nm =>absorbtie mare in hemoglobina => hemostaza
	=>reziduuri biologice, sterilizare, uniformitatea radiatiei
_	rezultate excelente pentru leziuni in zone bine vascularizate; absorbtie scazuta in tesut
	a simulation of the state of th

tare si apa =>siguranta dentinei si smaltului in tratamentul tesutului moale; marker pentru dentina cariata (partea cariata a dentinei se coloreaza portocaliu inchis) Laserul cu Nd:YAG

- mediu activ solid, cristal cu ytriu si granat de aluminiu dopat cu neodim;pompaj optic;
- lungimi de unda de 1064 nm; emisie sub forma de pulsuri; terminal fibra optica;
- lumina absorbita de melanina, slab de hemoglobina, transmisie 90% pentru apa;
- clinic se foloseste in incizii si coagularea tesuturilor moi;

Laserul cu semiconductori (dioda laser)

- mediu activ solid, cristale semiconductoare dopate cu indiu, galiu, aluminiu, sau arsenic;pompaj electric;

- lungimi de unda de la 800nm(Al) pana la 960nm(In), continuu sau pulsat fortat;
- prin contact (incizii) sau fara contact (coagulare de adancime);
- uniformitatea razei (crestare) si metoda "hot-tip";
- toate lungimile de unda sunt absorbite de tesutul moale (mai ales pigmentat) si mai putin de tesutul tare;
- miniaturizarea, costuri mici; racire locala cu apa



Fig.29 Acțiunea unei diode laser  $\lambda$ =650nm, P=5mW

### Laserul cu erbiu

Er:Cr:YSGG (2780 nm) si Er:YAG (2940 nm) => infrarosu (sistem de ghidare);
 emisie pulsata, prin ghid de unda sau manunchi de fibre optice (costisitor);=>lentila convergenta=> spot luminos de 0.5μm;

– racire cu aer;

- cea mai buna absorbtie in apa si radicali hidroxili =>expansiune volumica(vaporizare)

# Laserul cu CO<sub>2</sub>

– mediu activ gazos cu dioxid de carbon, pompaj prin descarcari in gaz, lungimea de unda de 10.6μm; radiatia distribuita prin ghid de unda; Unda continua sau regim pulsat fortat

- foarte bine absorbit in apa si tesuturi tari; poate coagula tesutul moale si de asemenea, prezinta o oarecare penetrare a acestui tip de tesut

- tratarea leziunilor de pe mucoase sau vaporizarea tesutului fibros dens
- nu se foloseste unda continua ci pulsuri etrem de scurte (carbonizarea tesutului)
- trebuie protejat tesutul moale
- unul din primele lasere din stomatologie; studii intense



Fig. 30. Bazin termostatat la 30.5°C umiditate 90% laser Nd:YAG, cu pulsuri de 100ns, $\phi$  =300 µm **Laseri cu gropi cuantice** 

Intr -un cristal de semiconductor, electronii pot ocupa o stare intr-una din cele benzile energetice. Cele mai importante si asupra carora se focalizeaza interesul sunt benzile energetice superioare, banda de valenta si banda de conductie. Banda de valenta, care este populata de electronii de joasa energie si banda de conductie care este populata de electronii cu energii mari. Cele 2 benzii energetice sunt separate de o banda energetica interzisa, banda in care nu exista stari permise valabile pentru care electronul sa le ocupe.

Semiconductorii pot fi impartiti in 2 categorii in functie de diferenta energetica dintre cele 2 benzi, si anume semiconductori cu gap direct, in care maximul energetic al benzii de valenta este

situat la aceeasi valoare a vectorului de unda  $\overline{k}$  ca si minimul benzii de conductie. In acest caz tranzitiile cu absorbtie de foton sunt verticale. Semiconductorii care prezinta minimul benzii de

conductie si maximul benzii de valenta situate la puncte k diferite se numesc semiconductori cu gap indirect, tranzitiile din banda de valenta in banda de conductie (prin absorbtie de foton) se produce numai cu participarea fononilor (absorbtie sau emisie). Laserii conventionali cu semiconductori se bazeaza pe emisia unui foton de catre un electron, la trecerea acestuia din banda de conductie in banda de valenta. Astfel, lungimea de unda a fotonului depinde puternic de banda interzisa a materialului semiconductor.

O groapa cuantica este o groapa de potential care confera particulei, care se misca liber in spatiul tridimensional, sa se miste liber numai pe 2 directii, intr-o regiune planara. Aceste efecte de confinare au loc atunci cand grosimea gropii cuantice este comparabila cu lungimea de unda de Broglie asociata carausului (de obicei electron sau gol), ducand la nivele energetice, numite nivele de subbanda (adica purtatorii pot avea numai nivele discrete de energie). Aceste heterostructuri sunt formate din "semiconductori grei" (GaAs) care se afla intr-o structura de tip sandwich, celelalte 2 perechi fiind facute din AlGaAs (care prezinta o diferenta de energie intre benzile de conductie si de valenta diferita de cea a GaAs, astfel creandu-se groapa de potential).



Aceste structuri pot fii create utilizand epitaxia cu fascicul molecular sau depunere cu vapori chimici, controland astfel grosimea stratului molecular, ajungand la strate monoatomice.

### Laseri cu cristale lichide

Un laser cu cristale lichide folosește pe post de cavitate rezonantă cristalul lichid, permițând selectarea lungimii de undă emise precum și starea de polarizare din mediul activ.

S-a constatat ca exista anumite substante la care tranzitia de faza cristal solid (CS)- lichid izotrop (LI) nu este directa, intre faza solida si lichida aparand mai multe faze intermediare. In aceste faze substantele sunt anizotrope ca si cristalele solide, avand totodata proprietatea de fluiditate, caracteristica lichidelor. Dupa cum exte astazi binecunoscut, aceste substante au primit denumirea de **cristale lichide (CL)**, mezofaze, faze mezomorfe sau faze fluide condensate cu anizotropie spontana. Ele au proprietati mecano-electrice si de simetrie intermediare intre cele ale solidului ordonat si lichidului izotrop.



Fig. 32. Diagrama de fază

CL sunt formate din molecule a caror distributie spatiala este complet determinata de ordonarea de pozitie, de orientare si de rotatie.

Ordonarea pozitionala subtridimensionala confera CL caracterul fluid, specific lichidelor; ordonarea de orientare a moleculelor le confera anizotropia proprietatilor fizice. In functie de natura moleculelor constituente si a aranjarii acestora, precum si de interactiile cu mediul exterior (temperatura, solventi, etc), prezinta o larga varietate de fenomene si tipuri de tranzitii de faza.



Fig.33. Parametrul de ordonare funcție de temperatură

S ia valori tipice între 0.3 and 0.9, și depinde de temperatură, datorită agitației moleculare. Clasificarea cristalelor lichide facuta de G. Friedel in 1922 se bazeaza in esenta pe simetria structurii lor. Astfel, exista trei clase mari de cristale lichide, in functie de relatia ce exista intre directia de aranjare a axei moleculare lungi si o directie perpendiculara pe suportul de aranjare a cristalelor lichide, versorul acestei directii fiind notat cu  $\vec{n}$ , si purtand numele de vector director.

(a) cristale lichide nematice (CLN) in care moleculele tind sa se alinieze paralel cu  $\vec{n}$ , pozitiile lor nefiind corelate;

(b) cristale lichide colesterice (CLC) in care moleculele tind sa se aranjeze prin formarea unor unghiuri diferite intre axele lungi moleculare si  $\vec{n}$ , alcatuind conglomerate supramoleculare, periodicitatea de rotatie fiind p/2, unde p este pasul elicei colesterice;

(c) cristalul lichid smectic (CLS), in care moleculele tind sa se situeze intr-o configuratie ordonata planar, cu axa lunga moleculara

1. paralela cu  $\vec{n}$  - faza smectic A (CLS<sub>A</sub>);

2. inclinata cu un unghi constant - faza smectic C (CLS<sub>C</sub>);

3. formand, in plane diferite, diverse unghiuri cu n - faza smectica C\* (CLS<sub>C</sub> - in general specifica cristalelor lichide feroelectrice);

4. faze smectice exotice (B, H, G etc.), unde unghiul dintre axa lunga moleculara si  $\vec{n}$  ia valori foarte diferite.

Substantele care trec in faza de CL prin modificarea temperaturii se numesc cristale lichide termotrope (CLT), iar cele care trec in faza de CL prin modificarea concentratiei lor in solutie se numesc cristale lichide liotrope (CLL).

De-a lungul anilor, s-au conturat cateva caracteristici structurale ale moleculelor, care s-au dovedit determinante in formarea CL:

- moleculele sau agregatele moleculare sa fie alungite si sa contina parti asezate intr-un plan, asa cum este de exemplu ciclul-benzenic;

- sa aiba un trunchi rigid, format din legaturi duble sau triple, care sa defineasca axa lunga a moleculelor, asa cum este de exemplu axa lunga continand atomii de carbon din acizii grasi constituienti ai membranelor biologice;

- sa prezinte dipoli electrici permanenti puternici si grupari ce se polarizeaza usor;

- sa aiba grupari dipolare slabe, asezate la extremitatile moleculelor.

Gruparile terminale determina frecvent tipul mezofazei care apare, stabilitatea ei cu temperatura, precum si temperaturile de tranzitie intre faza de CL si in faza lichida.

Unele materiale termotrope, supuse la incalziri, trec din faza solida in faza lichida prin mai multe mezofaze. Astfel de materiale se numesc polimorfe, iar fenomenul se numeste **polimorfism.** 

Ordonarea caracteristica mezofazelor este determinata de temperatura. Mezofaza cea mai ordonata se gaseste la temperaturi apropiate de temperatura de tranzitie spre faza solida (De obicei aceasta este fie smectica, fie colesterica). CLL sunt similare, din punct de vedere al fluiditatii si ordonarii moleculelor, cu CLT. Ele sunt totusi diferite din punct de vedere al compozitiei, deoarece sunt sisteme formate din structuri ce contin un numar mare de molecule amfiliofile, dizolvate intr-un solvent cu polaritate ridicata, cum ar fi apa. Ele sunt diferite si deoarece nu exista interactiuni intre moleculele de acelasi tip (molecule ce participa la formarea structurilor de baza ale CLL).

Compusii amfiliofili se caracterizeaza prin faptul ca, in aceeasi molecula, se gasesc doua grupari care difera mult in ceea ce priveste proprietatile lor de solubilitate. O parte a moleculei este hidrofila iar cealalta parte hidrofoba (sau lipofila). Important in stabilitatea diferitelor structuri de CLL este raportul intre cantitatea de solvent din sistem si substanta organica dizolvata in el.

In fig.34 sunt prezentate texturi CLT orespunzatoare de acid gras saturat (arahidic), nesaturat (arahidonic), de interes in biomedicina moderna, respectiv CLL pentru un sistem cuaternar, de mare interes pentru industria de medicamente si detergenti (clorura de alchil  $C_{12}$ - $C_{14}$  - dimetil-benzil amoniu).



Fig.34. CLT acid saturat, CLT acid nesaturat, CLL sistem cuaternar

Mediul de câștig laser este de obicei un colorant dopat în cristalul lichid. Laserii cu cristale lichide sunt comparativi ca mărime cu diodele laser, dar au acord continuu în spectru larg, menținând o zonă suficientă de coerență spațială. Pornind de la o fază nematică, se poate atinge pasul dorit al elicoidei din cristal prin dopararea cu o molecula chirală.

Pentru un astfel de laser se folosesc benzi fotonice interzise, în structuri dielectric-periodice ale unor faze sau în fazele amorfee. Cristalele lichide pot forma spontan aceste benzi interzise, așadar se comportă precum niște benzi interzise fotonice care se auto-asamblează. Aceste benzi apar datorită naturii anizotrope precum și mișcării moleculelor, când lungimea de undă este comparabilă cu pasul optic al elicoidei. Această bandă există doar pentru lumina circular polarizată de același sens de rotație precum cel al elicoidei(\*). Astfel, pentru nematicele chirale si smecticele C\* chirale banda fotonică interzisă este parțială si unidmensională; faza albastră prezintă structuri periodice în 3

dimensiuni aşadar are o bandă interzisă incompletă pe fiecare direcție. Selectarea lungimii de unda la iesire se face termic sau mecanic prin varierea pasului elicoidei. Aplicarea unui câmp electric perpendicular pe momentul de dipol al fazei nematice rotește "bastonașele" din planul hexagonal și rearanjează faza chirală (Maune, Brett; Marko Lončar, Jeremy Witzens, Michael Hochberg, Thomas Baehr-Jones, Demetri Psaltis, Axel Scherer, and Yueming Qiu (2004). "Liquid-crystal electric tuning of a photonic crystal laser". Applied Physics Letters85 (3): 360).

Pe langă laserul de acest tip, este posibil să obținem efect laser și dintr-un mod situat direct în banda fotonică interzisă, prin introducerea unui defect în structura periodică, facand un canal rezonant in interiorul benzii fotonice interzise. Aceste defecte in cristalele lichide colesterice pot fi scurtarea, lungirea sau defazajul elicoidei.



Fig.35. Defecte în CL chirale [LC Optics and Photonics, A. Varanytsia]

Emisiile laser din structurile de cristal lichid se realizează prin pompare optică, folosind pulsuri de picosecunde sau nanosecunde din laserii cu mediu solid, cum ar fi Nd:YAG.

Dependența lungimii de undă de absorbția colorantului determină lungimea de undă a excitației. S-a demonstrat că lungimile de undă cu o excitație mai mică sub maximul de absorbție au un prag mai scăzut, iar aceasta are legătură cu suprapunerea dintre dependența similară Beer – Lambert a absorbției prin celulă și dependența spațială a vectorului de câmp electric al modului laser . Cea mai obișnuită fază folosită pentru cristalele lichide este cea nematic chirală , deoarece se formează cu ușurință din compuși nematici, folosind dopanți chirali, intr-o gamă mare de temperaturi. Totuși, fazele albastre prezintă avantaje față de cele chirale nematice. Un mare avantaj este că emisia laser în trei direcții octogonale poate fi obținută simultan. Acest lucru a fost demonstrat pentru prima oară folosind faza albastră, care prezintă o structură dublu torsionată(fig.36).



Fig.36 Emisia laser în trei dimensiuni pentru faza albastră II a cristalului lichid.

a) imaginea structurii dublu-torsionate; b) spectrul de reflexie pentru o structură tromboidală( prezentată) ; c)spectrul de emisie pe trei direcții ortogonale; d)regiunea probei pentru care s-a înregistrat emisia. Emisia laser a fost demonstrată atât în faza albastră stabilizată polimeric, cât și în faza albastră cu o gamă mare de temperatura . În cazul al doilea, energia pragului de excitație a fost mai scazută decât a cristalului lichid chiral nematic corespunzător în condiții similare.



Fig.37. Pragul scăzut al emisiei laser pentru faza albastră.a) și b) structura trombocitară(sus) și spectrul de emisie(jos) pentru o fază albastră stabilizată polimeric(a) și o fază albastră cu o gamă mare de temperatură(b). R-CP si L-CP indică lumina polarizată circular dreapta și stanga și cercul alb in b) indică faza albastră a laserului pe structura trombocitară

Au existat demonstrații ale obținerii emisiei laser din cristalele lichide care nu formează structuri periodice. De exemplu, s-a arătat ca emisia laser poate apărea dintr-un mecanism cuprinzând un strat plan de cristal lichid nematic cu colorant aflat între un strat de oxid si un al doilea substrat. Cei doi parametri importanți folosiți pentru a caracteriza laserul cu cristal lichid sunt pragul de excitatie si eficienta de înclinare, iar studiile au demonstrat că acestea sunt influentate de un număr de parametri privind cristalele lichide. Acești parametri includ, dar fără a se limita la birefrigența mediului, parametrul de ordonare orientativă și parametrul de ordonare al momentului de dipol de tranziție al colorantului. Studiile recente arată că prin maximizarea parametrilor de ordine, pragul de birefrigență poate fi redus si eficiența poate fi crescută. Valorile obișnuite ale eficienței sunt mai mari de 30% si pot ajunge chiar la 70%. Îmbunătătirea acestor materiale nu este suficientă pentru a reduce pragul, astfel încât poate fi folosită o sursă incoerentă cu putere scăzută, cum ar fi dioda emițătoare de lumină. Procesul de polimerizare oferă un al doilea avantaj, lungimea de undă a laserului rămânând constantă la o gamă mare de temperaturi. O mare parte din studiile efectuate pâna acum s-au axat pe laserii cu cristal lichid cu acordare de lungime de undă, folosind o varietate de stimuli externi. Stimulii externi care au fost folositi pentru acordarea pe lungime de undă includ temperatura, lumina ultravioletă, acțiunea mecanică, câmpul electric.

### Aplicații ale laserilor cu cristale lichide.

Laserii cu cristale lichide pot oferi elementele necesare pentru a produce un afișaj cu o arie largă de proiecție, fără filtre de culori sau polarizori, de o performanță care o poate depăși pe cea a proiectoarelor cu lampă folosite în prezent. Capacitatea acestor laseri de a fi acordabili ca un singur substrat flexibil, deschide de asemenea posibilitatea identificării 'prietenilor' sau a 'dușmanilor', atunci când se emite un puls de laser cu linie îngustă, sub acțiunea excitației optice, datorită gamei extinse de lungimi de undă care se pot realiza la o singură mostră. Asemenea laseri se pot folosi în spectroscopie, în stabilirea unor diagnostice medicale și în tratamentele dermatografice. Laserii în infraroșu sunt valoroși în ceea ce privește tratamentele non-invazive, cum ar fi indepărtarea optică a cheagurilor de sânge. Laserii cu cristale lichide sunt avantajoși în acest caz deoarece sunt compacți, simplu de construit și pot emite lungimi de undă multiple când sunt excitați de o singură lungime de undă de excitație.

#### Modulație laser

Ținând seama de modul în care informația continută în semnalul modulator este transpusă pe purtătoarea optică, continuu sau in impulsuri, direct sau codificat, fiecare tehnica de modulatie este încadrată în una din categoriile: modulație analogică, digitală sau în impulsuri.

# A. Tipuri de modulație analogică

1. Modulația de amplitudine (MA):

$$E_{M}(t) = \frac{E_{0}}{2} [1 + U_{M}(t)] \cos(\omega_{0}t - \varphi_{0})$$
  
2. Modulația de frecvență (MF):

$$E_{M}(t) = E_{0} \cos \left[ \omega_{0} t + \frac{\omega \Delta}{\Omega_{m}} \sin \Omega_{m} t \right]$$

 $\Delta \omega$ -derivata maximă de frecventă

3. Modulația de fază (MP):

$$E_{M}(t) = E_{0} \cos[\omega_{0}t + \varphi_{K} \cos\Omega_{m}t]$$

 $\pmb{\varphi}_k$  - constantă de fază

4. Modulația de intensitate (MI):

$$I_{M}(t) = \frac{E_{0}}{2} [1 + U_{M}(t)] \cos^{2} \omega_{0} t$$

5. Modulația de polarizare liniară (MPL):

$$E_{xM} = E_0 \cos[k_{PL}U_M](t) \cos \omega_0 t$$
$$E_{yM} = E_0 \sin[k_{PL}U_M](t) \cos \omega_0 t$$

 $k_{PL}$  - o constantă a sistemului de modulare

 $E_{xM}$ ,  $E_{yM}$  - componentele undei modulate după X si Y

6. Modulația de polarizare circulară (MPC):

$$I_{M}^{+} = \frac{E_{0}^{2}}{2} [1 + U_{M}(t)] \cos^{2} \omega_{0} t$$
$$I_{M}^{-} = \frac{E_{0}^{2}}{2} [1 - U_{M}(t)] \cos^{2} \omega_{0} t$$

 $I_M^+, I_M^-$  - intensitățile modulate ale undelor polarizate circular dreapta, respectiv stanga.

### B. Tipuri de modulație în impulsuri

1. Modulația de amplitudine a impulsurilor (MAI):

$$E_{M}(t) = \frac{E_{0}}{2} \left[ 1 + U_{M}(t_{n}) \right] \cos \omega_{0} t$$

pentru  $t_n \leq t \leq t_n + \tau$ , unde  $\tau$  - durata impulsului

2. Modulația de frecvență a impulsurilor (MFI):

$$E_{M}(t) = E_{0} \cos \left[ \omega_{0} t + \Delta \omega \int U_{M}(t_{n}) dt \right]$$

pentru  $t_n \leq t \leq t_n + \tau$ 

3. Modulația de intensitate a impulsurilor (MII):

$$I_{M}(t) = \frac{E_{0}}{2} [1 + U_{M}(t_{n})] \cos^{2} \omega_{0} t$$

pentru  $t_n \leq t \leq t_n + \tau$ 

4. Modulația de durată a impulsurilor (MDI):

 $E_{M}(t) = E_{0} \cos \omega_{o} t$ 

pentru  $t_n \le t \le t_n + t_i$ 

$$t_i = \frac{t_e}{2} \left( 1 + U_M(t_n) \right)$$

 $t_e$  - perioada de eşantionare

5. Modulația de poziție (localizare) a impulsurilor (MLI):

$$E_M(t) = E_0 \cos \omega_o t$$

pentru  $t_n + \tau_p \le t \le t_n + \tau_p + \tau$ 

$$\tau_p = \frac{t_e}{2} \left( 1 + U_M(t_n) \right)$$

 $t_e$  - perioada de eşantionare

6. Modulația ratei impulsurilor (MRI) :

Purtătoarea se emite sub formă de impulsuri, cu o densitate în timp proporțională cu semnalul modulator

# C. Tipuri de modulație digitală

1. Modulația digitală de amplitudine (MDA):

 $E_M(t) = E_0 \cos \omega_o t$ , pentru bitul "1"

 $E_M(t) = 0$ , pentru bitul "0"

au - durata impulsului

2. Modulația digitală de frecvență (MFD):

$$E_M(t) = E_0 \cos \omega_o t$$
, pentru bitul "1"

$$E_{M}(t) = E_{0} \cos(\omega_{o} + \Delta \omega)t$$
, pentru bitul "0"

$$|t| \leq \frac{\tau}{2}$$

**3.** Modulația digitală de faza (MPD):

 $E_{M}(t) = E_{0} \cos \omega_{o} t$ , pentru bitul "1"

 $E_M(t) = E_0 \cos(\omega_o t + \tau)$ , pentru bitul "0"

$$|t| \leq \frac{\tau}{2}$$

4. Modulația digitală de polarizare liniară (MPLD):

$$\begin{split} E_{XM}(t) &= \frac{E_0}{\sqrt{2}} \cos \omega_o t \ , \left| t \right| \leq \frac{\tau}{2} \\ E_{y_M}(t) &= \frac{E_0}{\sqrt{2}} \cos(\omega_o t + \varphi_m) \ , \left| t \right| \leq \frac{\tau}{2} \operatorname{cu} \ \varphi_m = 0 \ , \text{ pentru bitul "1"} \ \varphi_m = \pi \ , \text{ pentru bitul "0"} \\ & \mathbf{5. Modulația digitală de polarizare circulară (MPCD):} \\ E_{XM}(t) &= \frac{E_0}{\sqrt{2}} \cos \left( \omega_o t - \frac{\pi}{4} + \varphi_m \right) , \end{split}$$

$$E_{XM}(t) = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \cos\left(\omega_o t - \frac{\pi}{4} - \varphi_m\right) \operatorname{cu} \varphi_m = +\frac{\pi}{4} \text{, pentru bitul "1"} \varphi_m = -\frac{\pi}{4} \text{, pentru bitul "0"}$$

# iv) Breviar de tehnici optice

### A. Absorbția luminii

**Definiție**: transferul energiei electromagnetice către substanța (un foton absorbit cedează energia sa unui electron) – permite determinarea structurii energetice a probei (materialului).

Mãsurarea absorbției se face prin mãsurarea intensității luminii transmise prin probă, ca și a intensității luminii incidente, în funcție de lungimea de undă / energia fotonului (spectroscopie de absorbție). Intensitatea I a luminii transmisă printr-un strat de material de grosime x este legată de intensitatea incidentă I<sub>0</sub> prin legea Beer-Lambert

$$I = I_0 e^{-\alpha x}$$

unde  $\alpha$  este coeficientul de absorbție, iar raportul I/I<sub>0</sub> este factorul de absorbție.

Cantitativ, numarul dN al fotonilor absorbiți între pozițiile x și x + dx (pe grosimea dx din probã) este proporționala cu:

- numărul fotonilor ajunși la poziția x (N);

- numărul particulelor absorbante din unitatea de volum (n): electroni (în cazul solidului masiv și a nanostructurilor), atomi/molecule în structuri moleculare;

- grosimea dx

 $\Rightarrow$  factorul de proporționalitate = secțiunea eficace de absorbție

 $dN = -\sigma Nndx$ ,

unde  $n\sigma = \alpha$ .

Prin integrare se obține:

$$N = N_0 e^{-n\sigma x} = N_0 e^{-\alpha x}$$



Fig.38. Secțiunile eficace de absorbție ale elementelor în funcție de energia fotonilor incidenți, în barn/atom (1  $barn = 10^{-24} cm^2$ )

#### Tipuri de absorbție:

- Absorbție bandã-bandã: tipicã materialelor masive, nanofirelor (1D), straturilor cu grosime nanometricã (2D) și doturilor cu diametre mai mari decât 30 – 40 nm (pânã la 100 nm).

- Absorbție pe nivele: tipică nanostructurilor (sisteme 1D si 2D pe direcția de confinare și 0D cu diametre sub 20 - 30 nm), atomilor și moleculelor – se va trata după confinare.

#### - Absorbția bandã-bandã

Gap direct: minimul BC și maximul BV - la același vector de undã k.

Coeficientul de absorbție este  $\alpha(\omega) \approx A^* \sqrt{\hbar \omega - E_g}$ , unde  $E_g$  este lârgimea benzii interzise (gapul),

iar  $A^*$  este o constanta de material.

Gap indirect: minimul BC și maximul BV - la vectori de undã diferiți.

Coeficientul de absorbție este:

$$\alpha(\omega) \propto \left[\hbar\omega - \left(E_g + E_f\right)\right]^2 \left[1 - \exp\left(-\frac{E_f}{kT}\right)\right]^{-1} + \left[\hbar\omega - \left(E_g - E_f\right)\right]^2 \left[1 - \exp\left(\frac{E_f}{kT}\right)\right]^{-1}$$

unde  $E_g$  este lărgimea benzii interzise (gapul), iar  $E_f$  este energia fononului (cuanta de undă elastică, descriind agitația termică a atomilor în solid) care asistă absorbția (asigurând conservarea vectorului de undă). Primul termen corespunde emisiei unui fonon, iar al doilea absorbției unui fonon.



### B. Emisia luminii

Emisia luminii poate apare doar dacã substanța primește energie:

- radiația termică – transformă energia termică (primită) în energie electromagnetică;

- fotoluminiscența – transformă energia electromagnetică absorbită în energie electromagnetică emisă (cu aceeași lungime de undă sau nu).

### Fotoluminiscența

Permite obținerea de informații despre nanostructuri (de ex. Puncte cuantice)

Prima etapã:

- obținerea spectrului de excitație;

A doua etapã :

- obținerea spectrului de fotoluminiscențã

- La materiale masive, eficiența fotoemisiei crește cu creșterea energiei fotonilor de excitație.

- La nanomateriale, eficiența fotoemisiei scade cu creșterea energiei fotonilor de excitație.



Fig.41 Spectrele punctelor cuantice de CdSe (5.6 nm diametru): (a) spectru de excitație (linie plinã) și de fotoluminiscentă excitată la 2.655 eV (467 nm) (linie punctatã); (b) spectru de fotoluminiscență.

## C. Dependența spectralã a indicelui de refracție

Indicele de refracție (n = c/v) se determină la lumina transmisă (materiale transparente) sau reflectată (materiale opace), folosind relațiile Fresnel, respectiv prin măsurarea schimbării stării de polarizare a luminii (elipsometrie). În cazul elipsometriei se determină indicele de refracție complex, respectiv

permitivitatea complexã  $\tilde{\varepsilon} \equiv \varepsilon' - i\varepsilon'' = \varepsilon - i\sigma/\omega = \varepsilon_0 \tilde{n}^2$ , unde  $\sigma$  este conductivitatea, iar  $\tilde{n} = n - i\kappa$ ,

unde n este indicele de refracție real și  $\kappa$  coeficientul de extincție.





Fig.42. Curbele de dispersie  $n = n(\lambda)$  pentru diferite sticle.

Fig.43 Reflectanța spectrală pentru aluminiu, argint și aur, la incidenta normală

### D.Rezoluția

Douã surse punctiforme necoerente se consideră "rezolvate", într-un sistem fără aberații, dacă distanța dintre ele îndeplinește criteriul lui Rayleigh:

$$\delta \ge 1.22 \frac{\lambda d_i}{l} = \delta_{\min}$$

unde *l* este diametrul pupilei de ieșire. Acest criteriu este folosit în special în aplicațiile din astronomie. Pentru două surse identice, aflate la distanța  $\delta_{min}$ , distribuția intensității luminoase este reprezentată în figura 1.6:



Fig.44 Distribuția intensității

Secțiunea transversală prin distribuția de intensitate la x=o (imagine) ne dã:

$$I(y) = |2 * \frac{J_1[\pi(y-0.61)]}{\pi(y-0.61)} + e^{i\phi} * 2 * \frac{J_1[\pi(y-0.61)]}{\pi(y-0.61)}|^2$$

unde  $\phi$  este faza relativã între cele douã surse punctiforme.În figura ... sunt reprezentate trei cazuri distincte:  $\phi=0$  –surse în fazã,  $\phi=90^{\circ}$ -surse în cuadraturã și  $\phi=180^{\circ}$ -surse în opoziție de fazã.Când sursele sunt în cuadraturã obținem rezultatul anterior,adicã distribuția de intensitate luminoasã imagine coincide cu cea din caz necoerent.Dacã sursele sunt în fazã,nu mai existã minim central și,deci,nu exista rezoluție.În acest caz,din punctul de vedere al rezoluției ,este "mai bunã" varianta necoerentã.În sfârșit,când sursele oscileazã în opoziție de fazã,minimul central este nul și rezoluția este "mai bunã" în cazul coerent.Se desprinde concluzia cã "nici de data aceasta,nu se poate afirma cã o anumitã iluminare ar fi preferabilã alteia pentru a îmbunãtăți rezoluția a douã puncte.



Fig.45. Intensitatea imaginii a douã surse punctiforme,(mutual coerente),separate prin "distanța<br/>Rayleigh",pentru diferite valori ale fazelor relative φLa o iluminare necoerentã,trecerea de la o zonã la cealaltã se face monoton,numai<br/>crescãtor.Observãm,de asemenea,ca poziția aparentã a muchiei<br/>separatoare,adica poziția la care rãspunsul de intensitate este egal cu<br/>jumãtate din excitație,este diferitã în cele douã cazuri("eroarea" apare în<br/>cazul iluminãrii coerente).Mai menționãm și așa numitul efect speckle(în<br/>englezã,speckle=pistrui,granulație),care apare numai atunci când obiectulOste iluminat coerent.



Fig.46: Rãspunsul teoretic,în intensitate (unități relative),al unui sistem-coerent, respectiv coerent-la un semnal obiect de tip "step".

Dacă un obiect difuzant este iluminat cu un fascicul laser(coerent),imaginea sa observată în fasciculul difuzat,pare a fi granulată,adică acoperită cu un sistem foarte fin de puncte.Explicația este aceea că centrii difuzanți ai obiectului formează pe retină pete de difracție specifice, prin interferența cărora apare aspectul granular denumit speckle.Fenomenul poate fi pus în evidență și prin fotografiere în lumină coerentă.Fotografia realizată în lumină necoerentă pare a fi "mai bună" decât cea realizată în lumină coerentă.Dar această nu este nici ea generală. Efectul speckle este deranjant pe imaginea coerentă numai atunci cand structura rugozității a obiectului este apropiată de limita de rezoluție a sistemului(ochiul observatorului, aparatul fotografic etc.).

La microscoape, diafragma de deschidere este caracterizată prin apertura numerică: *NA=nsin*  $\sigma$ , care, pentru mediul obiect aer (n fiind indicele de refracție) este totdeauna subunitară. Este importantă datorită faptului că influențează rezoluția instrumentului și cantitatea de lumină captată de obiectiv. De regulă, obiectivele cu focală scurtă asigură aperturi numerice mari, dar câmpuri obiect mici și iluminări relativ reduse.Conform teoriei lui Abbe a limitei de difracție, dezvoltate în 1873, capacitatea de observare a unei componente optice este limitată din cauza difracției. Rezoluția minimă *d* pentru componente optice exprimata de regulă:  $d=0.61 \lambda/NA$  Aici,  $\lambda$  este lungimea de undă; NA este apertura numerică pentru componente optice (de obicei 1.3-1.4 pentru obiectivele moderne. Astfel, limita rezoluția este de obicei în jurul  $\lambda/2$  pentru microscopia optica convențională. Rezoluția se poate determina prin calcul, pe baza opticii Fourier, care definește o serie de parametri, printre care cel mai important este funcția optică de transfer de modulație (MTF).



Fig.47 Principiul calculului MFT pentru mãsurarea rezoluției

Nici un sistem optic nu este capabil de a transfera integral contrastul obiectului, chiar dacă din punct de vedere geometric este ideal (lipsit de aberații geometrice și cromatice). Se manifestă întotdeauna efectele difracției, determinate de deschiderea finită a aperturilor. Difracția se manifestă pe muchiile diafragmelor și monturilor lentilelor și are influență semnificativă asupra caracteristicilor punctului imagine. Acesta este, de fapt o pată de difracție, cu dimensiuni finite și o distribuție energetică neuniformă.

Figura de difracție este o imagine a unui punct, conține o pată luminoasă centrală numită cercul Airy, înconjurat de inele concentrice alternante întunecate și luminoase.



#### Fig.48 Cercul Airy

Rezoluția este una dintre principalele caracteristici ale microscoapelor, având în vedere că are o legătură directă cu grosismentul și apertura numerică. Teoretic, conform principiului lui Rayleigh, două puncte pot fi distinse separat, dacă centrul cercului Airy al primului punct se suprapune peste primul minim al petei de difracție al celui de-al doilea punct. Geometric, acest principiu impune distanța minimă între centrele petelor de difracție ale punctelor la valoarea d de mai sus.

Pentru o apertură numerică maximă în aer egală cu unitatea și o valoare a lungimii de undă la mijlocul spectrului vizibil  $\lambda$ =550 nm rezultă o valoare minimă de 300 nm. În practică, cea mai înaltă rezoluție obținută prin microscopie optică se află în jurul valorii de 200 nm, cu lumină albastră, de lungime de undă mică. Figura 49 ilustrează dependența rezoluției de apertură și principiul lui Rayleigh. Ilustrațiile din figura 1.11 (a), (b) și (c) prezintă pata de difracție imagine a punctului, în reprezentare plană, respectiv distribuția energetică în această pată, în reprezentare 3D, pentru trei aperturi numerice, scăzătoare de la (a) spre (c). Se observă faptul că mărimea discului Airy și intensitatea luminoasă a petei sunt direct proporționale cu apertura. Imaginea (d) din figura ilustrează definiția limitei de rezoluție conform principiului lui Rayleigh. Cele două puncte ale căror cercuri Airy sunt tangente pot fi percepute ca separate. Ultima imagine (e), caracterizează imaginea a două puncte care nu mai pot fi rezolvate, întrucât cercurile lor Airy se suprapun parțial.



Fig. 49 Dependența mărimii și intensitătii luminoase în pata de difracție imagine a punctului (a - c) și ilustratrea principiului Rayleigh (d - e)

# E. Tehnici folosite în vederea caracterizării cristalelor lichide

# 1. Determinarea domeniului de existență al mezofazei și caracterizarea tipului de mezofază

# 1.1 Studiul microstructurii în lumină polarizată

Folosind o masă termostatată și un microscop polarizant, intervalul de temperatură în care este prezentă mezofaza sau chiar tipurile de mezofază pot fi determinate satisfăcător. Este bine cunoscut faptul că LC --cristalele lichide formează texturi specifice, care pot fi ușor identificate.

Probele se prepară prin tehnici specifice, sub formă de sisteme libere (free-standing), celule sandwish, sau membrane simple (Langmuir- Blodget).

Cristalele lichide nematice prezintă fie textura cu fire, fie textura marmorată, când straturile sunt subțiri și suporturile neprelucrate. Dacă suporturile au fost tratate în mod convenabil astfel încât moleculele să fie aliniate cu axa optică perpendiculară pe suport, cristalul nematic fiind optic uniax, nu prezintă birefringență.

Cristalele lichide colesterice pot avea textură planară, homeotropă sau textura conic-focală. Nuclearea mezofazei din faza izotropă este evidențiată uneori prin formarea unei texturi cu cruci de Malta caracteristice cristalelor optic uniaxe.

Cristalele lichide smectice pot fi uniaxe, biaxe sau izotrope. Conform analizei foarte detaliate prezentată de Sackmann și Demus:

- Smecticele A pot prezenta texturi conic focale sau texturi tip "evantai", care pot deveni pseudoizotrope când se deplasează lamela de sticlă care acoperă stratul;

- Smecticele B au texturi mozaic, texturi cu fire sau pseudoizotrope; Smecticele C au texturi conic focale sau în "evantai" rupte . În literatura de specialitate se foloseste

termenul de "broken focal-conic texture" sau striate, texturi cu fire sau bastonașe etc.



a)

b)

Fig.50. a)Diferite sisteme mezomorfe. b)Celula sandwish artizanală, cu plăci transparente conductoare de SnO<sub>2</sub> și contacte pentru aplicarea de câmp electric

# 1.2 Înregistrarea intensității luminii depolarizate (tehnica DLI)

Intensitatea luminii transmise de un cristal lichid plasat între polaroizi încrucișați depinde de birefringența cristalului, grosimea stratului și orientarea axei optice în raport cu direcția de polarizare a radiației incidente. În condițiile în care au loc tranziții de fază (solid – lichid izotrop, solid - mezofază), tranziții între diferitele tipuri de mezofaze sau variații de orientare ale axei optice, intensitatea lumini depolarizate variază semnificativ, fapt care permite determinarea temperaturilor caracteristice corespunzătoare acestor procese.

Prezentăm pentru exemplificare unele rezultate. Din diagrama DLI - Prescurtarea "DLI" provine de la "depolarized light intensity technique"- pentru clorura de colesteril rezultă: a) caracterul monotrop al substanței (tranziția solid-lichid izotrop la 370 K), b) nuclearea mezofazei colesterice la 370 K, care se menține până șa 330 K când apare o textură sferulitică (conic focală) corespunzătoare unei mezofaze

smectice, urmată apoi de apariția fazei solide la 320 K. În fig 2 este prezentată o tranziție de fază colesteric-nematic observată în mixtura crotonat de colesteril-clorură de colesteril (75 : 25 % procente în greutate) în diverse câmpuri electrice. Mezofaza nematică apare din textura homeotropă.

### 1.3 Difracția razelor X

Studiile de difracție ale razelor X pe cristale lichide pot da indicații asupra ordinii locale, adică cu privire la un parametru de ordine care este specific și lichidelor izotrope. Se pot obține astfel valorile medii ale distanțelor interatomice sau intermoleculare, sau funcții de distribuție care să indice probabilitatea de a găsi doi atomi sau două molecule la o distanță dată.

Inelele de difracție corespunzătoare diferitelor împrăștieri intermoleculare permit univoc caracterizarea mezofazelor. De exemplu, la smecticul B se determină structura periodică tipică împachetării hexagonal compacte a axelor lungi ale moleculelor perpendiculare pe plan. La smecticul C monociclic se determină unghiul de înclinare în planul smectic al moleculelor etc.

### 2. Studiul împrăștierii radiației monocromatice

Împrăștierea radiației monocromatice pe dispozitive cu cristale lichide poate da indicații asupra corelațiilor dintre orientările moleculare sau agregatele moleculare proprii diferitelor tipuri de mezofaze și implicit să stabilească intervalul de temperatură în care este prezentă această stare. Se pot determina: razele sferuliților, gradul de deformare, variația razei cu temperatura etc. Teoria fenomenelor de împrăștiere a fost elaborată de Stein și alții și aplicată pentru prima dată la polimeri; ulterior ea a fost extinsă și la cristale lichide. Considerând elementele de împrăștiere ed forma unei bare (baghetă), deoarece CL au moleculele de această formă, sub acțiunea luminii are loc deplasarea electronilor în mediu, inducând momente de dipol paralele sau perpendiculare pe axa barei. Polarizabilitățile corespunzătoare sunt  $\alpha_{//}$  and  $\alpha_{\perp}$  respectiv. Intensitățile radiației împrăștiate sunt  $H_{V_v}$  and  $I_{V_v}$ :

$$H_{V_{V}} = AV_{0} \left(\frac{3}{U^{3}}\right)^{2} \left[ (\alpha_{//} - \alpha_{\perp})(2\sin U - U\cos U - \sin U) + (\alpha_{//} - \alpha_{\perp})(\sin U - \alpha_{\perp})(2\sin U - U\cos U - \sin U) + (\alpha_{//} - \alpha_{\perp})(\cos^{2}\frac{\theta}{2}\cos^{2}\mu \cdot (4\sin U - U\cos U - 3\sin U)) \right]^{2}$$
(1)  

$$I_{V_{V}} = AV_{0} \left(\frac{3}{U^{3}}\right)^{2} \left[ (\alpha_{//} - \alpha_{\perp})\cos^{2}\frac{\theta}{2}\sin\mu\cos\mu \cdot (4\sin U - U\cos U - 3\sin U) \right]^{2}$$
(2)

 $V_0$  volum, A constant,  $\mu$  unghi azimutal și deci

$$Si = \int_0^U \frac{\sin x}{x} dx \tag{3}$$

unde U este factor de formă definit prin:

$$U = \frac{4\pi L}{\lambda} \sin \frac{\theta}{2}$$
 (4)

L fiind lungimea barei (axa moleculară lungă în CL).

Intensitatea împrăștiată depinde de unghiul azimuthal și de anizotropia barei  $(\alpha_{\prime\prime} - \alpha_{\perp})$  respectiv.

Pentru  $\mu$  constant, intensitatea înregistrează un maxim dacă  $\theta_{max}$ :

$$\frac{4\pi L}{\lambda}\sin\frac{\theta_{\text{max}}}{2} = 4,1 \qquad \mu = 45^{\circ}$$
(5).

La modificarea poziției elementelor de împrăștiere, figura se modifică, prelungindu-se în direcția unghiului făcut de axa optică fată de axa moleculară L. Dacă axa optică e perpendicular pe L, figura arată ca un cerc. Dacă aranjamentul molecular este aleatoriu, atunci figura de împrăștiere se întunecă și devine neclară. Lumina provenită de la un laser cu He-Ne ( $\lambda = 6328\Lambda$ ) cu ferestre la unghiul

Brewster, care pe dispozitivul de termostatare conținând celula cu cristal lichid și este împrăștiată. Radiația trece apoi printr-un analizor și este observată pe un ecran sau eventual fotografiată pe un plan-film.

Studiile de împrăștiere pot fi făcute și prin înregistrarea intensităților radiațiilor împrăștiate la diferite unghiuri. În acest scop, în locul ecranului a fost plasat un sistem cu fotodiode sau fotorezistențe, capabile de a detecta semnalul împrăștiat în centrul sau în diferite poziții corespunzătoare unor unghiuri radiale sau azimutale mai semnificative.

$$I = KL^{2} \int_{0}^{2\pi} (\vec{MO})^{2} N(\beta) \{ \frac{\sin[g\cos(\beta-\mu)]}{g\cos(\beta-\mu)} \}^{2} d\beta$$

Intensitatea împraștiată se poate scrie

*M* este momentul dipolar indus, *O* versorul luminii împrăștiate transmisă de analizor, *K* - o constantă, *L*-lungimea parcursă, *N*-numărul total al probelor,  $\beta$ - unghiul dintre direcția de polarizare și axa probei

 $\begin{aligned} (\vec{M}\vec{O})_{I_{\perp}} &= E\cos\rho_1 \Big[\delta\cos^2\beta + \alpha_2\Big] \\ g &= (L/\lambda)\sin\theta, \\ \theta &- \text{ unghiul de împrăștiere, } \lambda \text{- lungimea de undă...} \end{aligned}$ 

 $(\vec{M}\vec{O})_{I_{\parallel}} = E\cos\rho_2[\delta\sin\beta\cos\beta + \alpha_1]$ 

*E* este amplitudinea radiației împrăștiate,  $\rho_1$  and  $\rho_2$  –fluctuatiile acestei amplitudini.

 $\delta$  - anizotropia,  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$  - polarizabilitățile paralelă și perpendiculară, respectiv.

Mezofaza acidului arahidic este pusă în evidență printr-o diagramă de împrăștiere sub forma unui trifoi în configurație Vv (polarizori paraleli) și una de același tip dar rotită cu 45° în configurație Hv (polarizori perpendiculari)



Fig.51. Stânga-V<sub>v</sub>; dreapta-H<sub>v</sub>

3. Studiul proprietăților optice

Caracteristica principală a cristalelor lichide este birefringența, unele structuri prezentând și putere rotatorie (activitate optica). Studiul cristalelor lichide uniaxe se poate face cu ajutorul microscopului



polarizant, în lumină convergentă; folosind o lamă semiundă se poate determina și semnul birefringenței; această metodă este identică cu cea aplicată în cazul solidelor. La cristale smectice biaxe se pot aplica metode similare.Birefringența se poate determina cu un compensator sau cu refractometrul Abbe, folosind o metodă adecvată de orientare (Fig.52)

Se poate afirma că există o mare diversitate de procedee pentru investigarea proprietăților optice, de aceea ne vom restrânge la unul singur: *trasarea diagramelor polare*.

Sursa de lumină fiind laserul, se determină intensitatea luminoasă înregistrată de powermetrul optic Pw pentru diferite poziții ale analizorului (variații din  $5^{\circ}$  în  $5^{\circ}$  de exemplu).



Fig.53 Configurația experimentală

Prin rotirea polarizorului cu un unghi  $\beta$  se poate modifica *I* optică incidentă. Pentru fiecare *I*:

$$I = I_p \cos^2 \beta \,. \tag{3}$$



Fig.54. a), b) Deformarea atomilor sub actiunea luminii polarizate. Fig.55.Diagrama polară

Puterea rotatorie se determină din unghiul format de dreapta corespunzătoare maximului diagramei cu axa corespunzatoare orientării paralele a polarizorilor. Polarizorul P rămâne fix. În figură, curba (a) arată un caracter dextrogir, iar curba (b) –levogir.Se obține astfel diagrama polară, de unde se pot trage mai multe concluzii.Puterea rotatorie se determină din unghiul format de poziția corespunzătoare maximului diagramei cu axa ce corespunde orientării paralele a celor doi polarizori.

Prin varierea temperaturii în intervalul de mezomorfism se poate trasa dependența unghiului de rotație optică de temperatură.
Prin rotirea polarizorului se modifică cu intensitatea *I* incidentă. Aceasta intensitate se determină cu ajutorul relației între puterile optice:

$$P_{\rm in} = P_{\rm laser} \cdot \cos^2 \beta \tag{5}$$

pentru fiecare unghi de rotație a polarizorului P față de poziția de minimă putere emergentă.

Se trasează dependența puterii rotatorii optice  $\varphi$  de puterea laser incidentă  $P_{in}$ .

$$\varphi = \varphi(P_{\rm in}). \tag{6}$$

**Tehnica microscopiei optice** aplicată mezofazelor colesterice orientate homeotrop permite determinarea pasului helicei colesterice care la rândul său poate fi dedus și din experiențe de difracție ale radiației monocromatice, emise de un laser He-Ne sau din puterea rotatorie a stratului de cristal lichid. Se obțin astfel informațiile necesară cu privire la modificarea pasului helicei colesterice cu temperatura, care se manifestă prin modificarea culorii stratului subțire cu temperatura sau cu câmpul. Aceasta este o proprietate esențială când se are în vedere utilizarea cristalului pentru a trasa harta termică a unei regiuni investigate, care poate fi extrem de diversificată: circuit imprimat, televizor, elemente de construcție, suprafața unui țesut etc. O aplicație interesantă o constituie realizarea unor filtre de culoare comandate electric.

Studiul anizotropiei proprietăților electrice oferă cea mai bună clasificare a substanțelor în vederea posibilităților de aplicare în optoelectronică.

Colestericele cu  $\mathcal{E}_a > 0$  prezintă transformarea de fază colesteric-hematic și pot fi folosite ca valve de lumină cu efect de câmp, orientarea moleculelor fiind un efect pur dielectric.

Colestericele cu  $\mathcal{E}_a < 0$  și  $\sigma_a > 0$  prezintă fenomene de memorie de asemenea importante pentru alte

tipuri de dispozitive; efecte de memorie pot prezenta și colestericele cu  $\mathcal{E}_a > 0$ , particularitățile acestor efecte fiind cunoscute. Cristalele lichide smectice au de asemenea proprietăți de memorie, care pot fi mai marcante (de durată mai mare) decât ale altor colesterice; o posibilitate de identificare a acesotor proprietăți o constituie trasarea caracteristicilor I=I(U). Acestea pot fi folosite ca valve de lumină, prin aplicarea unor procedee experimentale diferite. Câteva dintre posibilitățile de aplicare ale unor mixturi de esteri de colesteril cu mezofaze smectice au fost discutate. Studiul variației cu temperatura a constantei dielectrice poate pune în evidență caracteristici electrice deosebite, cum ar fi, de exemplu, caracterul piro sau feroelectric pe care-l prezintă unele smectic chirale. Studiile în această direcție sunt de durată recentă și pot avea perspective interesante.

# I.Optica neliniara

#### 1.Indicele de refractie neliniar

Informația esențială asupra proprităților optice macroscopice este conținută în indicele de refracție *n* al mediului străbătut de lumină. De obicei acesta are o singură valoare, legată de temperatura mediului și de lungimea de undă a radiației electromagnetice, întrucât nu este o mărime constantă, ci depinde de densitatea mediului și de frecvența luminii.

În cazurile în care absorbția în mediul este apreciabilă, indicele de refracție trebuie exprimat ca un număr complex. În mediile birefringente, n depinde de direcțiile de propagare și de polarizarea undei.

Există modificări ale acestei mărimi și la aplicarea câmpurilor electrice și magnetice și a tensiunilor mecanice.

De asemenea, n depinde ușor și de intensitatea luminii.

Așadar, expresia sa exactă este în general complicată. De regulă se reprezintă sub forma unei serii de puteri, în anumite cazuri unul dintre termenii fiind mai important, legat de aranjamente experimentale speciale, care să evidențieze un anumit efect.

Procesele alese pot fi tratate ca mici perturbații care nu afectează drastic propagarea fasciculului prin mediu. Așa numitele medii "pasive" nu impun frecvențele lor caracteristice asupra luminii.

În acest caz, dependența de intensitate a indicelui de refracție poate fi descrisă prin dezvoltarea în serie de puteri a susceptibilității electrice funcție de intensitatea câmpului electric. Procesul generării de armonici este cel mai simplu exemplu de efect al propagării luminii printr-un astfel de mediu, numit "optic neliniar", conform ecuației:

$$\nabla \times \left( \nabla \times \overline{E} \right) + \mu_o \varepsilon_o \ddot{\overline{E}} + \mu_o \ddot{\overline{P}} = 0 \tag{1.1}$$

unde  $\overline{P} = \varepsilon_o \chi \overline{E}$  + mici termeni neliniari reprezintă polarizația mediului.

Soluția acestei ecuații combină fizic propagarea în vid cu împrăștierea coerentă a undelor radiate de sursele distribuite de polarizare din mediu. Rezultatul este o undă similară cu cea inițială, având viteza de fază alterată.

Partea liniară a polarizației rămâne în membrul stâng, iar cea neliniară în membrul drept, fiind privită ca noi termeni de surse distribuite, contribuind la apariția unor unde adiționale care se compun peste cele date de soluția liniară. Fiecare dintre noile componente se propagă cu o viteză de fază în general neegală cu aceea a undelor fundamentale, viteze date de teoria dispersiei.

În această situație mediul are un răspuns coerent, dar pasiv, frecvențele care apar la ieșirea din el nefiind caracteristice mediului.

În anumite condiții, legate de respectarea strictă a coerenței, mediul optic acționează ca amplificator, ușurând schimbul de energie între fasciculele de lumină prin emisie stimulată.

Fenomenele optice neliniare, în care mediul nu mai are rol pasiv, ci își pune propriile frecvențe caracteristice implică un răspuns coerent la perturbația electromagnetică, iar structura internă a sistemelor electronice se modifică periodic prin vibrații interne. Ele prezintă câmpul electromagnetic o susceptivitate periodic variabilă, ceea ce modulează lumina, deci au loc ciocniri inelastice ale fotonilor cu moleculele sau cu agregate de molecule.

Clasificând procesele neliniare în procese cu interacții inelastice și respectiv, elastice cu mediul, în prma categorie intră:

- efectele stimulate Raman, Brillouin, Rayleigh sau împrăștierea cu polaroni (polaritoni), absorbția și emisia multifotonică, străpungerea dielectricilor (transfer net de energie între unde și sistemul material). Acestea corespund mediilor neliniare active.

În a doua categorie:

- generarea de armonice optice, mixaj de frecvențe, efecte de autoacțiune (autofocalizare, autodefocalizare, autocaptare, automodulare a fazei). Energia se schimbă între diferite unde optice, dar nu este primită din partea mediului, care are doar rol pasiv.

## 2. Efecte optice neliniare obținute cu ajutorul laserului

Procesele optice specifice pot fi asociate cu componentele individuale ale susceptibilităților liniare și neliniare, legate la rândul lor de indicele de refracție prin relația:

$$k_{j}^{2} = \frac{\omega_{j}^{2}}{c^{2}} \left( 1 + 4\pi \chi_{j}^{(1)} \right) = \frac{\omega_{j}^{2}}{c^{2}} n_{j}^{2}$$

Astfel, ținând seama de dezvoltarea polarității în termenii distribuților de sarcină din mediu.

$$P(r,z,t) = P(r,z,t) + \nabla 2(r,z,t) + \nabla : \nabla O + \dots$$

$$(2.1)$$

Întrucât  $\lambda_{\text{laser}}$  (de ex.  $0.5 \cdot 10^{-4} cm$ ) >> dimensiunile caracteristice ale oscilatorilor atomici ai mediului (tipică de ordinul  $10^{-8} cm$ ) seria converge rapid (în domeniul  $\lambda$  de interes), cu polarizația de dipol dominând răspunsul mediului.

În domeniul optic, efectele datorate susceptibilităților magnetice  $\chi_m$  sunt neglijabile, întrucât  $\mu_r \approx 1$ . Aceste efecte devin importante în domeniul frecvențelor foarte joase în comparație cu cele optice.

În cele mai multe situații câmpul optic este slab în comparație cu cel care leagă electronii în mediu. În acest caz, fiecare termen al relației anterioare se poate dezvolta în serie Fourier după puterile câmpului optic.

Astfel, transformata Fourier a polarizației totale este:

$$P_{T}(r, z, \omega) = \chi^{(1)}(\omega)E_{T}(r, z, \omega) + \left\{\chi^{(2)}E_{T}^{2}(r, z)\right\}_{\omega} + \left\{\chi^{(3)}E_{T}^{3}(r, z)\right\}_{\omega} + \dots + \left\{Q^{(1)}(\omega)\nabla E_{T}(r, z, \omega)\right\}_{\omega} + \left\{Q^{(2)}\nabla E_{T}^{2}(r, z)\right\}_{\omega} + \left\{Q^{(3)}\nabla E_{T}^{3}(r, z)\right\}_{\omega} + \dots$$
(2.2)

 $E_T(\omega)$  reprezintă transformata Fourier a câmpului total optic, iar  $\{....\}_{\omega}$  indică faptul că, se consideră numai componenta Fourier a frecvenței  $\omega$  a cantității dintre paranteze. Coeficienții difieriților termeni din ecuația anterioară sunt cunoscuți ca susceptibilități electrice polare de ordin *n*. Întrucât termenul de dipol este în mod obișnuit mai tare decât ceilalți, coeficientul sau se numește susceptibilitate de ordin *n*.

În general,  $\chi^{(n)}$  depinde de vectorul de undă  $k_i$  al componentelor câmpului, dar în aproximația de dipol electric această dependență se neglijează.

Pentru a prezice efectele neliniare din mediu sau pentru a construi dispozitive optice neliniare, este foarte importantă cunoasterea tensorului  $\chi^{(n)}$ . Acesta, în principiu, se poate întotdeauna obține din măsuratori, dar în unele situații – de exemplu, în cazul unor materiale noi – trebuie "prezis".

S-au folosit în literatură modele simplificatoare sau unele aproximații pentru calculul lui  $\chi^{(n)}$ . Cel mai cunoscut model se bazează pe calculul polarizației induse a unei molecule sau a unui ccristal, prin însumarea vectorială a polarizațiilor induse pe toate legăturile dintre atomi.

$$\chi^{(n)} = \sum_{i} \overline{\beta}_{i}^{(n)}$$

(2.3)

unde  $\overline{\beta}_{i}^{(n)}$  este tensorul de ordinul *n* al polarizabilității legăturii *i*.

Susceptibilitatea liniară are numai o frecvență ca argument și descrie polarizația liniară la frecvența  $\omega$ , care provine din câmpuri de aceeași frecvență.

Susceptibilitatea neliniară leagă polarizațiiile la o frecvență  $\omega$  de un număr de câmpuri ce pot avea alte frecvențe.

Se poate obține o dezvoltare perturbațională pentru polarizația neliniară în domeniul timp, luând transformata inversă a fiecărui termen din ecuația anterioară. Ecuația rezultată implică convoluții de puteri ale câmpurilor optice dependente de timp cu funcții de răspuns ale mediului dependente de *t*. Când timpul de răspuns caracteristic al componentelor polarizației este mult mai rapid decât scara timpului de variație a amplitudinii câmpului, integralele de convoluție pot fi înlocuite cu produse simple. Polarizația de dipol dependentă de timp se poate atunci scrie:

$$P_T(t) = \chi^{(1)} E_T(t) + \chi^{(2)} E_T^2(t) + \chi^{(3)} E_T^3(t) + \dots$$
(2.4)

În ecuația în domeniul frecvență primul termen descrie răspunsul liniar de dipol al mediului și conține numai acele frecvențe ce sunt prezente în radiația incidentă.

Partea sa reală dă indicele de refracție liniar, iar cea imaginară – absorbția liniară (sau câștigul în mediile cu inversie de populație). Împrăștierea elastică liniară (adică fără deplasare a frecvenței) este, de asemenea, descrisă din acest termen.

Diferite forme de împrăștiere liniară inelastică (împrăștiere spontană Raman, Brillouin, împrăștiere Rayleigh) care produc împrăștierea luminii la o lungime de undă deplasată, implică excitarea modurilor interne ale mediului și nu sunt incluse în acest termen.

Termenul al doilea conține frecvențe diferite de cele ale câmpurilor incidente. Dacă lumina incidentă conține  $\omega_m$  și  $\omega_n$ , se pot identifica următoarele amplitudini ale polarizației de ordinul al II-lea folosind notația cu ( - ) pentru ceea ce rezultă după interacție:

$$P_{i}(\omega_{3} = 2\omega_{m}) = \frac{1}{2} \chi_{ijk}^{(2)}(-\omega_{3}, \omega_{m}, \omega_{m}) A_{j}^{\omega_{m}} A_{k}^{\omega_{m}}$$

$$P_{i}(\omega_{3} = \omega_{m} + \omega_{n}) = \chi_{ijk}^{(2)}(-\omega_{3}, \omega_{m}, \omega_{n}) A_{j}^{\omega_{m}} A_{k}^{\omega_{n}}$$

$$P_{i}(\omega_{3} = \omega_{m} - \omega_{n}) = \chi_{ijk}^{(2)}(-\omega_{3}, \omega_{m}, -\omega_{n}) A_{j}^{\omega_{m}} (A_{k}^{\omega_{n}})^{*}$$

$$P_{i}(\omega_{3} = 0) = \chi_{ijk}^{(2)}(0, \omega_{m}, -\omega_{m}) A_{j}^{\omega_{m}} (A_{k}^{\omega_{m}})^{*}$$
(2.5)

Aici  $A_{ijk}^{\omega_m}$  este amplitudinea componentei *j* a câmpului la frecvența  $\omega_m$ , iar  $P_i$  este amplitudinea componentei *i* a polarizației neliniare.

Primul din acești termeni reprezintă **generarea armonicii a II-a**, următorii doi reprezintă **amestecul de ordinul al II-lea de sumă și diferență de frecvențe**, ultimul reprezintă **redresarea optică**.

Pentru aceste procese se poate presupune prezența a numai trei câmpuri cvasimonocromatice:

$$\overline{E} = \overline{E}(\omega_1) + \overline{E}(\omega_2) + \overline{E}(\omega_3)$$

unde

$$\omega_1 = |\omega_2 \pm \omega_3| \tag{2.7}$$

(2.6)

În acest caz, ecuația undelor se descompune în trei seturi de ecuații neliniare cuplate, pentru fiecare  $\overline{E}(\omega_i)$ . Soluțiile lor, cu condițiile la frontieră respective, descriu complet procesele neliniare de ordinul al *II*-lea. Ele au fost obținute pentru unele cazuri concrete, folosind aproximațiile potrivite (generarea sumei și diferenței de frecvențe, amplificarea și oscilațiile parametrice, generarea armonicii a *II*-a cu fascicule focalizate).

Au fost găsite materiale specifice cu  $\chi^{(2)}$  mare: compuși din grupele III – IV (GaAs, InSb, etc.), din grupele II – VI (ZnS, CdSe, etc.), din I – III – IV (AgGaS<sub>2</sub>, CaInS<sub>2</sub>, etc.) și II – IV – V (CdSiAs<sub>2</sub>,ZnGeP<sub>2</sub>, etc.), izomorfi ai lui KDP (KH<sub>2</sub>PO<sub>4</sub>, RbH<sub>2</sub>AsO<sub>4</sub>, etc.), feroelectrici (LiNbO<sub>3</sub>, Ba<sub>2</sub>NaNb<sub>5</sub>O<sub>12</sub>, LiIO<sub>3</sub>, etc.) cristale puternic anizotrope (Se, Te, Hg S, etc.).

Funcție de zona lor de transparență, unele se utilizează în vizibil, altele în infraroșu.

În cele mai importante aplicații ale efectelor de ordinul al II–lea este important să se realizeze adaptarea fazelor:

$$\Delta \bar{k} = \bar{k}_1 - \bar{k}_2 - \bar{k}_3 = 0 \tag{2.8}$$

unde  $\overline{k}_i$  este vectorul de undă al lui  $\overline{E}(\omega_i)$ .

Condiția de adaptare a indicilor este o consecință a legilor de conservare a energiei si impulsului.

În acest caz, conversia de energie dintre câmpurile de pompaj și cele obținute va fi eficientă. Pentru o lungime de interacție mare, trebuie să se folosească adaptarea coliniară a fazelor. Pentru cristalele izotrope este imposibilă adaptarea indicilor pentru generarea armonicii a II-a, deoarece există întotdeauna dispersie. Dar există cristale anizotrope pentru care, pe o anumită direcție,  $n_o$  pentru fundamentală este egal cu  $n_e$  pentru armonica a II-a  $(2\omega)$ .

Se poate modifica temperatura cristalului pentru a schimba  $k_i$  suficient de mult. Se vede că în acest caz  $\Delta k = 0$  este aproximativ satisfăcută pentru fascicule ce se propagă în interiorul unui ghid destul de mare în jurul direcției de adaptare a fazelor.

În sistemele materiale, care posedă simetrie de inversie,  $\overline{\chi}^{(2)}$  se anulează în aproximația de dipol electric.

$$P_T^{(2)} = \bar{\chi}^{(2)} E_T^2$$
(2.9)

La inversie:

$$P_T^{(2)} = -\bar{\chi}^{(2)} E_T^2$$
(2.10)

Rezultă:

$$\overline{\chi}^{(2)} = 0. \qquad \left(\overline{\chi}^{(2)} = \chi_{ijk}\right) \tag{2.11}$$

Această restricție nu se aplică aproximației de cuadrupol.

Următoarea neliniaritate, de ordin superior, este descrisă de  $\overline{\chi}^{(3)}$ . Ne așteptăm ca  $\overline{\chi}^{(3)}$  să fie mic, iar efectele corespunzătoare nesemnificative. Acest lucru se întâmplă într-adevăr în cazul vaporilor atomici și moleculari cu densitate mică.

Totuși, când frecvențele optice folosite sunt foarte aproape de rezonznțe puternice, datorită creșterii rezonante,  $\overline{\chi}^{(3)}$  devine atât de mare încât procesele de ordinul al III-lea (în vapori) sunt la fel de puternice ca și cele de ordinul al II-lea în cristale.

În special se folosesc sisteme de vapori atomici datorită tranzițiilor înguste, discrete, puternice și foarte bine cunoscute. De asemenea, sunt absente stările de vibrație și rotație, ceea ce reduce numărul tranzițiilor optice posibile.

S-au obținut în acest caz procese de mixaj optic de ordinul trei. O identificare similară se poate face pentru interacțiile de ordinul trei. Dacă radiația incidentă conține frecvențele  $\omega_n$  și  $\omega_p$ , se pot identifica următoarele componente ale polarizației:

- generarea armonicii a treia:

$$P_{i}(\omega_{4} = 3\omega_{m}) = \left(\frac{1}{2}\right)^{2} \chi_{ijkl}(-\omega_{4}, \omega_{m}, \omega_{m}, \omega_{m}, \omega_{m}) \cdot A_{j}^{\omega_{m}} A_{k}^{\omega_{m}} A_{l}^{\omega_{m}}$$
(2.12)

- amestec de sumă și diferență de frecvențe:

$$P_{i}(\omega_{4} = 2\omega_{m} + \omega_{n}) = \left(\frac{3}{2}\right)^{2} \chi_{ijkl}(-\omega_{4}, \omega_{m}, \omega_{m}, \omega_{m}) \cdot A_{j}^{\omega_{m}} A_{k}^{\omega_{m}} A_{l}^{\omega_{m}}$$

$$P_{i}(\omega_{4} = 2\omega_{m} - \omega_{n}) = \left(\frac{3}{2}\right)^{2} \chi_{ijkl}(-\omega_{4}, \omega_{m}, \omega_{m}, -\omega_{n}) \cdot A_{j}^{\omega_{m}} A_{k}^{\omega_{n}} \left(A_{l}^{\omega_{n}}\right)^{*}$$

$$P_{i}(\omega_{4} = \omega_{m} + \omega_{n} + \omega_{p}) = \left(\frac{6}{2}\right)^{2} \chi_{ijkl}(-\omega_{4}, \omega_{m}, \omega_{n}, -\omega_{p}) \cdot A_{j}^{\omega_{m}} A_{k}^{\omega_{n}} \left(A_{l}^{\omega_{p}}\right)$$

$$P_{i}(\omega_{4} = \omega_{m} + \omega_{n} - \omega_{p}) = \left(\frac{6}{2}\right)^{2} \chi_{ijkl}(-\omega_{4}, \omega_{m}, -\omega_{p}, -\omega_{p}) \cdot A_{j}^{\omega_{m}} A_{k}^{\omega_{n}} \left(A_{l}^{\omega_{p}}\right)^{*}$$

$$P_{i}(\omega_{4} = \omega_{m} - \omega_{n} - \omega_{p}) = \left(\frac{6}{2}\right)^{2} \chi_{ijkl}(-\omega_{4}, \omega_{m}, -\omega_{p}, -\omega_{p}) \cdot A_{j}^{\omega_{m}} \left(A_{k}^{\omega_{p}}\right)^{*}$$

# **3.** Utilizarea formalismelor opticii neliniare la tratarea unor probleme specifice

## 3.1 Oscilatorul clasic neliniar

Cea mai simplă aproximare a unui mediu neliniar este a oscilatorului armonic clasic neliniar. Se consideră hamiltonianul:

$$H = \frac{p^2}{2m} + \frac{1}{2}m\sum_{i=1}^{3}\omega_i^2 r_i^2 + \sum_{i,j,k=1}^{3}\beta_{ijk}r_ir_jr_k - e\overline{r}\overline{E}$$
(3.1)

unde  $r_i = x, y, z$  (i = 1,2,3). Primii trei termeni reprezintă oscilatorul armonic, ultimul interacția cu câmpul electric.

Din ecuațiile canonice ale lui Hamilton rezultă:

$$\ddot{r}_i + \gamma_i \dot{r}_i + \omega_i^2 r_i = -\sum_{j,k} v_{i,j,k} r_i r_k + eE_i$$
(3.2)

unde  $\gamma_i = (\gamma_x, \gamma_y, \gamma_z)$  este atenuarea anizotropă introdusă în modul obișnuit;

$$v_{ijk} = \beta_{ijk} + \beta_{ikj} + \beta_{kij}$$

Răspunsul liniar al oscilatorului anizotrop se obține neglijând v. Pentru  $E_i$  de forma:

$$E_{i} = 2 \operatorname{Re} E_{i}(\omega_{\alpha})e^{i\omega_{\alpha}t}$$

$$r_{i}(t) = 2 \operatorname{Re} r_{i}(\omega_{\alpha})e^{i\omega_{\alpha}t}$$

$$(3.3)$$

şi

$$r_i(t) = 2 \operatorname{Re} r_i(\omega_{\alpha})$$

(3.4)

rezultă:

$$r_{i}(\omega_{\alpha}) = \frac{eE_{i}(\omega_{\alpha})}{\Delta_{i}(\omega_{\alpha})}$$
$$\Delta_{i}(\omega_{\alpha}) = \omega_{i}^{2} - \omega_{\omega}^{2} - i\gamma_{i}\omega_{\alpha}$$

(3.5)

(3.6)

unde

Deplasarea liniară se înlocuiește în  $v_{ijk}r_jr_k$  pentru a obține termenii neomogeni de excitare, la alte frecvențe.

De exemplu, considerând două frecvențe de excitare 
$$\omega_{\alpha}$$
 și  $\omega_{\beta}$ , deplasarea se poate face la  
 $\omega_{\alpha} + \omega_{\beta}$  sau  $\omega_{\alpha} - \omega_{\beta} (> 0)$ . Pentru *N* oscilatori pe unitatea de volum  $P^{NL}(\omega) = 4\pi Ner(\omega)$   
 $P_{i}^{NL}(\omega_{\alpha} + \omega_{\beta}) = \sum_{jk} \chi_{ijk}(\omega_{\alpha} + \omega_{\beta}, \omega_{\alpha}, \omega_{\beta}) \cdot E_{j}(\omega_{\alpha})E_{k}(\omega_{\beta}) +$   
 $+ \sum_{jk} \chi_{ijk}(\omega_{\alpha} + \omega_{\beta}, \omega_{\beta}, \omega_{\alpha}) \cdot E_{j}(\omega_{\beta})E_{k}(\omega_{\alpha})$ 
(3.7)

unde:

$$\chi_{ijk}\left(\omega_{\alpha}+\omega_{\beta},\omega_{\alpha},\omega_{\beta}\right) = -\frac{4\pi N e^{3} v_{ijk}}{\Delta_{i}\left(\omega_{\alpha}+\omega_{\beta}\right) \Delta_{j}\left(\omega_{\alpha}\right) \Delta_{k}\left(\omega_{\beta}\right)}$$
(3.8)

iar celălalt termen se obține interschimbând j și k. Similar, componentul deplasării la  $\omega_{\alpha} - \omega_{\beta}$ :

$$P^{NL}(\omega_{\alpha} - \omega_{\beta}) = \sum_{jk} \chi_{ijk}(\omega_{\alpha} - \omega_{\beta}, \omega_{\beta}, \omega_{\alpha}) E_{j}(\omega_{\alpha}) E_{k}(\omega_{\beta}) + \sum_{jk} \chi_{ijk}(\omega_{\alpha} - \omega_{\beta}, \omega_{\beta}, \omega_{\alpha}) E_{j}(\omega_{\beta}) E_{k}(\omega_{\alpha})$$

$$(3.9)$$

$$\chi_{ijk}\left(\omega_{\alpha}-\omega_{\beta},\omega_{\alpha},\omega_{\beta}\right) = -\frac{4\pi N e^{3} v_{ijk}}{\Delta_{i}\left(\omega_{\alpha}-\omega_{\beta}\right) \Delta_{j}\left(\omega_{\alpha}\right) \Delta_{k}\left(\omega_{\beta}\right)}$$
(3.10)

Dacă  $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$  se poate arăta că, dacă  $\gamma = 0$  adică  $\Delta = \Delta$  se obține o simetrie la permutare:

$$\chi_{ijk}(\omega_3, \omega_2, \omega_1) = \chi_{jik}(\omega_3, \omega_2, \omega_1)$$
(3.11)

Atenuarea distruge această simetrie.

În absența atenuării, ultima ecuație reprezintă funcția de răspuns neliniar pentru generarea frecvenței sumă  $(\omega_1 + \omega_2 = \omega_3)$  și diferență  $(\omega_3 - \omega_1 = \omega_2)$ .

Un exemplu special al acestei relații între coeficienți este efectul electrooptic liniar  $(\omega_2 = 0, \omega_1 = \omega_3)$  și redresarea optică, unde se produce o polarizare în câmp continuu proporțional cu intensitatea, adică produsul  $E(\omega_1)E(\omega_1)^*$  al luminii cu frecvența  $\omega_1$ .

S-au obținut multe relații de identitate de acest tip, pornind de la diferite modele ale solidelor macroscopice, neglijând absorbția. Indiferent de model aceste identități există dacă se neglijează absorbția (și uneori dispersia) în imediata vecinătate a frecvenței implicate.

În general, se pot permuta orice indici spațiali atâta timp cât permută și frecvențele respective (adică permută indicii *i* și *j*, dar simultan frecvențele  $\omega_2$  și  $\omega_3$ ). Aceasta se scrie în general, astfel:

$$\chi_{ijk}(\omega_3, \omega_2, \omega_1) = \chi_{ikj}(\omega_3, \omega_1, \omega_2) = \chi_{jik}(\omega_2, \omega_3, \omega_1) = \chi_{jki}(\omega_2, \omega_1, \omega_3) = \chi_{kij}(\omega_1, \omega_3, \omega_2) = \chi_{kji}(\omega_1, \omega_2, \omega_3)$$
(3.13)

Considerarea acestor identități este cel mai simplu mod de a asigura, pentru ecuația neliniară de unde într-un mediu dielectric fără pierderi, soluții care să conserve fluxul total de putere.

Se pot obține astfel de relații pe baza unor termeni neliniari cu puteri superioare ale lui *r*, sau implicând mai multe frecvențe. În toate cazurile, relațiile de permutare rezultă din modelele microscopice în absența absorbției.

Dacă una din frecvențe se apropie de o rezonanță atomică, atunci aceste efecte cresc.

În general, rezonanța în constanța dielectrică domină efectul tensorului neliniar. Există însă situații când nu se întamplă așa:

- absorbția de radiație la  $\frac{\omega_o}{2}$  de o rezonanță atomică la  $\omega_o$ ;

- efectul Raman: radiația incidentă la  $\omega$  suferă împrăștiere inelastică și se emite radiație la  $(\omega - \omega_o), \omega_o$  fiind rezonanța atomică.

Să considerăm o rezonanță atomică la  $\omega_o$  și o undă incidentă la  $\omega \approx \frac{1}{2}\omega_o$ .

La un moment dat e imposibil de a decide dacă este generată o undă cu  $2\omega$  și apoi absorbită, sau dacă absorbția are loc direct. Pentru cele mai multe situații reale au loc combinații ale acestor procese, descrise efectiv de ecuațiile (3.7), (3.10) și ecuațiile undelor.

Un avantaj al modelelor clasice pentru dielectrici este că ele demonstrează unitatea dintre dispersie și absorbție. Acest efect se descrie întotdeauna printr-o constantă dielectrică complexă. În funcție de frecvență, constanta este uneori aproape pur reală, uneori pur imaginară și cel mai adesea complexă. Similar, efectul Raman stimulat, constanta dielectrică "liniară" dependentă de putere, efectul de 4 fotoni etc. pot fi descrise de o singură constantă dielectrică complexă neliniară. Adesea se poate simplifica calculul tensorului polarizabilității neliniare, restrângându-l la un set de frecvențe, dar aceasta nu are semnificație fizică, ci este făcută numai de conveniență.

Întrucât starea materialului se schimbă diferit pentru câmpuri rezonante (absorbtive) față de cele nerezonante (dispersive), efectul macroscopic este modificarea fazei, adică tensorul dielectric devine separat.

Atât timp cât se poate neglija emisia spontană, efectele unei unde asupra emisiei stimulate sau absorbției neliniare sau liniare se pot descrie cu tensorul constantei dielectrice complexe. Emisia spontană corespunde la amplitudinea vibrațiilor cuantice ale "punctului de zero" ale modului fotonic și deci necesită o tratare complet cuantică.

# 4. Aplicații. Neliniarități în laseri. Cuplarea și competiția modurilor in dispozitivele optoelectronice active

Comportarea oricărui oscilator este determinată de neliniarități. Amplitudinea oscilației este limitată de saturația incipientă a populației nivelelor implicate în tranziția laser. Ecuațiile ratelor pentru populații corespund soluției elementelor diagonale ale matricii densitate. Aceste considerații se pot aplica și laserilor cu gaz ținând seama de lărgirea Doppler a liniei.

Când laserul oscilează pe mai multe moduri, acestea intră în competiție pentru aceeași atomi, apărând efecte de antrenare, de cuplaj neliniar, de sincronizare.

În laserii cu gaz, la puterile uzuale, generarea de armonici sau efectul Raman nu sunt importante, dar spre exemplu, în laserii cu semiconductori (GaAs) această problemă se pune. Utilizând modelul pentru "maserul optic" se poate evalua numărul de moduri cuplate în cazul laserilor în regim MF, pentru a obține sincronizarea modurilor ("mode-locking"). În acest caz semnalul de ieșire al laserului constă dintr-o serie de impulsuri ultrascurte de lumină (de ordin *ns* sau *ps*). Regimul MF se obține prin introducerea unei perturbații de fază în rezonator, luând în considerare parametrii fizici ai mediului activ în prezența perturbației.

În aproximația liniară, numărul modurilor cuplate este determinat de funcțiile Bessel de ordinul întâi. Luând în considerare parametrii de dezacord ai frecvenței de modulație în raport cu ecartul modurilor axiale și ținând seama că regimul de mode-locking se obține din regimul MF prin trecere la limită a frecvenței de antrenare a modurilor, regimul MF fiind puternic distorsionat. Folosind ecuațiile diferențiale neliniare care descriu fenomenul în lucrarea (2) am obținut o relație de evaluare a numărului de moduri care se pot cupla, ținând seama de (3):

$$0 < \frac{1}{\delta} (\rho_n + \rho_{n-1} + \dots + \rho_{n-m+1}) \le 1$$
(4.1)

unde  $\rho$  este coeficientul de cuplaj, iar  $\rho_k$  parametrii de câștig net saturat ai modurilor axiale. Vom analiza în continuare laserii cu lărgire omogenă a liniei atomice la nivele mai înalte de pompaj decât cele pentru acțiunea laser obișnuită.

În cazul monomod, comportarea instabilă la ieșire este legată de așa numita "bad cavity condition" (lărgimea liniei cavității K trebuie să fie suficient de mare în raport cu lărgimea liniei atomice nesaturate  $\gamma_{\perp}$ ).

Să analizăm comportarea la ieșire a intensității laser pe timpul unui "baleiaj" al dezacordului. Dacă distanța dintre moduri depășește lărgimea liniei câștigului în putere, ne așteptăm ca intensitatea la ieșire să sufere creșteri periodice și să descrească când modurile longitudinale consecutive cad sub curba de câșțig.

La limita opusă, nu se mai întâmplă așa, când modurile active ale cavității nu mai au control asupra vecinilor cei mai apropiați.

Deci competiția între moduri este o importantă sursă de efecte dinamice interesante, chiar sub pragul instabilităților.

În concluzie se poate spune:

- laserii cu lărgire omogenă au instabilități de "low-threshold";
- pentru valorile tipice ale parametrilor pentru laserii cu stare solidă și

moleculari cu gaz ( $\gamma_{\parallel}, K \ll \gamma_{\perp}$ , unde  $\gamma_{\parallel}$  este rata dezintegrării populației atomice) o baleiere a dezacordului poate declanșa bistabilitate și comportare histeretică a puterii de ieșire și a frecvenței de lucru;

- când  $\gamma_{\parallel} \approx \gamma_{\perp}$  modificările active vecine pot coexista și sunt în competiție unul cu altul, dând pulsații cu o frecvență egală cu intervalul de atenuare a modurilor dintre modurile vecine.

Aceste instabilității au fost denumite "de fază", spre deosebire de instabilitățile "de amplitudine" pentru pulsațiile spontane.

Ecuațiile Maxwell-Bloch pentru ilustrarea funcționării unidirecționale a unui laser în inel au forma cunoscută:

$$\frac{\partial F}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial F}{\partial t} = -\alpha P$$

$$\frac{\partial P}{\partial t} = \gamma_1 [FD - (1 + i\delta_{AC})P]$$

$$\frac{\partial D}{\partial t} = -\gamma_{\parallel} \left\{ \frac{1}{2} (F^*P + FP^*) + D + 1 \right\}$$
(4.2)

împreună cu condițiile la frontieră:

$$F(0,t) = RF\left[L, t - \frac{(\alpha - L)}{c}\right]$$
(4.3)

unde: *F* este amplitudinea lent variabilă a câmpului, *P* – polarizația atomică, *D* – diferența de populație,  $\alpha$  - câștigul nesaturat pe unitatea de lungime,  $\delta_{AC}$  - diferența în frevență între centrul liniei de rezonanță atomică și un mod al cavității ales ca referință, exprimată în unități de  $\gamma_{\perp}$ :  $\alpha$  și *L* sunt, respectiv, lungimea întregului sistem în inel și a mediului activ, *R* - coeficientul de reflexie a două dintre oglinzi, cealaltă fiind considerată reflector ideal. Sistemul de ecuații (4.2) admite multiple soluții de stare staționară, fiecare cu intensitatea sa:

$$\left|F_{j}(L)\right|^{2} = 2/(1-R)^{2} \left\{ \alpha L + (1+\Delta_{j}^{2}) \ln(R) \right\}$$
(4.4)

și respectiv, frecvența sa:

$$\delta \frac{\omega_j}{\gamma_\perp} = \left(k\delta_{AC} + j\alpha_1\gamma_\perp\right) / (\gamma_\perp + k) \tag{4.5}$$

 $\delta_{ai}$  măsurând compensația în frecvență între starea staționară j și modul ales ca referință:

$$\Delta_{j} = \delta_{AC} - \frac{\delta\omega j}{\gamma_{\perp}} \tag{4.6}$$

 $\alpha_1$  este intervalul dintre moduri în unități  $\gamma_{\perp}$ , iar  $j = o, \pm 1, \pm 2, \dots$ 

Când intervalul dintre moduri este mare și (sau) câștigul destul de mic, baleierea dezacordului produce numai o creștere periodică a intensității de ieșire, la excitarea succesivă a modurilor cavității (și căderea lor sub pragul acțiunii laser).

Când intervalul dintre moduri este suficient de mic (sau câștigul destul de mare) mai mult de o stare staționară se poate realiza în aceleași condiții de lucru.

Presupunând că, de exemplu, inițial laserul operează în rezonanță cu modul de referință (starea j = 0), la creșterea parametrului de dezacord, starea staționară j = 0 menține controlul asupra funcționării laserului până la atingerea valorii dezacordului la care starea j = 1 trece peste prag.



Fig.56

Acum comportarea laserului trebuie investigată cu ajutorul analizei de stabilitate liniară. Concluziile extrase din studiul ecuațiilor liniarizate și al valorilor proprii asociate utilizând limita câmpului mediu se pot formula după cum urmează:

a) Pentru fiecare mod al cavității, numai 2 valori proprii pot avea părți reale pozitive pentru valori potrivite ale parametrilor sistemului. Una dintre ele se poate identifica cu faza câmpului din cavitate, cealaltă cu amplitudinea.

 b) Valoarea proprie a amplitudinii are parte reală numai pentru valori mari ale câştigului. Cel mai jos prag pentru instabilitatea amplitudinii corespunde unei configurații de rezonanță, pentru laserul dezacordat, instabilitatea amplitudinii necesită valori mari ale câştigului.

c) Valoarea proprie a fazei poate avea parte reală (adică o instabilitate a fazei)
 numai pentru valori suficient de mari ale dezacordului, valoarea de prag a câştigului fiind mult mai scăzută decât în cazul instabilității amplitudinii.

d) Dacă, pentru o anumită valoare a parametrului de dezacord, modul activ al laserului devine instabil, dar starea staționară vecină este încă stabilă, funcționarea laserului este transferată pe starea stabilă, cu o modificare discontinuă a intensității de ieșire a stării staționare și a frecvenței de lucru. Dacă cea mai apropiată configurație este starea staționară (j = 1, în cazul considerat) se întâmplă să fie de asemenea instabilă, la pragul de instabilitate al stării j = 0, apare autopulsarea ca rezultat al oscilațiilor simultane ale celor două moduri în competiție.

e) Comportarea bistabilă și histeretică este tipică situației în care  $\gamma_{\parallel} \ll \gamma_{\perp}$ , iar

autooscilațiile domină când  $\gamma_{\parallel} \approx \gamma_{\perp}$ .

Comportarea instabilă este responsabilă de comutarea modurilor în timpul unei parcurgeri a dezacordului. Două baleiaje tipice arată variația continuă și periodică a intensității de ieșire când laserul are un ecart destul de mare între modurile vecine și de asemenea arată salturile discontinue care însoțesc fenomenul de comutare a modurilor când  $\gamma_{\parallel} \ll \gamma_{\perp}$ . În acest caz, tranziția între diferite stări staționare este însoțită de o modulare în timp a output-ului, cauzată de bătăile dintre câmpul de

ieșire și cel care vine.

Instabilitatile în cavitatea optica pasiva în inel în care se afla un mediu optic neliniar de tip Kerr sunt explicate pe baza fenomenului de interactie a patru unde plane. Sistemul se comporta ca un oscilator parametric; oscilatiile intensitatii fasciculului de iesire sunt atribuite fenomenului de batai între semnalul injectat în cavitate si campurile generate de oscilatorul parametric. Acest model de analiza a dinamicii sistemului permite stabilirea unui mecanism de generare a fotonilor de frecvente corespunzatoare generarii de armonice precum si a subarmonicelor de tip dublare de perioada.

# 5. Structuri neliniare pentru lumina ghidata 5.1. Ghiduri de unda. Principiu de functionare

Ghidurile de unda au la baza fenomenul de reflexie totala la interfata dintre doua medii. Ghidarea se face in jurul unei directii in spatiu. Am o regiune prin care unda se propaga (numita miez, cu indice de refractie mai mare) inconjurata de o regiune (sau mai multe) in care campul electromagnetic nu se propaga (invelis, respective substrat, cu indici de refractie mai scazuti). Din punct de vedere geometric, ghidurile pot fi: -cu miez rectangular (ghiduri integrate planare)- cu miez cilindric (fibre optice)



In general ghidurile de unda planare sunt folosite pentru transmiterea informatiei pe distante mici (de ordinul mm, cm), iar fibrele optice se folosesc pentru transmiterea informatiei pe distante mari (mii de km cu repetitor). Invelisul are rol de protectie a miezului (dimensiunea transversala a miezului este de ordinul  $\mu$ m) si de a reduce pierderile de putere in exterior. In acest scop grosimea sa trebuie sa fie sufficient de mare astfel incat campul electromagnetic al modurilor ghidate sa descreasca spre zero pe o distanta radiala mai mica decat raza invelisului. Ghidurile planare se realizeaza in general din semiconductori, prin tehnologii specifice.

Fibrele optice se confectioneaza in general din SiO<sub>2</sub>. Pentru a creste indicele de refractie al miezului se impurifica regiunea centrala a fibrei cu P sau Ge, iar invelisul se impurifica cu B. In ghidurile active, i.e. care au un coeficient de castig pe unitatea de lungime, miezul se impurifica cu  $\mathrm{Er}^{3+}$ . Ghidurile active sunt importante in transmiterea informatiei la distanta mare pentru ca exista astfel posibilitatea ca pierderile datorate absorbtiei inerente in ghid sa fie compensate de castigul ghidului.

In ghiduri, indicele de refractie depinde de lungimea de unda  $\lambda$ . Ele se folosesc pentru transmiterea informatiei la acele lungimi de unda  $\lambda$  pentru care pierderile (date de partea complexa a indicelui de refractie) sunt minime. Pentru SiO<sub>2</sub> exista doua ferestre:  $\lambda = 1.3$  mm si  $\lambda = 1.55$  mm (vezi figura de mai jos)



Valorile lui  $\lambda$  la care absorbtia este minima pot fi modificate (in limite inguste) de impuritatile prezente (modificarea este proportionala cu concentratia impuritatilor, care insa nu trebuie sa fie foarte mare pentru a nu avea imprastieri ale radiatiei in ghid).

Pentru ca profilul de impuritati poate fi neuniform, profilul spatial al indicilor de refractie ai miezului si invelisului poate fi neuniform. Valoarea maxima a indicelui de refractie in miez se noteaza  $n_m$ , iar valoarea indicelui de refractie a invelisului  $n_i$ . In general  $n_i$  este aproape constant, iar indicele de refractie a miezului ia valoarea  $n_m$  de-a lungul axei de simetrie a ghidului (axa de rotatie a fibrei, de exemplu).

Ghidurile sunt caracterizate de doi parametri:

- diferenta relativa a indicilor de refractie:

$$\Delta = \frac{n_m^2 - n_i^2}{2n_m^2} \cong \frac{n_m - n_i}{n_m}$$
 expressie valabila cand  $n_m \cong n_i$ 

- frecventa normalizata

$$V = \frac{2\pi d}{\lambda} \sqrt{n_m^2 - n_i^2}$$

unde *d* este dimensiunea transversala a miezului ghidului (semilatimea in ghiduri plane, raza in fibre).

*V* determina numarul de moduri care se propaga in ghid.Mai precis, daca V>>1 (sau  $\lambda <<d$ ) propagarea campului electromagnetic poate fi tratata cu ajutorul opticii geometrice. Ghidurile in acest caz sunt ghiduri multimod, iar parametrii specifici iau valorile 0.01, 0.03; d=20 -100 $\mu$ m; - daca  $V \cong 1$ , aproximatia opticii geometrice nu mai poate fi utilizata pentru tratarea propagarii campului. Se foloseste tratarea ondulatorie. Ghidurile pentru care  $V \cong 1$  sunt ghiduri monomod sau cu putine moduri. Parametrii specifici iau in acest caz valorile 0.03, 0.01; d=4 -10  $\mu$ m; Ghidurile sunt folosite in general pentru transmiterea de pulsuri care sunt dispersate spatial (se largesc) in cursul propagarii (vezi figura de mai jos). Valoarea dispersiei spatiale determina rata de transmitere a pulsurilor prin ghid (este esential ca pulsurile sa nu se suprapuna – altfel am erori de transmisie).



Deci  $D_{min}$  la intrare intre doua pulsuri trebuie aleasa astfel incat la iesire, dupa o lungime L, pulsurile sa nu se suprapuna (rata de transmisie este proportionala cu  $1/D_{min}$ ). Echivalent,  $\delta t_{min}=D_{min}/v_g$ , cu  $v_g$  - viteza de grup a pulsurilor.

Din punctul de vedere al opticii geometrice (ghiduri cu V >> 1) campul electromagnetic de la intratre este reprezentat ca un manunchi de raze (vezi figura de mai jos), fiecare dintre ele avand o traiectorie

$$\frac{d}{ds}\left(n(\mathbf{r})\frac{d\mathbf{r}}{ds}\right) = \nabla n(\mathbf{r})$$

data de ecuatia

unde s este distanta de-a lungul razei, r este vectorul de pozitie, iar  $\theta(z)$  este unghiul intre ds si dz.



Fig.87

Pentru un anumit profil al indicelui de refractie si pentru dimensiuni date ale ghidului, traiectoria este determinate de  $\theta(0)$ .

Din punct de vedere al opticii geometrice, pierderile la propagare se datoreaza razelor care in cursul propagarii ating interfata  $x = \pm d$  si se refracta in invelis. Limita intre razele ghidate (cele care nu parasesc miezul) si cele refractate este data de raza cu unghiul de lansare  $\theta_c(0)$  pentru care  $|x_{max}| = d$ .

Deci, razele se impart in: ghidate, pentru care  $0 \le \theta(0) \le \theta_c(0)$  si refractate, pentru

care 
$$\theta_c(0) \le \theta(0) < \pi/2$$

Dispersia spatiala a pulsului se datoreaza faptului ca timpul de tranzit (de parcurgere a unei distante *z* date) este diferit pentru diferite raze (care au diferite traiectorii). Aceasta este dispersia intermodala. La ea se adauga si dispersia materialului, care implica faptul ca raze care parcurg aceeasi traiectorie au timp de tranzit diferit daca frecventele asociate sunt diferite.Timpul de tranzit al unei raze care se propaga cu viteza c/n(x) se defineste ca (presupunem ca *n* variaza doar ca functie de *x*):

$$t = \frac{1}{c} \int n(x) ds$$
 sau, daca se tine seama de dispersia in material  
$$t = \frac{1}{c} \int n_{ef}(x, \lambda) ds$$
 unde 
$$n_{ef} = n + \lambda \frac{dn}{d\lambda}$$

Dispersia pulsului, data de  $\Delta t = t_{max} - t_{min} = f(z)$ , creste cu cat *z* creste. Mai mult, cu cat numarul de raze (moduri) este mai mare, dispersia creste. Deci o fibra (ghid) cu numar de moduri mai mic are o dispersie mai mica, ceea ce implica necesitatea de a folosi pentru transmiterea informatiilor ghiduri cu numar mic de moduri (*V* mic), care se trateaza prin rezolvarea ecuatiilor Maxwell si nu in aproximatia opticii geometrice. Campul electromagnetic total intr-un ghid este compus din doua parti, o parte care este transmisa prin ghid si alta care e radiata (pierduta). Totusi, ghidurile cu *V* mare se folosesc pentru transmiterea informatiei la distante relative scurte (exemplu: pentru conectarea la centrale telefonice locale) deoarece au pret de cost mai scazut (tolerantele la un diametru de 100 µm sunt mai mari decat la 10 µm).

### Ortogonalitatea modurilor

In orice ghid de unda campul electromagnetic total se poate descompune intr-un numar finit de moduri ghidate si o parte radiata:

$$E(x, y, z) = \sum_{j=1}^{M} a_j E_j(x, y, z) + \sum_{j=1}^{M} a_{-j} E_{-j}(x, y, z) + E_{rad}$$
$$H(x, y, z) = \sum_{j=1}^{M} a_j H_j(x, y, z) + \sum_{j=1}^{M} a_{-j} H_{-j}(x, y, z) + H_{rad}$$

unde prima suma este dupa modurile ghidate ce se propaga inainte, de-a lungul directiei  $+z^{-}$ , iar a doua este dupa modurile ghidate ce se propaga inapoi, de-a lungul  $-z^{-}$  (ambele directii de propagare sunt permise).

a<sub>j</sub> si a<sub>-j</sub> depind de sursa de radiatie.

Legatura intre campurile modurilor care se propaga inainte si inapoi este:

$$\begin{array}{ccc} e_j = e_{tj} + \hat{z}e_{zj} & e_{-j} = e_{tj} - \hat{z}e_{zj} \\ h_j = h_{tj} + \hat{z}h_{zj} & \longleftrightarrow & h_{-j} = -h_{tj} + \hat{z}h_{zj} \end{array}$$

la care se adauga legatura intre constantele de propagare  $\beta_j \leftrightarrow \beta_{-j} = -\beta_j$ 

Pentru a determina amplitudinile ai se folosesc relatiile de ortogonalitate:

$$\int_{A_{\infty}} (\boldsymbol{e}_{j} \times \boldsymbol{h}_{k}^{*}) \cdot \hat{\boldsymbol{z}} dA = \int_{A_{\infty}} (\boldsymbol{e}_{k}^{*} \times \boldsymbol{h}_{j}) \cdot \hat{\boldsymbol{z}} dA = 0, \quad j \neq k$$

unde  $A_{\infty}$  este suprafata transversala (la z=const.) care se intinde la infinit, iar \* reprezinta operatia de conjugare complexa.

Relatia de ortogonalitate

Se considera  $F = E_1 \times H_2^* + E_2^* \times H_1$ , unde indicii 1 si 2 se refera la doua solutii ale ecuatiilor Maxwell fara surse, in mediile 1 si 2 (in particular doua moduri j si k in acelasi ghid de unda). Folosind relatia  $\nabla(a \times b) = b(\nabla \times a) - a(\nabla \times b)$  si ecuatiile Maxwell pentru campuri armonice  $\nabla \times E = -i\omega\mu H$ ,  $\nabla \times H = i\omega\epsilon E$ , obtin

$$\nabla F = \nabla (E_1 \times H_2^* + E_2^* \times H_1)$$
  
=  $H_2^* (\nabla \times E_1) - E_1 (\nabla \times H_2^*) + H_1 (\nabla \times E_2^*) - E_2^* (\nabla \times H_1)$   
=  $i\omega H_1 H_2^* (\mu_2^* - \mu_1) + i\omega E_1 E_2^* (\varepsilon_2^* - \varepsilon_1)$  (\*)

In ghiduri nemagnetice  $\mu_1 = \mu_2 = \mu_0$  notam  $\varepsilon_1 = n_1^2 \varepsilon_0$ ,  $\varepsilon_2 = n_2^2 \varepsilon_0$ . Deci, in acest caz:  $\nabla F = i\omega\varepsilon_0 E_1 E_2^* [(n_2^*)^2 - n_1^2]$ 

Acum integrez  $\nabla F$  pe o suprafata transversala la infinit si aplic teorema divergentei:

$$\int_{A_{\infty}} \nabla F \, dA = \frac{\partial}{\partial z} \int_{A_{\infty}} F \cdot \hat{z} \, dA + \oint_{l} F \cdot \hat{n} \, dl$$

unde *l* este curba ce delimiteaza suprafata  $A_{\infty}$  si n<sup>^</sup> este normala la aceasta curba.

Daca unul din modurile 1 sau 2 este ghidat, ultimul termen din relatia de mai sus dispare (campurile ghidate tind la zero la infinit).

In plus, daca in relatia de mai sus, valabila pentru orice doua solutii ale ecuatiilor Maxwell, 1 si 2 sunt doua moduri ghidate prin acelasi ghid neabsorbant.

$$n_1^2 = n_2^2 = (n_2^*)^2 = n^2$$

si deci  $\nabla F = 0$ . in consecinta teorema divergentei impune  $\frac{\partial}{\partial z} \int_{A_{\infty}} F\hat{z}dA = 0$ .

Pentru doua moduri k si j:

$$E_1 = E_k = e_k(x, y) \exp(i\beta_k z)$$
$$E_2 = E_j = e_j(x, y) \exp(i\beta_j z)$$

Teorema divergentei implica

$$(\beta_j - \beta_k) \int_{A_{\infty}} (\boldsymbol{e}_j \times \boldsymbol{h}_k^* + \boldsymbol{e}_k^* \times \boldsymbol{h}_j) \cdot \hat{\boldsymbol{z}} \, d\boldsymbol{A} = 0$$

Folosind aceeasi relatie pentru:

$$E_1 = E_k = e_k(x, y) \exp(i\beta_k z)$$
$$E_2 = E_{-j} = e_{-j}(x, y) \exp(-i\beta_j z)$$

obtinem

$$(\beta_j + \beta_k) \int_{A_{\infty}} (\boldsymbol{e}_j \times \boldsymbol{h}_k^* - \boldsymbol{e}_k^* \times \boldsymbol{h}_j) \cdot \hat{\boldsymbol{z}} \, d\boldsymbol{A} = 0$$

Scazand cele doua rezultate ale teoremei divergentei pentru cele doua seturi de campuri, se obtine:

$$\int_{A_{\infty}} (\boldsymbol{e}_{j} \times \boldsymbol{h}_{k}^{*}) \cdot \hat{\boldsymbol{z}} \, d\boldsymbol{A} = \int_{A_{\infty}} (\boldsymbol{e}_{k}^{*} \times \boldsymbol{h}_{j}) \cdot \hat{\boldsymbol{z}} \, d\boldsymbol{A} = 0, \quad j \neq k$$

Acestea sunt relatiile de ortogonalitate.

Pentru ghiduri absorbante o relatie analoaga se obtine fara complex conjugat (se porneste de la

$$F = E_1 \times H_2 + E_2 \times H_1)$$

De asemenea, fiecare mod ghidat este ertogonal pe campul de radiatie (demonstratie analoaga)

$$\int_{A_{\infty}} (\boldsymbol{e}_{j} \times \boldsymbol{H}_{rad}^{*}) \cdot \hat{\boldsymbol{z}} \, d\boldsymbol{A} = \int_{A_{\infty}} (\boldsymbol{E}_{rad}^{*} \times \boldsymbol{h}_{j}) \cdot \hat{\boldsymbol{z}} \, d\boldsymbol{A} = 0$$

Folosind relatiile de ortogonalitate se determina coeficientii:

$$a_{k} = \frac{\int (\boldsymbol{E} \times \boldsymbol{H}_{k}^{*}) \cdot \hat{\boldsymbol{z}} \, dA}{N_{k}},$$
  
cu  $N_{k} = \int (\boldsymbol{E}_{k} \times \boldsymbol{H}_{k}^{*}) \cdot \hat{\boldsymbol{z}} \, dA = \int (\boldsymbol{e}_{k} \times \boldsymbol{h}_{k}^{*}) \cdot \hat{\boldsymbol{z}} \, dA$ 

constanta de normare a modului k.

N<sub>k</sub> este real. Pentru a demonstra aceasta, folosim din nou ecuatiile Maxwell pentru campuri armonice.

$$e \times h^* = -h^* \times e = \frac{i}{\omega\mu} (\nabla \times e^*) \times e$$
$$e^* \times h = -h \times e^* = -\frac{i}{\omega\mu} (\nabla \times e) \times e^*$$

de unde rezulta:

$$e \times h^* = e^* \times h = (e \times h^*)^*$$

In consecinta,  $e \times h^*$ , si deci N<sub>k</sub> sunt reale pentru campuri armonice. Printr-un ghid neabsorbant puterea transmisa de un mod *j* curge paralel cu axa *z* si este distribuita pe sectiunea infinita a ghidului cu o intensitate data de vectorul Poynting:

$$S_j = \frac{1}{2} |a_j|^2 \operatorname{Re}[(\boldsymbol{E}_j \times \boldsymbol{H}_j^*) \cdot \hat{\boldsymbol{z}}] = \frac{1}{2} |a_j|^2 (\boldsymbol{e}_j \times \boldsymbol{h}_j^*) \cdot \hat{\boldsymbol{z}}$$

Puterea totala se gaseste integrand  $S_j$  pe  $A_{\infty}$ :

$$P_{j} = \frac{1}{2} |a_{j}|^{2} \int_{A_{\infty}} (e_{j} \times h_{j}^{*}) \cdot \hat{z} \, dA = \frac{1}{2} |a_{j}|^{2} N_{j}$$

Analog, puterea transmisa de modul j care se propaga inapoi, este:

$$P_{-j} = \frac{1}{2} |a_{-j}|^2 \int_{A_{\infty}} (e_{-j} \times h_{-j}^*) \cdot \hat{z} \, dA = -\frac{1}{2} |a_{-j}|^2 N_j$$
  
P<sub>j</sub>>0; P<sub>j</sub><0.

Puterea modului j este transmisa de-a lungul ghidului cu viteza de grup:

$$v_{gj} = \frac{d\omega}{d\beta_j} = \frac{d\omega}{d\lambda} \frac{d\lambda}{d\beta_j} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \frac{d\lambda}{d\beta_j}, \quad (\omega = kc = 2\pi c / \lambda)$$

Viteza de grup se poate calcula daca se cunosc campurile. Pentru aceasta, se foloseste relatia (\*) de la ortogonalitatea modurilor, cu:

$$E_1 = E_j(\lambda) = e_j \exp[i\beta_j(\lambda)z], \quad E_2 = E'_j(\lambda') = e'_j \exp[i\beta'_j(\lambda')z]$$

Teorema divergentei in acest caz este:

$$\int_{A_{\infty}} \nabla F \, dA = i2\pi c \int_{A_{\infty}} dA \left[ \left( \frac{\varepsilon'}{\lambda'} - \frac{\varepsilon}{\lambda} \right) E_j E'_j^* + \left( \frac{\mu'}{\lambda'} - \frac{\mu}{\lambda} \right) H_j H'_j^* \right] = \frac{\partial}{\partial z} \int_{A_{\infty}} F \cdot \hat{z} \, dA = -i(\beta'_j - \beta_j) \int_{A_{\infty}} dA (e_j \times h'_j^* + e'_j^* \times h_j) \cdot \hat{z}$$

Ecuatia de mai sus se imparte cu  $\lambda' - \lambda$ , si se face limita  $\lambda' \to \lambda$ . In acest caz  $\lambda' - \lambda \to d\lambda$ ,  $\beta_j' - \beta_j \to d\beta_j$ ,  $e_j' \to e_j$ ,  $h_j' \to h_j$  si obtin:

 $-p_j \rightarrow ap_j, e_j \rightarrow e_j, n_j \rightarrow n_j \text{ sr obtrie}$ 

$$2\pi c \int_{A_{\infty}} \left[ |e_j^2| \frac{d}{d\lambda} \left(\frac{\varepsilon}{\lambda}\right) + |h_j^2| \frac{d}{d\lambda} \left(\frac{\mu}{\lambda}\right) \right] dA = -\frac{d\beta_j}{d\lambda} \int_{A_{\infty}} 2(e_j \times h_j^*) \cdot \hat{z} \, dA$$

Viteza de grup a modului j este deci:

$$v_{gj} = \frac{2}{\lambda^2} \frac{\int\limits_{A_{\infty}} (\boldsymbol{e}_j \times \boldsymbol{h}_j^*) \cdot \hat{\boldsymbol{z}} \, dA}{\int\limits_{A_{\infty}} \left[ |\boldsymbol{e}_j^2| \frac{d}{d\lambda} \left(\frac{\varepsilon}{\lambda}\right) + |\boldsymbol{h}_j^2| \frac{d}{d\lambda} \left(\frac{\mu}{\lambda}\right) \right] dA}$$

in aceasta expresie fiind inclusa dispersia materialului.

Deoarece campurile diferitelor moduri au expresii diferite,  $v_{gj}$  sunt diferiti pentru diferitele moduri. Chiar pentru un singur mod excitat cu o unda cvasimonocromatica de largime  $\Delta \lambda \ll \lambda_0$  unde  $\lambda_0$ 

este lungimea de unda centrala, apare o dispersie spatiala a pulsului pentru ca v<sub>gi</sub> este o functie de  $\lambda$ .

Aceasta dispersie care apare pentru ca componentele de diferite lungimi de unda (diferite frecvente) au viteze de grup diferite se numeste <u>dispersie intramodala</u>. In plus, daca mai multe moduri sunt

excitate simultan, apare <u>dispersia intermodala</u>, cu  $v_{gj}$  diferiti pentru diferiti j. Dispersia spatiala minima se obtine deci in fibre sau ghiduri de unda planare monomod.

Timpul de tranzit pe lungimea z, definit ca:

$$t_j = \frac{z}{v_{gj}} = -z \frac{\lambda^2}{2\pi c} \frac{d\beta_j}{d\lambda}$$

este diferit pentru diferiti j.

Daca se calculeaza timpul de tranzit t pentru un ghid planar cu indici de refractie constanti, se obtine pentru orice mod:

$$t = t_{og} [1 - 2\Delta(1 - \eta)]$$
, unde t<sub>og</sub> este timpul calculate in aproximatia opticii geometrice,  
 $\Delta = (n_m^2 - n_i^2)/2n_m^2$ , iar

$$\eta = \frac{\int (\boldsymbol{e} \times \boldsymbol{h}^*) \cdot \hat{\boldsymbol{z}} \, dA}{\int (\boldsymbol{e} \times \boldsymbol{h}^*) \cdot \hat{\boldsymbol{z}} \, dA}$$
este fractiunea din puterea modului care curge in miez (A<sub>m</sub> este sectiunea modului)

In general t<t<sub>og</sub>, si t=t<sub>og</sub> doar daca  $\eta = 1$ . Diferenta intre cele doua expresii se datoreaza faptului ca optica geometrica neglijeaza fenomenul difractiei,  $\eta \cong 1$  doar pentru fibre multimod.

# 5.2. Studiul transmisiei unor semnale prin fibre optice

Tehnic vorbind, transmisia datelor prin **fibra optica** se bazeaza pe conversia impulsurilor electrice in lumina. Aceasta este apoi transmisa prin manunchiuri de fibre optice pana la destinatie, unde este reconvertita in impulsuri electrice. Aceasta inseamna:

- rata de transfer foarte mare in raport cu celelalte tipuri de conexiune (practic nelimitata, si inca imposibil de folosit la maximum de catre aplicatiile existente);

- mai multa siguranta - fibra optica este insensibila la perturbatii electromagnetice si este inaccesibila scanarilor ilegale (interceptari ale transmisiunilor);

- posibilitatea de instalare rapida si simpla, in orice conditii, datorita greutatii reduse a cablului optic si existentei mai multor tipuri de cabluri

Se observă deci că fibra optica este un inlocuitor al conductoarelor clasice, din ce in ce mai folosit in diverse domenii de activitate. De fapt, fibra optica fiind realizata dintr-un material asemanator sticlei, prin acest tip de conductoare circula informatia sub forma de lumina datorita fenomenului de refractie a luminii. Conductoarele de lumina sunt realizate din doua tipuri de materiale, cu indicii de refractie respectiv  $n_1 < n_2$ .

Transmisia pe fibra optica a semnalelor video este o metoda larg raspandita azi in industria TVCI, in special in proiectele mari.Aceasta metoda are pierderi mai mici decat cele aparute la mijloacele "conventionale" si este practic imuna la orice interferente electrice.Dezvoltarea tehnologiei laser a adus o contributie importanta transmisiei pe fibra optica. Semnalul video moduleaza raza laser, care este apoi transmisa pe fibra. Calitatea imaginii ramane excelenta pe distante chiar mai mari de 50 Km. Aparitia amplificatoarelor cu fibra dopata cu erbium(EDFA) a fost una din cele mai notabile descoperiri in tehnologia comunicatiilor cu fibra optica.

Inainte aparitiei acestora metoda standard de a compensa pierderile din fibre era de a plasa periodic regeneratori electronici de-a lungul liniei de transmisie. Un regenerator era format din un fotodetector, blocuri electronice de procesare si amplificare si un transmitator. Din punct de vedere functional se producea conversie din domeniul optic in cel electric, procesare electronica, conversie electric catre optic si apoi retransmisie a semnalului regenerat. Avantajul acestor sisteme este ca deteriorarile rezultate din transmisie cum ar fi zgomotul, dispersia si efectele neliniare nu se

acumuleaza ceea ce face mai usor designul unor astfel de linii de transmisie. Insa prezenta blocurilor electronice din regeneratoare limiteaza exploatarea largimii de banda uriase a fibrei. Si mai departe, cum aceste blocuri erau proiectate in special pentru anumit "bit rate" si "modulation format", era nevoie de inlocuirea tuturor repetoarelor regenerative de-a lungul liniei atunci cand capacitatea sistemului trebuia marita. Pe de alta parte amplificatoarele optice precum EDFA amplifica direct semnalul cu cateva ordine de marime fara a fi limitate de viteza componentelor electronice. Si in plus amplificarea optica este independenta de "bit rate" sau de "modulation format", ceea ce implica faptul ca liniile de transmisie amplificate optic pot fi "up-graded"prin inlocuirea numai a echipamentelor terminale.

Insa deteriorarile semnalelor transmise se acumuleaza de-a lungul liniei de transmisie cand se folosesc amplificatoare liniare(repetoare analogice) asa ca nu pot fi ignorate. Ele constituie si factori cheie ce limiteaza transmisia. Dispersia, un fenomen liniar este relativ bine inteles si există variate tehnici de compensare efectiva a dispersiei. Efectele neliniare nu au fost analizate si intelese in profunzime mai ales daca e prezenta si dispersia; insa pot fi studiate prin simulari numerice sau prin experimente.

Tehnologia fibrelor optice a creat o revoluție în telecomunicații și transmisii de date prin faptul că nu există limitare din punct de vedere al capacității de transport, materialele din care sunt construite se află în natură în cantități (teoretic) nelimitate, iar tehnologia semiconductorilor se află în plin avânt.

#### Inconvenientele fibrelor optice

Fibra optică nu permite transportul de energie. Tehnicile instalațiilor trebuie să protejeze ochii: cantitatea de energie optică emisă din sursa de lumină și în final prin extremitatea fibrei sunt suficiente pentru a afecta retina înainte ca victima să observe. Este indispensabilă purtarea ochelarilor de protecție infraroșu pentru a lucra deasupra unui dispozitiv aflat în funcțiune.

#### Caracteristici

1. Atenuarea mult mai mica a semnalului.

2. Imposibilitatea perturbarii semnalului (imunitate la zgomot). Informatia care circula prin conductoarele clasice, adica curentul electric, poate fi usor perturbata prin aducerea in apropierea conductorului a unui corp care genereaza un camp magnetic. Acest camp, datorita fenomenului de inductie electromagnetica, genereaza in conductor o tensiune electromotoare care altereaza curentul din conductor. Spre deosebire de conductoarele clasice, informatia care circula prin fibrele optice (adica lumina), nu poate asa usor perturbata.

 Pastrarea secretului informatiei transmise. La conductoarele clasice, informatia poate fi usor interceptata prin aducerea in imediata apropiere a unor corpuri sensibile la campul magnetic generat la trecerea curentului electric prin conductoare. Pentru a reduce riscul interceptari sau perturbarii intentionate sau accidentale, conductoarele metalice se ecranau prin diverse procedee. Interceptarea este imposibila la fibra optica deoarece lumina nu iese din conductor si deci nu poate fi interceptata.
 Lipsa cuplajului electric intre emitator si receptor.

5. Fibrele optice sunt rezistente in medii acide sau cu radiatii (in special radiatii nucleare)

## 5.3. Efecte neliniare in fibre optice

Neliniaritatile in fibrele optice se pot clasifica in doua categorii. Una din ele este împrăștierea stimulate, cu cele doua variante Raman si Brillouin, iar cealalta se datoareaza efectului Kerr, care apare din modificarea indicelui de refractie datorita pompajului optic. In timp ce disiparile stimulate sunt responsabile de casigurile sau pierderile dependente de intensitate, indicele de refractie neliniar este responsabil de schimbarea de faza a semnalului optic. O alta diferenta dintre cele doua tipuri de neliniaritati este ca împrăștierea stimulate are nivele de prag pentru putere, iar cele bazate pe efect Kerr nu au.

#### **Efectul Kerr optic**

Indexul de refractie al fibrelor pe baza de siliciu folosite in comunicatii este slab dependent de intensitatea optica si e dat de formula:

$$n = n_o + n_2 I(t) \tag{1}$$

Desi indicele de refractie este o functie mica a puterii sempalului, puterea cea mai inalta de la amplificatoarele optice si distantelor mari de transmisie o fue sa nu mai fie eligibila in sistemele moderne de comunicatii. De fapt modularea de faza datorita indicelui de refractie dependent de intensitate induce numeroase efecte neliniare cum sunt: SPM, CPM si FWM.

Fourier

#### Self-phase modulation (spm)

Indicele de refractie al sticlei varieaza usor cu intensitatea luminii ce trece prin ea, deci schimbarile in intensitatea semnalului cauzeaza schimbarea vitezii luminii trecand prin sticla. Acest process cauzeaza modularea intesnitatii . Acest proces face ca modulatia intensitatii a unui canal optic sa moduleze faza canalului optic ce il creaza, astfel efectul se numeste "self-phase modulation". Cum puterea optica oscileaza, aceste defazaje de asemena eficace schimba frecventele a unor lungimi de unda; schimbarile sunt in sens contrar cu oscilatiile pulsului. Rezultatul total este sa largeasca banda canalului optic cu o cantitate care depinde de ritmul de schimbari in intensitatea optica de asemenea coeficientul neliniar al materialului fibrei.

Largimea spectrului cauzat de "self-phase modulation" produce dispersion-like effects, care poate sa limiteze transferul de date in unele sisteme de comunicare de lungimi mari, depinzand de tipul de fibra si dispersia sa cromatica. Pentru pulsurile ultascurte (mai putin de 1ps) cu pick-uri foarte inalte, self-phase modulation poate fii foarte puternica, generand un continuum de lungimi de unda. Selfphase modulation de asemenea stabilizeaza pulsurile numite solitoni, deci ei se propaga de-a lungul fibrei cu o forma constanta, desi atenuarea reduce amplitudinea lor. Acestea fac transmisia solitonilor un mod eficace de a prevenii self-phase modulation.

Dependenta indicelui de refractie de intensitatea optica cauzeaza o deplasare nelineara de faza cand se propaga printr-o fibra optica. Aceasta este data de formula:

$$\phi_{NL} = \frac{2\pi}{\lambda} n_2 I(t) z \tag{2}$$

unde I e lungimea de unda a undei optice si z e distanta de propagare . Deoarece schimbarea nelineara de faza e dependenta de propria sa forma de puls, ea poarta numele de self phase modulation.(SPM).

Cand semnalul optic este variant in timp (cum e un semnal mopdulat in intensitate, deplasarea nelineara de faza varianta in timp conduce la o largire a spectrului semnalului optic.

Daca largire spectrului e semnificativa poate cauza "cross talk" intre canalele vecine intr-un sistem DWDM.



Chiar si intr-un sistem unicanal, spectrul largit poate cauza o largire temporala semnificativa a pulsurilor optice in prezenta dispersiei cromatice. Totusi, sunt anumite cazuri in care spm si dispersia cromatica pot fi utile. Un exemplu este solitonul.



#### Cross-phase modulation (cpm sau xpm)

O alta deplasare de faza nonlineara ce are origine in efectul Kerr este modulatia cross phase. In timp de spm este efectul unui puls cu propria sa faza , cpm e un efect nelinear de faza datorita pulsurilor optice din alte canale. De aceea CPM are loc numai in sistemele multi canal. Intr-un astfel de sistem deplasarea nelineara de faza a semnalului in centrul lungimii de unda e descrisa de ecuatia:

$$\phi_{NL} = \frac{2\pi}{\lambda_i} n_2 z \left[ I_i(t) + 2\sum_{i \neq j} I_j(t) \right]$$
(3)

Primul termen e responsabil pentru SPM si al doilea pentru

speculatia ca efectul CPM poate fi cel putin de doua ori mai semnificativ decat spm. Oricum CPM apare numai cand pulsurile de pe alte canale sunt sincronizate cu semnalul de interes. Cand pulsurile de pe fiecare canal calatoresc cu viteze de grup diferite datorita dispersiei, pulsurile se suprapun unele peste altele.

$$L_{w} = \frac{T_{o}}{\left| v_{g}^{-1}(\lambda_{1}) - v_{g}^{-1}(\lambda_{2}) \right|} \approx \frac{T_{o}}{\left| D\Delta \lambda \right|}$$

unde  $T_0$  este latimea pulsului , vg este viteza de grup si  $l_i$ ,  $l_2$  sunt lungimea de unda centrala ale celor 2 canale, D e coeficientul de dispersie iar  $D_1 = |l_1 - l_2|$ .

Sistemele ducand multiple canale de lungimi de unda sunt vulnerabile la **cross phase modulation** ca si **self-phase modulation**. In acest caz, variatiile intensitatii a unui canal optic cauzeaza schimbarile indIcelui de refactie influentand alte canale optice. Aceste schimbari moduleaza faza luminii a altor canale optice, in plus **to self-phase modulation** a aceluiasi canal. Forta **cross phase modulation** se mareste cu numarul de canale, si devine puternica cu cat spatiul canulului devine mic. Exista moduri pentru a atenua acest effect, dar el poate sa limiteze viteza transmisiei.

#### Four-wave mixing (fwm)

*Four-wave mixing (FWM)*, numita si "suprapunerea a patru fotoni", reprezinta o interactie parametrica intre unde optice, care este analoaga distorsiunii intermodulare din sistemele electrice. Intr-un sitem multi-canal, bataile dintre doua sau mai multe canale cauzeaza generarea uneia sau mai multora frecvente cu pretul epuizarii puterii canalelor originale. Cand trei unde de frecvente *fi, fj,* si *fk* sunt introduse intr-o fibra, sunt generate noi componente de frecventa fFWM=fi+fj-fk. Intr-un caz mai simplu unde doua unde continue de frecventa *f*1 si *f*2 sunt introduse in fibra, generarea de benzi laterale datorate FWM este ilustrata in Figura 88. Numarul de benzi laterale creste geometric si este dat de relatia FWM altfel cunoascuta ca si

$$M = \frac{1}{2} (N_{ch}^3 - N_{ch}^2)$$
(5)

unde Nch este numarul de canale, si M este numarul noilor benzi generate.



Fig.88 Benzi laterale datorate FWM - sistem de două canale

De exemplu, opt canale pot produce 224 de benzi. Cum aceste produse datorate suprapunerilor pot cadea direct pe canalele de semnal, se cere o suprimare adecvata a FWM din insemnata interferenta dintre canalele de semnal si frecventele componente FWM. Cand toate canalele au aceeasi putere de intrare, eficienta FWM, h, poate fi exprimata ca raportul dintre puterea FWM si puterea de iesire a unui canal, fiind proportionala cu:

$$\eta \propto \left[\frac{n_2}{A_{\rm eff} D(\Delta \lambda)^2}\right]^2$$

(6), unde Aeff este aria efectiva a fibrei.

Ecuatia (6) indica faptul ca frecventele FWM ale unei fibre pot fi suprimate fie prin cresterea spatializarii canalului, fie prin cresterea dispersiei. O dispersie mare poate cauza o scadere a puterii mai alaes in sistemele cu rata de biti mare. Oricum, o proiectare atenta a hartii de dispersie care permite o dispersie locala mare dar limiteaza dispersia totala medie sub un anumit nivel, e gasita a fi foarte efecienta in lupta contra degradarilor induse de FWM. Exista o bogata colectie de literatura asupra hartilor de dispersie.Trei efecte diferite ale indicelul de refractie neliniar, numite SPM, CPM, si FWM au fost discutate. Oricum, intr-un sistem real, in special intr-un sistem DWDM in care canalele sunt grupate foarte apropiat unul de altul, largirea spectrului datorata celor trei efecte neliniare sunt de obicei insesizabile.

Este normal ca multiple canale optice traversand aceeasi fibra sa interactioneze unul cu altul foarte slab, facand **wavelength-division multiplexing (multiplexare in lungime de unda)**. Oricum, aceste interactii slabe in sticla pot sa devina semnificative pentru transmisiie in fibra optica pe distante lungi. Cea mai importanta este **four-wave mixing**(cateodata numita si F**our-photon mixing**) in care trei lungimi de unda interactioneaza pentru a o forma pe a patra. **Four-wave mixing** face parte dintr-o clasa larga de procese de genarare de armonice. Aceasta idee este ca doua sau mai multe unde combinate sa genereze unde cu frecvente diferite care este suma ( sau diferenta) semnalului care este multiplexat. A doua armonica generata sau dublarea frecventei este comuna in optica; ea combina doua unde la aceeasi frecventa pentru a genera o unda cu frecventa de doua ori mai mare(sau echivalent cu jumatade din lungimea de unda). Acest fenomen se poate intampla in fibrele optice, dar a doua armonica din banda de 1550 de nm este la distanta de 775 de nm, departe de banda de comunicatie, deci nu interfera cu nici-un semnal. **Four-wave mixing** este cel mai puternic efect neliniar care multiplexeaza frecventele canalelor optice in banda de 1550 de nm generand zgomot in

aceea banda. Cum este aratat in figura, trei unde combinate genereaza pe a patra frecvanta. Daca fiecare frecventa este v, noua frecventa v $_4$ , este:

 $\nu_4 = \nu_1 + \nu_2 - \nu_3$ 

In sistemele DWDM, canalele optice sunt apropiate si spatiate din 100 sau de 200 GHz. Aceasta inseamna daca  $v_1$  este inceputul,  $v_2$  este o frecventa mai mare de 100 Ghz, si  $v_3$  este de inca 100 Ghz si mai mare,

#### $v_4 = v_1 + v_1 + 100 \text{ GHz} - v_1 - 200 \text{ GHz} = v_1 - 100 \text{ GHz}$

# $v_4 = v_1 + v_1 - (v_1 + 100 \text{ GHz}) = v_1 - 100 \text{ GHz}$

**Four-wave mixing** poate sa acumuleze daca semnalele pe canalele optice raman in faza unul cu celalalt peste distante lungi. Aceasta se intampla cand dispersia cromatica este foarte apropiata de zero. Pulsurile transmise peste diferite canale optice, la lungimi de unda diferite, stau in aceleasi pozitii relative de-a lungul lungimii fibrei deoarece semnalul ia contact cu dispersia apropiata de zero. Alte tehnici de asemenea pot sa ajute sa controlăm **four-wave mixing**, ca spatierea canalelor optice. Cu toate acestea ramane o proprietate importanta de considerat in proiectarea DWDM.



#### Stimulated Brillouin scattering (sbs)

Undele optice si cele acustice intr-o fibra pot interactiona si cauza SBS. In aceasta , o unda optica puternica ca calatoreste intr-o directie (inainte) produce narrow band gain penru lumina ce se propaga din directie opusa. O parte din semnalul ce se propaga inainte este redirectionat inapoi rezultand o pierdere de putere in receptor.Daca pragul sbs e definit ca puterea ded intrare la care puterea imprastiata creste la fel de mult cu cat puterea de intrare in aproximarea undepleted pump si putera de prag sbs e proportionala cu

$$P_B^{th} \sim \frac{1}{g_B} \left( 1 + \frac{\Delta V_s}{\Delta V_B} \right)$$

unde gb e coeficientul de castig Brillouin,  $\Delta v_s$  este latimea liniei sursei si  $\Delta v_B$  este largimea liniei Brillouin.

Ecuatia 7 indica ca pragul puterii sa fie crescut cu cat largimea liniei sursei creste. Pentru fibrele optice la 1550 nm largima Brll este de aprox 20 Mhz, asa ca semnalel optice modulate la bitrate-uri mai mari vor avea mai putine efecte SBS. Din punctul de vedere al sistemului spectrul relativ ingust al sbs previne interactiile intre canale intr-un system WDM. Ceea ce face sbs independent de numarul de canale.Numai un singur semnal de pe un canal individual e nevoie sa fie sub puterea de prag. O alta caracteristica a SBS care o face mai putin problematica decat alte efecte nelin e ca sbs nu creste untr-un sistem lung amplificat deoarece amplificatoarele optice au unul sau mai multi izolatori optici.

Acestia impiedica acumularea luminii imprastiate inapoi de sbs.De aceea desi sbs ar putea fi unefect nedorit intr-un sistem optic de comunicatie, limitarile din sisem au loc datorita altor efecte nelineare. **Stimulated Brillouin scattering** are loc cand puterea semnalului atinge un nivel suficient pentru a genera vibratii mici acustice in sticla. Aceasta se poate intampla la o putere mai mica de cativa miliwatti in fibrele optice single-mode. Undele acustice schimba densitatea materialului, si astfel schimba indicele de refractie al materialului. In fibre, **stimulated Brillouin scattering** ia forma unei unde luminoase schimbata putin in frecventa fata de forma originala a undei luminoase. (Schimbarea este 11GHz, sau intre 0.09 nm si 1550 nm.) Unda imprastiata se intoarce catre transmitator. Efectul este puternic cand pulsul de lumina este lung( permitand o interactiune lunga intre undele de lumina si cele acustice), si largimea linei laserului este foarte mica, aproximativ 100 MHz. Sub asemenea conditii, el poate sa se intample la nivelele de putere mai mici ca 3 Mw in fibrele optice single-mode. Oricum, nivelul de putere a avut nevoie " **to trigger stimulated Brillouin**" pe masura ce lungimea de puls scade, deci efectul devine mai putin sever la un transfer de date mare.

**Brillouin scattering** directioneaza inapoi o parte a semnalului spre transmitator, efectiv marind atenuarea. Schimbarea mica de frecventa schimba efectul a canalului optic, deci nu creeaza "crosstalk" cu alte canale. Oricum, el limiteaza maximul de putere a unei fibrei optice single-mode care se poate transmite intr-o directie. Pe masura ce puterea creste, fractiunea de putere imprastiata in directia opusa creste brusc, si fibra in esenta devine saturata.

Semnalele optice care merge in directia opusa pot sa cauzeze probleme serioase , deci izolatoarele optice trebuie adaugate pentru a bloca "Brillouin scattering". In general , izolatoarele sunt puse la transmitatoare si la amplificatoarele optice, restrangand efectul "stimulated Brillouin scattering" la o singura deschizatura("span") de fibra optica intre izolatoare. Modularea schemelor speciale si proiectarea atenta de asemenea poate sa reduca efectul "of Brillouin scattering.



Fig.89.Puterea de iesire si cea imprastiată functie de puterea de intrare

#### Stimulated Raman scattering (srs)

SRS e provocata datorita interactiilor fotonilor cu vibratiile moleculare ale fibrei. SRS imprastie undele luminoase in ambele directii inainte si ianpoi, oricum lumina ce se propagha inapoi poate fi eliminata prin folosirea unor izolatori optici. De aceea problema mai importanta o constituie propagarea in directia inainte a luminii imprastiate . Coeficientul de castig Raman e cu aprox 3 ordine de marime mai mic decat cel Brillouin, si pragul SRS este cunoscut a fi in jurul 1W pe sistemul uni canal. Intr-un sistem uni canal puterea mare de prag face ca SRS sa fie negiljabil. Intr-o simpla Raman scattering, molecula absoarbe lumina, dupa aceea re-emite un foton cu o energie egala cu ceea a fotonului original, plus sau minus energia modului de vibratie a unei molecule. Acesta este efectul a scattering light si a schimbarii lungimii de unda. Cand o fibra transimite doua lungimi de unda corezpunzatoare, stimulated Raman scattering, poate sa transfere energia de la una la alta. In acest caz, o lungime de unda excita vibratia moleculara, dupa care lumina celei de a doua lungimi de unda stimuleaza molecula pentru a emite energia celei de a doua lungimii de unda.Deplasarea Raman (Raman shift) intre doua lungimi de unda este este relativ de larga, aproape 13 THz(intre 100 nm si 1550 nm ) ceea ce e cu aprox 6 ordine de marime decat cel al SBS, dar el poate sa creeze "crosstalk" intre canalele optice. El de asemenea poate sa epuizeze puterea semnalului transferand energia luminoasa la alte lungimi de unda afara din banda de lucru. Charplyvy si Tkach au estimat caracteristicle necesare pentru o degradare a semnalului SNR cu mai putin de 0.5db pe canal si au

gasit ca pentru aceasta trebuie ca produsul dintre puterea totala , largimea de banda si lungimea totala efectiova a sistemului sa fie sub 10 Thz\*mW\*Mm. Pragul SRS e suficient de inalt pentru ca alte efecte nelineare produse de variatia indicelui de refractie sa fie niste factori limitatori mai importanti in retelele de comunicatii moderne.



Fig.90 Câștigul Raman in functie de deplasarea în frecvență

Neliniaritatile din fibra sunt intre cei mai limitativi factori in de la descoperire amplificatoarelor EDFA datorita faptului ca puterea de intrare creste si efectele neliniaritatilor din fibra se acumuleaza prin folosirea EDFA. In sistemele WDM ( wave division multiplexing ) interferenta intre canale datorita neliniaritatilor din fibra poate limita drastic performanta sistemului.De aceea intelegerea neliniaritatilor este cruciala in optimizarea performantei sistemului pe liniile de transmisie cu fibra optica.Dar exista putine metode analitice pentru analizarea efectelor neliniare cu exceptia catorva cazuri particulare cum este cel al solitonilor. In conventional se folosesc metode numerice cum este metoda split step Fourier pentru investigare estor efecte.

#### 5.4. Aplicatii ale luminii ghidate

Fibrele optice se folosesc in telecomunicatii (mai ales in telefonia digitala), la realizarea diverselor tipuri de tranmisii de date, conexiuni intre calculatoare (retele), in constructia avioanelor de lupta, a tancurilor, transportoarelor in armamentul modern, senzori cu fibra optica, endoscopie (Fibrele optice se folosesc in constructia fibroscoapelor cu aplicatii in medicina si electronica.

# Fibroscopul:

Fibroscopul, metoda de endoscopie cu fibra optica, este o forma de investigare pentru afectiunile ORL, dificil de vizualizat prin instrumente clasice. "Examinarile se fac de cele mai multe ori pe cale nazala, fibroscopul reusind sa parcurga dist ta dintre vestibulul nazal si pana la primele inele traheale si sa ofere imagini color, completa... de sunete, ale tuturor regiunilor aflate intre aceste doua puncte. Aparatul arata ca o bagheta in care se afla doua fascicule: unul pentru lumina si altul pentru imagine, ambele acoperite cu cate un strat fin de sticla. Raza luminoasa din fascicul permite vizualizarea diferitelor afectiuni in aceste zone, care sunt neiluminate. Fiecare fascicul are intre 10.000 si 15.000 de fibre, iar extremitatile fasciculului optic sunt prevazute cu lentile care maresc imaginea si o regleaza dupa dorinta examinatorului. Monitorul ghideaza examinatorul in explorari si capteaza imagini din zona leziunii. Aparatele moderne de examinare sunt prevazute cu canale de aspirare pentru mucoasa nazala, saliva sau sange, canale de irigare si canale pentru atasarea de instrumente, precum pensa de prelevare de fragmente de tesut.



*Un fibroscop* performant permite o miscare de 180 de grade, ceea ce inseamna o mai buna vizualizare a afectiunilor. Pentru fibroscopiile pe cale bucala, aparatul trebuie reglat in

dimensiune, in functie de distanta dintre amigdale sau de marimea limbii. Exista fibroscop pentru adulti, dar si pentru copii - dimensiunea lui fiind mai mica. Metoda de examinare se poate aplica astfel chiar si la copiii sub 6 luni si poate depista din timp o serie de malformatii.

# Endoscopul

Un grup coerent de fibre se utilizează, uneori împreună cu lentile, la un dispozitiv lung și subțire de achiziționat imagini, numit endoscop, folosit pentru a vedea obiecte printr-o gaură mică.

Endoscoapele medicale sunt utilizate pentru proceduri chirurgicale neinvazive (endoscopie). Endoscoapele industriale sunt utilizate la inspectarea unor puncte la care se ajunge greu, cum ar fi interioarele motoarelor cu reacție.

Schema generală a unui endoscop

Endoscopul constă din două sisteme optice diferite:

- sistemul de iluminare;
- sistemul de formare și transmitere a imaginii.





Sistemul de iluminare transmite lumina spre obiectul investigat, care se situează în interiorul unei cavități închise, unde lumina naturală nu ajunge. Sistemul se formează dintr-o sursă de lumină (de obicei o lampă de xenon), S, o oglindă recuperatoare, Og, corp colimator, K, un filtru termic, Fc și un mănunchi de fibre optice, FL, care transmit lumina spre zona invetigată, O.

Sistemul optic principal, care formează și transmite imaginea, constă dintr-un obiectiv, Ob, un mănunchi coerent de fibre optice, FL și un ocular, Oc. În figura 4.1, receptorul imaginii este ochiul uman, Obs. Sistemul poate să conțină lentile adiționale, care formează imagini reale care pot fi proiectate pe un ecran, un film sau un receptor foto conectat la un calculator.

Schema optică a endoscopului va fi analizată în următoarele paragrafe și este prezentată în figura 4.2.



Figura 92 Schema optică a sistemului de transmitere a imaginii

Obiectivul trebuie să formeze o imagine intermediară reală, y'<sub>Ob</sub>, ceea ce înseamnă că planul obiect trebuie plasat între focarul obiect și planul principal obiect. În același timp, instrumentul trebuie să se apropie cât mai mult de obiectul investigat. Aceste condiții impun o distanță focală efectivă și frontifocala imagine foarte mici. Obiectivul formează o imagine mărită y'<sub>Ob</sub>, care este transmisă de mănunchiul de fibră optică undeva între ocular și focar. Imaginea finală este virtuală, inversată și mărită. Grosismentul final este

$$\Gamma = \beta_{\rm Ob} \cdot \Gamma_{\rm Oc} \,, \tag{4.1}$$

unde  $\beta_{Ob}$  este grosismentul obiectivului, și  $\Gamma_{Oc}$  este grosismentul ocularului. Fibrele optice nu măresc imaginea.

### Analiza obiectivului endoscopului

Obiectivul a fost proiectat folosind datele de intrare: f'=15 mm, NA=f'/5 și unghiul de câmp egal cu 300°. Software-ul de proiectare a returnat soluția prezentată mai jos. Obiectivul a fost proiectat ca un triplet apocromatic și după corectarea aberației prin despărțirea lentilelor rezultă un triplet de lentile despărțite de aer.

Analiza completă, inclusiv a caracteristicilor optice, geometrice și a aberațiilor cromatice, analiza frontului de undă, funcția optică de transfer, diagrama spot și LSF/KED, au fost realizate folosind versiunea demo a software-ului OSLO LT. În următoarele figuri sunt prezentate rezultatele analizelor. Desenul obiectivului și mersul razelor este prezentat în figurile 4.3 și 4.4.



Figura 93 Desenul obiectivului







Figura 95 Elementele componente ale unei fibre optice

#### Influența fibrelor optice asupra rezoluției și contrastului

Fibrele optice transmit lumina folosind fenomenul de reflexie internă totală. O fibră cilindrică (fig. 4.5) conține un miez (1), manta(2), și un înveliș protector (nu e reprezentat în figura 3.12a). Indicele de refracție al miezului,  $n_1$ , este mai mare decât indicele de refrecție al stratului 2,  $n_2$ . Deschiderea maximă a fasciculului de lumină, care poate fi transmis prin fibră, depinde de indicii de refracție:

$$\sin\sigma = \sin\varepsilon_o = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \tag{3.1}$$

Pentru fibrele cilindrice, deschiderea la intrare și la ieșire sunt egale ( $\sigma$ '= $\sigma$ ), ceea ce înseamnă că grosismentul fibrei este  $\beta$ =1 și unghiul de câmp al obiectivului este deasemenea egal cu cel al ocularului.

Pentru fibrele conice, apertura de intrare și cea de ieșire sunt diferite ( $\sigma$ '< $\sigma$  și  $\beta$ <1 în figura 4.6). Inversarea fibrei duce la relația  $\beta$ >1.



Figura 96 Fibră cilindrică (a) și fibră conică (b)

Mănunchiul de fibre care transmite imaginea, trebuie să fie neapărat coerent. Aceasta înseamnă că coordonatele unei fibre la capătul de la intrare trebuie să fie la fel ca la capătul de ieșire.

Mărimea fibrelor influențează puternic rezoluția și contrastul imaginii. În figura 4.7 sunt reprezentate fațetele de intrare și de ieșire ale mănunchiului de fibre cu secțiune hexagonală. În față se plasează un obiect în formă de L. Unele fibre sunt complet acoperite de către obiect, iar fibrele care alcătuiesc conturul obiectului sunt acoperite doar parțial. Imaginea transmisă nu are marginile drepte.



Figura 97 Pierderea contrastului și rezoluției prin transmisia imaginii prin fibră optică

Această problemă de iluminare inegală și eroare de contur (contrast și rezoluție) depinde în principal de secțiunea transversală și dimensiunea fibrelor. Rezoluția este invers proporțională cu diametrul total al fibrei și direct proporțională cu suprafața miezului fibrei.

Contrastul și, în general, asemănarea între imagine și obiect este direct proporțional cu deschiderea și invers proporțional cu atenuarea globală (pierderea de energie). O trăsătură specială a mănunchiului de fibră optică folosit de endoscop este secțiunea totală, care trebuie să fie foarte mică (câțiva milimetri). Din acest punct de vedere se preferă o secțiune pătrată sau hexagonală. Dacă manunchiul de fibre flexibil asigură contrastul, iluminarea și rezoluția, atunci calitatea imaginii depinde obiectiv și ocular. În vederea achiziționării de imagini și transformării lor în imagini digitale sunt necesare două elemente: un dispozitiv (senzor) sensibil într-o anumită gamă a spectrului energetic electromagnetic, care produce la ieșire un semnal electric proporțional cu energia acestor radiații, și un digitizor, care convertește semnalul analogic de la ieșirea senzorului în formă digitală.



Figura 98 Dispozitiv videocaptor CCD liniar. Senzorul CCD

Aberațiile geometrice și cromatice includ sferocromatismul, variația cromatică a focarului, curbura astigmatică de câmp, curbele de interceptare a razelor în plan tangențial și sagital, distorsiunea și colorarea laterală sunt prezentate în figura 99.



Figura 99 Aberațiile geometrice și cromatice ale obiectivului

# Prelucrarea imaginilor

Scopul procesării imaginilor în cadrul chirurgiei endoscopice este de a detecta vârful instrumentului cu ajutorul unei imagini preluate de endoscop și de a calcula coordonatele punctului focal (în referință cu coordonatele imaginii), pentru a le transfera la o unitate de control. Cel mai important aspect este timpul. Analiza imaginii trebuie să abia loc în timp real iar rata de transfer trebuie să fie de 20fps.



Prin îmbunătățirea imaginii se urmărește accentuarea selectivă a unor caracteristici de interes, cum ar fi contrastul sau muchiile, simultan cu atenuarea altor caracteristici irelevante în raport cu scopul urmărit. Tehnicile de îmbunătățire fac imaginea mai ușor de interpretat.

Principalele operații din categoria tehnicilor de îmbunătățire sunt: modificarea contrastului; modificarea culorilor; eliminarea zgomotului; accentuarea contururilor; filtrarea imaginii. Imanginile color, precum cele preluate de endoscop, pot fi reprezentate de o matrice de culori: *colormap*. Această matrice este de ordinul m x 3, a cărei elemente sunt numere reale între 0.0 și 1.0. Fiecare rând este un vector RGB care definește o culoare. Rândul K al matricii definește culoarea k, unde map(k,:) = [r(k) g(k) b(k)]) specifică intensitățile de roșu, verde și albastru. Luminozitatea și contrastul

În aplicație prima operație de îmbunătățire a imaginii este cea de ajustarea a luminozității. Comanda folosită în acest sens este:

# J = imadjust(imaginea-originală,[],[],beta);.

Prin intermediul acesteia se crește sau scade intensitatea culorilor unei imagini. Coeficientul *beta* poate primi valori între 0 și 1. Cu cât valorile sunt mai apropieate de 0 cu atât imaginea va fi mai luminoasă.



Figura 101. Imaginea inițială



Figura 102. Imaginea rezultată cu luminozitatea modificată

## Senzori cu fibră optică

În unele aplicații se folosesc senzori care sunt ei înșiși fibre optice. În alte cazuri, fibra optică este utilizată pentru a conecta un senzor cu sistemul de măsurare. În funcție de aplicație, fibra optică se poate folosi deoarece este mică, sau pentru că în punctul îndepărtat de măsurare nu există energie electrică, sau pentru că astfel se pot multiplexa mai mulți senzori pe lungimea unei singure fibre prin folosirea de lungimi de undă diferite pe fiecare senzor, sau prin detectarea întârzierii suferite de lumină la trecerea prin fiecare senzor. Fibra optică se poate utiliza ca senzor de măsurare a tensiunii, temperaturii, presiunii și a altor cantități prin modificarea fibrei astfel încât cantitatea de măsurat să moduleze intensitatea, faza, polarizarea, lungimea de undă sau durata de trecere a luminii. Senzorii care pot varia intensitatea luminii sunt cei mai simpli, deoarece sunt necesare doar o sursă și un detector.

Senzorii extrinseci utilizează un cablu de fibră optică, în mod normal multimodal, pentru a transmite lumină modulată fie de la un senzor de alt tip, fie de la un senzor electronic conectat la un transmițător optic. Un beneficiu major al senzorilor extrinseci este abilitatea lor de a ajunge în locuri altfel inaccesibile. Un exemplu îl constituie măsurarea temperaturii din interiorul motoarelor cu reacție ale avioanelor cu ajutorul unei fibre care transmite radiații într-un pirometru aflat în afara motorului. Senzorii extrinseci pot fi utilizați în același fel pentru a măsura temperatura internă a transformatoarelor electrice, unde câmpurile electromagnetice prezente fac imposibile alte tehnici de măsurare. Senzorii extrinseci măsoară și vibrații, rotații, deplasări, viteze, accelerații, momente ale forțelor și tensiuni mecanice.

#### 6. Metamateriale neliniare si aplicatii

Unul dintre subiectele de interes în tehnologia materialelor este în ultimii ani producerea și studiul proprietăților materialelor cu indice de refracție negativ. Cercetările au depășit deja pragul teoriei fundamentale și au început să vizeze tot mai mult posibilele aplicații, două dintre ele fiind instrumentele optice fără aberații și obținerea invizibilității.

Metamaterialele sunt structuri microscopice create in laborator care, la anumite frecvente, dau valori negative pentru conductibilitate si permeabilitate. Aceste materiale pot avea un indice de refractie negativ, adica pot intrerupe reflexiile luminii pe un obiect, facandu-l practic, invizibil. Metamaterialele au proprietati care nu se inscriu in tabelul periodic al elementelor chimice si reactii care nu functioneaza in mod absolut dupa actualele legi ale electromagnetismului.

Proprietățile acestor materiale au fost descrise teoretic pentru prima dată în anul 1967 de fizicianul Victor Veselago, dar la acea vreme tehnologiile erau prea rudimentare pentru a permite experimente complexe. Abia în anul 2001 au fost obtinute primele rezultate experimentale, cu radiatie electromagnetica de microunde. În prezent se produc primele materiale cu indice de refracție negativ pentru lumina vizibilă și sunt investigate (teoretic și experimental) posibilele aplicații ale noii tehnologii, două dintre ele fiind instrumentele optice fără aberații și obținerea invizibilității.

Principala calitate a unui material cu indice de refracție negativ ține de fenomenul de refracție a luminii, care înseamnă modificarea traiectoriei luminii la trecerea dintr-un mediu în altul. Spre deosebire de un material obișnuit, un material cu indice de refracție negativ deviază considerabil mai mult razele de lumină, fiind suficientă pentru producerea unei lentile, utilizarea unei lame paralele dintr-un asemenea material (fără curbură). În plus, utilizarea unui material cu indice de refracție negativ conduce la obținerea unor instrumente optice care nu au limitările intrumentelor optice uzuale, care țin în special de imposibilitatea vizualizării unor obiecte mai mici decât lungimea de undă a luminii (cum se întâmplă în cazul unui microscop). Din acest motiv, apariția materialelor cu indice de refracție negativ deschide o nouă epocă în tehnologia instrumentelor optice.

Cel mai spectaculos avantaj al materialelor cu indice de refracție negativ ține de posibilitatea curbării luminii prin refracție în jurul unui obiect îmbrăcat într-un asemenea material, așa cum se vede în figura 103.



Fig.103

Un asemenea obiect ar deveni invizibil pentru un observator extern, fără a fi necesară o poziționare specială a acestuia. Dificultățile pe care le ridică elaborarea unei asemenea tehnologii sunt deosebite, mai ales pentru că obținerea indicelui de refracție negativ necesită realizarea unei combinații la scară nanometrică între materiale cu proprietăți electrice și magnetice speciale. În plus, în momentul de față efectul de indice de refracție negativ depinde puternic de lungimea de undă a luminii utilizate (spre exemplu, efectul se poate produce pentru lumină roșie fără a se produce pentru lumină albastră). Crearea unui material care să asigure invizibilitatea în lumină naturală necesită o plajă mult mai mare de lungime de undă, care să acopere tot domeniul spectrului optic.



Structura unui metamaterial neliniar acordabil

Prezinta o vedere de aproape a unui rezonator de tip *split-ring* cu capacitate variabila-dioda. Fiecare rezonator are o dim de aprox 1cm.

Dispozitivul experimental realizat în 2006 de catre un grup de cercetatori de la Duke University, Durham, Statele Unite, Imperial College Londra și SensorMatrix, o companie din San Diego, a reusit sa faca invizibil aproape in totalitate un cilindru de cupru. Cilindrul de cupru ambalat intr-un material special n-a putut fi identificat de microundele care l-au traversat, obiectul devenind ca urmare nedetectabil prin radar. Denumit de presa din intreaga lume "prima pelerina functionala a invizibilitatii", dispozitivul reprezinta un fel de scut, o bariera realizata din asa-numitele metamateriale precis dispuse intr-o serie de cercuri concentrice. In natura nu exista nici un material capabil sa curbeze lumina (dezvoltate de David Smith și David Schurig de la Duke University, pe baza rezultatelor teoretice obtinute de Sir John Pendry, profesor la Imperial College din Londra). Metamateriale ghideaza undele si le fac sa alunece in jurul obiectului - a explicat David Schurig -, dand impresia ca in spatiu se creaza un gol.

Conform specialistilor, acest fenomen este similar celui pe care-l numim miraj sau Fata Morgana si in care straturile de aer cu diferite temperaturi (în consecinta, cu diferiti indici de refractie) curbeaza razele de lumina si produc impresia ca undeva, la orizont, se afla o oglinda sau suprafata unui lac. Fenomenul în natură este însă foarte instabil si depinde de mai multi factori. Metamaterialele produc acelasi efect intr-o structura stabilă.

Metamaterialele sunt de interes pentru rolul lor

- Academic și tehnologic
- Aplicații viitoare în diferite domenii
- Ințelegerea și dezvoltarea în continuare a fenomenelor specifice
- Simulare si proiectare de structuri metamateriale
- Realizare de structuri proiectate (diferite tehnici de nanostructurare)
- Măsurarea parametrilor fizici de interes

Aplicațiile directe și conexe opticii moderne sunt numeroase și în permanentă dezvoltare. Pe măsura apariției și introducerii acestora în domeniile beneficiare, ele trebuie să fie cunoscute de către cei care studiază acest domeniu, în toate aspectele – teoretice și experimentale, de simulare, proiectare și realizare practică.

# **Bibliografie:**

- 1. Eugene Hecht, Optics, 2001, Addison-Wesley
- 2. Max Born, Emil Wolf, Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light, 1999, Cambridge University Press
- 3. I.-I.Popescu, F.Uliu, "Optica geometrica", Ed.Universitaria, Craiova, 2006)
- 4. G. Meier, E. Sackmann, J. G. Grabmaier, Applications of liquid crystals, Springer, Springer Verlag Berlin-Heidelberg-New-York (1975).
- 5. Adrian de Vries, Pramana Suppl. 1, 93 (1975); B. K. Vainstein, Chistyakov, Pramana Suppl. 1, 79 (1975).
- 6. E. M. Barrall, I1, R. S. Porter, J. F. Johnson, J. Physical Chemistry 70 (2), 385 (1966)

- 7. P. Sterian- Note de curs " Bazele fotonicii", 2012
- 8. J.I. Ferguson and N.N. Goldberg, Brit.Pat.I 218, 725 (1969)
- 9. Z.B. Alfassi, A.P. Kusshelevsky and L. Feldman, Mol.Cryst.Liq.Cryst. 35, 353 (1976)
- 10. B. Kerelenevich and A. Coche, Electron Lett. 13, 261 (1977)
- 11. T.A. Kosinov, M.W. Kurik, O.D.Lavrentovich, W.A. Linev and S.Z. Shulge, Ukr.Fiz.Zhurn. 30, 1814 (1985)
- 12. R. S. Stein, Mol. Cryst. Liq. Cryst. 6, 125, (1969)
- 13. M. B. Rhodes, R. S. Porter, W. Chu, R. S. Stein, Mol. Cryst. Liq. Cryst. 10, 295, (1970)
- 14. N. L. Kramarenco, I. V. Kurnosov, Yu. V. Naboikin, Phys. Stat. Sol. 25, 329, (1974)
- 15. R. S. Stein, P. R. Wilson, J. Appl. Phys. 33, 1914,(1962)
- 16. R. S. Stein, M. B. Rhodes, J. Polymer Sci. 13, 1, (1965)
- 17. M.A.Ghelmez (Dumitru), E.Slavnicu, R.Trascu, SPIE Vol.4159, 52, (1999)
- Bo Xu , Study of Fiber Nonlinear Effects on Fiber Optic Communication Systems, A Ph. D. Dissertation presented to the Faculty of School of Engineering and Applied Sciences University of Virginia, August, 2003
- 19. C.Gruescu, Optica tehnica ,Ed. Oriz.Univ., 1999)
- 20. Jong-Hyung Lee, Analysis and Characterization of Fiber Nonlinearities with Deterministic and Stochastic Signal Sources, Blacksburg, Virginia, , February 10, 2000
- 21. Edwin E. Boldrey, David R.Holbrooke, Victor Richards, Ultrasonic transmission holography of the eye.
- 22. Vlad Valentin I. Introducere în holografie, Editura Academiei, 1973
- Bates, D., Kleckner N. Chromosome and Replisome Dynamics in E. coli: Loss of Sister Cohesion Triggers Global Chromosome Movement and Mediates Chromosome Segregation. Cell, vol. 121(6), 2005, pp. 899-911.
- 24. Popescu, I., Uliu, Fl. S. Bazele fi zice ale opticii, Optica scalară. 1998, vol. 1, 522 p.
- 25. Bergoënd, C., Arfi re, N., Pavillon, C. Diffraction tomography for biological cells imaging using digital holographic microscopy. Laser Applications in Life Sciences,vol. 7376, 2010
- 26. Ricardo, J., Muramatsu, M., Palácios, F., et al.Photorefractive digital holographic microscopy. RIAOOPTILAS,2010
- 27. Traian Tandin, Crime, criminali și polițiști, Ed.Paralela 45, 2006
- 28. Traian Tandin, Erori judiciare, Vol.1, Ed.Juridică, 2005
- 29. Tudorel-Severin B.Butoi, Criminali în serie, Ed.Phobos, 2005
- 30. Mihaela Dumitru, "Fizica laserilor si aplicatii", Ed.U.P.B., 1993
- 31. Mihaela Ghelmez (Dumitru), C.Toma, St.Pusca, Andreea Sterian, "Elemente de aprofundare a lucrarilor de laborator de optica-Indrumar", Ed.Printech, Bucuresti 2004,
- 32. Mihaela Ghelmez (Dumitru), Fizica Moderna. Materiale si note de curs, Ed.Printech, Bucuresti 2008
- 33. M.A.Ghelmez, B.Dumitru, "Metode optice de inalta rezolutie" (Materiale, note de curs, teme experimentale si aplicative), Editura Printech, Bucuresti, 2015
- 34. I.M. Popescu, A.M. Preda, s.a., Aplicatii ale Laserilor, 1979
- 35. A.Nat: Biofizică medicală, Editura Cartea Universitară, București, 2005.
- 36. S. Herman: Aparatura medicală, Editura Teora, București, 2000.
- 37. S. Herman: Modelare cibernetică în medicină, Editura Eonia, București, 2002.
- 38. R.C. Stanley: Applied physical techniques, London Butterworths, 1973.
- 39. D. Creangă: Elemente de radiobiofizică, Editura Cermi, Iași, 2005.^ a b c Near-Field Scanning Optical Microscopy. Olympus America Inc. 12 Oct 2007.
- 40. C.S. Sandu, V.S. Teodorescu, C. Ghica, P. Hoffmann, T. Bret, A. Brioude, M.G. Blanchin, J.A.Roger, B. Canut, C. Garapon, "Densification and crystallization of SnO2:Sb sol-gel films using excimer laser annealing", Applied Surface Science, 9624 (2003)
- 41. L.N. Lisetski, B.S.Prister, V.N. Borzenko, Yu.E.Shapiro, V.D.Panikarskaya, O.V. Korzovskaya, "Radiation-Induced Effects in Liquid Crystalline Phases of Biological Membranes", ECLC'97 Conference, March 3-8, 1997, Zakopane, Poland
- 42. P.J.Quinne, "Progress in Biophysics and Molecular Biology", 1981

- 43. M. Dumitru, M.Honciuc, C.Gheorghe, "Estimation of the cholesterol percentages in mixtures arachidonic acid cholesterol", SPIE Vol.2137, 644-652, 1994
- 44. F.Volke, "The mean order of carbon 16 chain phospholipids in the liquid crystalline phase studied by a 1H pulse NMR method", Studia Biophysica, vol.90, 141-148, 1982
- 45. M. Honciuc, C.Motoc, M.Dumitru, R.Mitroi, L.Sterian, R.Honciuc, "Electrical properties of some fatty acid cholesterol mixtures", Mol.Cryst.and Liq.Cryst., Vol.215, p 229-235, 1992
- 46. F.Fitzpatrick, R.Murphy, "Cytochrome P450 metabolism of arachidonic acid: Formation and biological actions of epoxigenase derived eicosanoids", Pharmacol Rev., 40, 229, 1989
- 47. M. de Gunst, "Stochastic modelling of ion channel kinetics: an introduction", Proc. of the Intl. Conference Deterministic and stochastic modelling of biointeractions, Sofia, Bulgaria, 1997
- 48. N.B.Hannah, U. Colombo, "Electronic Materials", New York, Plenum Press, 1972
- 49. M.Ghelmez (Dumitru), E.Slavnicu, "Biological Membrane Simple Models in Physical Fields", Ed.Printech, 2005
- 50. Mihaela Dumitru, "Tehnici noi in fizica", Ed. Did. si Ped., Acad. de Teatru si Film, 1990
- 51. Mihaela Ghelmez (Dumitru), C.Toma, FIZICA. "Culegere de texte si note de curs pentru studentii facultatilor de profil mecanic", Ed. Printech, 2006
- 52. Lisa Gye, Picture This: "The Impact of Mobile Camera Phones on Personal Photographic Practices in Continuum", Vol. 21, Issue 2, 2007, pp 279-288
- 53. Alain Briot, « De ce trebuie sa prelucram fotografiile », Beaux Arts Photography, 2011)
- 54. Cocquerez J.P., Philipp S., « Analyze d'Images:Filtrage et Segmentation », 2000
- 55. Ghelmez, M., Nonlinear optical effects in biological membrane models, Ed. Printech, Bucharest, 2000
- 56. Marisu Stefan Iacob, Suport curs Atelier PHOTO
- 57. Cajori, Florian "A History of Physics in its Elementary Branches, including the evolution of physical laboratories." MacMillan Company, New York 1899
- 58. Arumugam, Nadia. "Food Explainer: Why Is Some Deli Meat Iridescent?". Slate. The Slate Group. Retrieved 9 September2013.
- 59. Andrew Norton (2000). Dynamic fields and waves of physics. CRC Press. p. 102. ISBN 978-0-7503-0719-2.
- 60. Francesco Maria Grimaldi, Physico mathesis de lumine, coloribus, et iride, aliisque annexis libri duo (Bologna ("Bonomia"), Italy: Vittorio Bonati, 1665
- 61. Baber, Zaheer (1996). The science of empire: scientific knowledge, civilization, and colonial rule in India. Albany, NY: State University of New York. p. 23.
- 62. M. Dumitru (Ghelmez), M. Honciuc, L. Sterian, C.Gheorghe, "Optical nonlinearities induced by laser radiation in some fatty acids from the biological membrane", in Thermal Therapy, Laser Welding, and Tissue Interaction, SPIE Vol. 3565, 139-150, Stockholm, 1998.
- 63. G. Friedel, "Anns. Phys.", 18, 273, 1922
- 64. P.G. de Gennes, J. Prost "The Physics of Liquid Crystals" second ed. Clarendon Press. Oxford, 1993
- 65. J.L. Blinov, V.G. Chirinov "Electrooptic Effects in Liquid Crystal Materials", ed. G.W. Taylor, Gordon, 1994
- 66. Mihaela Ghelmez (Dumitru), B.Dumitru, "Aplicatii tehnice ale unor componente din membrana biologica", Ed.Printech Bucuresti, 2000
- 67. Mihaela Ghelmez (Dumitru), Elena Slavnicu, R. Trascu, "Low Power Laser Beams Interaction with Irradiated Substances from the Biological Membrane", EBIOS 2000, SPIE Vol. 4159 "Effects of Low Power Light on Biological Systems V", Ed. Tiina Karu, R.Lubart
- 68. Mihaela Ghelmez (Dumitru), B. Dumitru, Maria Honciuc, Carmen Popa, Andreea Sterian, "Studies in light field of the mesomorphic state of some biological membrane models", E-MRS 2000, Starsbourg, Franta, Symposium H: Optoelectronics II, Molecular Photonics; From Macroscopic to Nanoscopic Applications, (in curs de publicare in Synthetic Metals)
- 69. Mihaela Ghelmez (Dumitru), B. Dumitru, Andreea Sterian, R. I. Trascu, "Experimental and computer studies of the functional activity in laser field of some components of the biological membrane", Summer School of Quantum Electronics, Varna 2000, Varna, Bulgaria

- 70. Mihaela Ghelmez (Dumitru), Maria Honciuc, B.Dumitru, R.I.Trascu, "Computer Models For The Simple Biological Membranes", Balkan Physics Letters BPL
- 71. B.Dumitru, Nicoleta Rizescu, R.I.Trascu, Dana Ghelmez, Mihaela Ghelmez (Dumitru), Maria Nedelcu, "Computer Tools For Improving Higher Education", Balkan Physics Letters BPL
- 72. V.Ninulescu, Mihaela Ghelmez (Dumitru), Andreea Sterian, J.Y.Zhou, "Femtosecond Experimental And Computer Aided Investigation Of A Nd:Yag Crystal", Balkan Physics Letters BPL
- 73. Mihaela Ghelmez, "Computer based solar education for Chemistry College", "Progress in Solar Education" (PiSEE) Proceedings of ISREE'2000, Oslo, Norway, 2000.
- 74. Mihaela Ghelmez (Dumitru) Efficiency Of The Computer Based Education In Accomplishing Professional And Social Tasks, BPU-4, aug. 2000, Veliko Turnovo, Bulgaria
- 75. M. Honciuc, Mihaela Ghelmez (Dumitru), Elena Slavnicu, A.Toma, R. Trascu, "Nonlinear Optical Behaviour Of Some Fatty Acids Irradiated With Thermal Neutrons, EOSAM 2000, Northern Optics Meeting+European Optical Society Meeting, iunie 2000, Uppsala, Suedia.
- 76. Mihaela Ghelmez (Dumitru), "The importance of the liquid crystalline state for the biological membrane processes", EPS-CMD-11, 13-17 March 2000, Montreux, Elvetia
- 77. M.Honciuc, Mihaela Dumitru (Ghelmez), E.Slavnicu, M.Piscureanu, I.Badragen, E.Carbunescu, C.Popa, V.Paun, M.Ralea, N.Rizescu, "Studiul sinergetic al unor sisteme de cristale lichide", in "Cercetari in Optoelectronica", Ed. Soc. Rom. Optoelectronica, Bucuresti 2000, pag. 15-26. (Plenary Lecture)
- Mihaela Ghelmez (Dumitru), V.Ninulescu, Andreea Sterian, B. Dumitru, R.I. Trascu, D. Slavnicu, Dana Ghelmez, J.Y.Zhou, "Instabilities and self-organization in optical nonlinear media", Conf. Nat. Constanta 2000, sept 2000
- 79. Mihaela Ghelmez (Dumitru), Elena Slavnicu, Nicoleta Rizescu, Adriana Popescu, Irina Craita, "Computer Project Design at the Chemistry College" ", Conf. Nat. Constanta 2000, sept 2000
- 80. P.E.Sterian, FIZICA, Ed. Did. si Pedagogica, Bucuresti, 1996
- 81. Mihaela Dumitru, "Fizica laserilor si aplicatii", Litografia U.P.B. Bucuresti, 1993
- 82. Mihaela Dumitru, "Elemente de optica neliniara", Ed.Printech Bucuresti, 1998
- 83. G.Karlsson, J.Björkberg, "Datorstöd I utbildningens tjänst" (Use of the computers in the education domain-in Swedish), Seminar at the Royal Institute of Technology-KTH, Stockholm, Sweden, 19 Sept 1995
- 84. M.(Dumitru) Ghelmez, C.Matei, I.Craita, N.Rizescu, and M.Honciuc, "Computer assisted analisys of the interaction of the laser light with some fatty acids from the biological membrane", Annual Session of the Physics Faculty, Magurele-Bucharest, 21-23 May 1999
- M.(Dumitru) Ghelmez, M.Honciuc, B.Dumitru, "New Quality Management Section at "Politehnica" University of Bucharest", The 28th International Engineering Education Symposium EES'99, paper EES99-505, Sept 1999, Istanbul, Turkey)
- 86. M.K.Wentland, E.N.Forte, Proc. of CAEE'93, Intelligent hyperhelp in a scientific simulation
- 87. M.Ghelmez (Dumitru), V.Ninulescu, Computer study of some dynamical nonlinear optical systems, Intl.J.of Computers, Comm. &Control, Vol.III, 2008, pp.310-315
- 88. I.C.Khoo and Y.R.Shen, "Optical nonlinear effects in liquid crystals", Phys. Rev., Vol. A23, 2077-2089, (1981)
- 89. F. Gouda, K.Skarp, S.T. Lagerwall, C.Escher, and H.Kresse, "Tilt angle determination in chiral and nonchiral smectic C phases using dielectric absorption spectroscopy", J.Phys.I, 1, (1991), pp. 167-174(1991)
- 90. M.Dumitru, C.Motoc, M.Honciuc, R.Honciuc, "Nonlinear optical properties of some fatty acid-cholesterol mixtures", Mol. Cryst.Liq.Cryst., Vol.215, pp. 295-302 (1992).
- 91. M.Dumitru, "Nonlinear Optics of Some Components of Biological Membranes", Series in Nonlin. Opt.Vol. 3, Ed.O.Keller, pp.671-676, (1996)
- 92. M.Dumitru, "Operating Conditions of Some Liquid Crystals in Interactions with Physical Fields", SPIE VOL.3319, pp.326-334 (1997)
- 93. V.Tareev, Physics of Dielectric Materials, Mir Publisher, Moscow, (1975)

- 94. G. H. Brown and J. J. Wolken, Liquid Crystals and Biological Structures, Academic Press, New York, (1979).
- 95. A.Petrov, "Mechanosensitivity of cell membranes. Role of liquid crystalline lipid matrix", in Liquid Crystals:Chemistry and Structure, M. Tykarska, R. Dabrowski, J. Zielinski, Editors, Proceedings of SPIE Vol. 3319
- 96. I.Hurjui, A.Neamţu, D.O.Dorohoi, The interaction of fluorescent DPH probes with unsaturated phospholipid membranes. A molecular dynamics study.J.of Molecular Structure, 2013, 1044(0)
- 97. Popescu, I.M., Fizica, Editura didactică și pedagogică, București, 1982.
- 98. Popescu, I.M., M. Dumitru, P.E. Sterian, A.Gh. Podoleanu, Rev. Roum. Phys. 28, 8, (1983), 699.
- 99. Amann, E.O., M.K.Oshmann, B.J. McMurtny, IEEE, J.Quant, Electr., QE-1, 6, 263 (1965).
- 100. Lamb, W.E., Jr., Phys.Rev. 134, A 1420 (1964).
- 101. Riske, H., K. Nuumedel, J. Appl. Phys., 39, 4662 (1968).
- 102. Zarell, J., Opt.Comm., 38, 127 (1981).
- 103. G. Friedel, "Anns. Phys.", 18, 273, 1922
- 104. I.Muscutariu, Cristale lichide si aplicatii, Ed. Tehnica, Bucuresti, 1981
- 105. Mihaela Dumitru (Ghélmez), I.M.Popescu, and M.Honciuc, "Low Power CW Laser Light in New Nonlinear Optical Materials", Journal de Physique, Colloque C7, supplement au J.de Physique III, Vol.\I, Dec. 1991
- 106. R.S. Stein and P.R. Nicholson, "J. Appl. Phys.", 33, 1914
- 107. Mihaela Dumitru (Ghélmez), C.Motoc, M.Honciuc, R.V.Honciuc, "Nonlinear Optical Properties of some Fatty Acids -Cholesterol Mixtures", Mol.Cryst.Liq.Cryst., Vol. 215, pp.295-302, 1992
- 108. Arthur C.Guyton, John E. Hall, Textbook Of Medical Physiology, Ninth editionW.B.Saunders Company
- 109. S.J. Singer, G.L. Nicholson, "Science", 175, pag.720-731, 1972
- 110. R.J. Cherry, "Biological Membranes, Physical Fact and Function" (ed. Chapman) Acd. Press, London, 1975
- 111. G. Guidotti, Annu. Rev. Biochem, 41, 731, 1972
- 112. H. Norman, B. Pillai, J. St. John, "Plant Lipid Biochemistry Structure, Utilization and Function", Portland Press, London, 1991
- 113. D.C. Chang, T.S. Reese, "Biophys. J.", 58, 1, 1990
- 114. B. Kerelenevich and A. Coche, Electron Lett. 13, 261 (1977)
- 115. T.A. Kosinov, M.W. Kurik, O.D.Lavrentovich, W.A. Linev and S.Z. Shulge, Ukr.Fiz.Zhurn. 30, 1814 (1985)
- 116. R. P. Feynman, Fizica modernå vol. II, Editura Tehnicå, Bucureşti, (1970)
- 117. K. Küpfmüller, Electricité théorique et appliquée, Dunod, Paris, (1959)
  - 1. M. Popescu, Electricitate și magnetism, Editura Matrix Rom, București, (1997)
- I. M. Popescu, Fizica vol. I, Editura Didacticå și Pedagogicå, Bucure; ti, (1982)
- 118. E. M. Purcell, Electricitate și magnetism (Cursul de Fizica Berkeley vol. II), Editura Didactică și Pedagogică, București, 1982)
- 119. L.Landau, E.Lifchitz, Teoria câmpului, , Ed. Tehnică, București, 1963
- 120. Mihaela Dumitru (Ghelmez), Fizică- Partea I, Ed. U.P.B., 1988
- 121. Gh. Huțanu, De la optica clasică la optica modernă, Ed. Stiințifică și Enciclopedică, București, 1984
- 122. A.Messiah, Mecanică cuantică, Editura Stiințifică, București, 1973
- 123. V.S.Vladimirov, Ecuațiile fizicii matematice, Editura Stiințifică și Enciclopedică, București, 1981
- 124. V.Rusu s.a., Biomembrane și patologie, Vol.1, Ed.Medicală, București, 1988
- 125. N.Voiculeț, L.Puiu, Biologia moleculară a celulei, Ed.ALL, București, 1997
- 126. T.Heimburg, Thermal biophysics of Membranes, Wiley VCH, Berlin, 2007
- 127. Duliu, O.G., Computer axial tomography in geosciences: an overview, 1999
- 128. Niculae Puscas, Optica. Lasere, 2012

- 129. D.M.Engelman, Nature, 438, 2005, p.578
- G. H. Brown and J. J. Wolken, Liquid Crystals and Biological Structures, Academic Press, New York, 1979
- F.Severcan, C.Agheorghiesei, D.Dorohoi, Temperature Dependence of the Phospholipids Bilayers stability by FTIR Spectroscopy, Rev.Chim. (Bucharest), Vol.59, Nr.3, 2008, pp.365-359
- 132. M.Ghelmez, M.Berteanu, B.Dumitru, Fatty acids based biological membrane simple models, JOAM, Vol.10, Nr.3, 2008, pp.707-712
- 133. J.B.Khurgin et al. Ultrafast Thermal Nonlinearity. Sci. Rep. 5, 2005, pp.178-189
- 134. M.Ghelmez (Dumitru), C.Toma, M.Piscureanu, A.Sterian, Laser signals' nonlinear change in fatty acids, Chaos, Solitons &Fractals, **17**, 2003, pp. 405-409
- 135. M.Ghelmez (Dumitru), E. Slavnicu, D.Slavnicu, C.Toma, Andreea Rodica Sterian, Studies in Laser Field of Some Irradiated Fatty Acids in Liquid crystal State, Rev.Chim.(Bucuresti), Vol.56, 7, 2005, pp.762-765
- Mihaela Dumitru, R.Honciuc, C.Rosu, M.Honciuc, The Cholesterolum Influence in Thermotropic Properties Modification of Some Cellular Membrane Constituents, Scientific Bul.U.P.B., Vol.52, No.3-4, 1990, pag.27-31
- 137. K.Karrai, R.D.Grober, Piezoelectric tip-sample distance control for near field optical microscopes, Appl. Phys.Lett, 66(14), 1995, pp.1842-1884
- 138. A.Drezet, J.C.Woehl, S.Huant, Phys.Rev. E65, 2002, 04661
- 139. Roberta F., Micro X-ray diffraction (μXRD): a versatile technique for characterization of Earth and planetary materials, Can. J. Earth Sci. 44: 1333-1346 (2007);
- 140. Philippe G, Scanning X-ray micro diffraction: a powerfultool for investigating stresses and defects at a submicron scale, YESS nano, Soleil, 16-18 November, 2009;
- 141. Araki H, Micro Area X-ray Diffraction Techniques, The Rigaku Journal, Vol.6/No.2/1989;