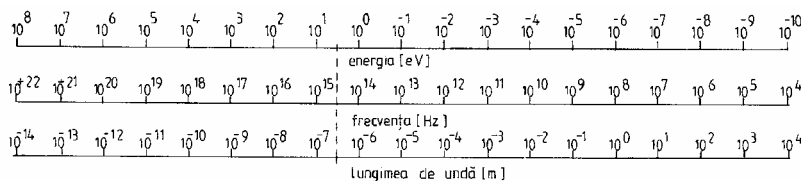


# 1. NOȚIUNI INTRODUCTIVE

## 1.1. Obiectul Opticii neliniare

*Optica este ramura fizicii care descrie generarea, compunerea, transmiterea și interacțiunile luminii cu materia, precum și studiul raporturilor acestora cu alte fenomene fizice.*

În mod mai concret, subiectul important al opticii privește propagarea și interacțiunile undelor electromagnetice cu materia, nu numai în partea spectrului de frecvență al acestora în care ele în realitate produc senzații vizuale, ci și în regiunile adiacente ale spectrului, cu proprietăți similare și care pot fi studiate cu tehnici similare. O reprezentare detaliată a spectrului electromagnetic este dată în figura 1.1.



Radiații $\gamma$	Radiații X	Ultraviolet	Vizibil	Infraroșu	Microunde	Unde hertziene
Tranziții între nivelele nucleonilor în nuclee atomice	Tranziții între nivelele interne ale atomilor (Electroni interni)	Tranziții între nivelele atomice externe ale electronilor externi (de valență)		Vibrații moleculare		Rotații moleculare

- Originea radiațiilor electromagnetice emise

**Fig. 1.1**

În aceeași figură se indică și originea radiațiilor electromagnetice emise. Domeniul optic al radiațiilor electromagnetice este foarte bine evidențiat în

figura 1.2, în care se observă că *spectrul vizibil* este configurat pe o octavă, pe când *spectrul optic* cuprinde trei decade.

Studiul luminii și al proprietăților sale a condus atât la satisfacții științifice, cât și la satisfacții tehnologice. Astfel, instrumentele optice au aplicații multiple. *Telescopul* și mai târziu *spectroscopul* ne-au arătat că mai există și alte lumi în afară de lumea noastră. Viteza finită a luminii a fost revelată pentru prima dată cu ajutorul telescopului. *Microscopul* și *telescopul* ne-au dat informații științifice asupra structurii interne a materiei. S-a evidențiat existența și a altor tipuri de "lumină" prin mărirea rezoluției instrumentelor optice. De asemenea, fotografia a revoluționat comunicațiile, făcând posibilă diseminarea cunoștințelor și înțelegerea esențialului din datele științifice și din progresul ingineresc făcut în diferite etape de dezvoltare a opticii.

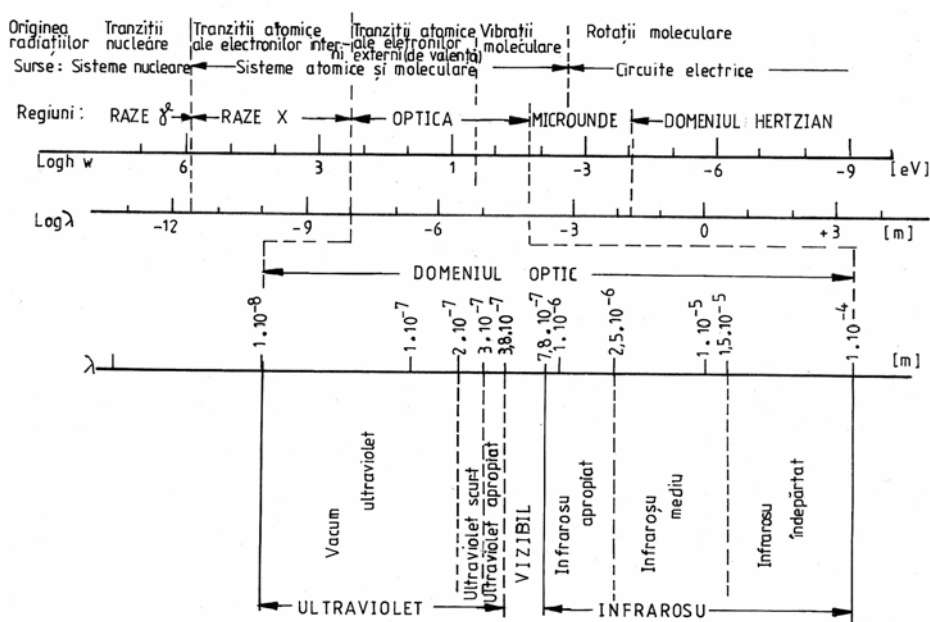


Fig. 1.2.

Teoria electromagnetică a luminii, care utilizează numai proprietățile clasice ale câmpului electromagnetic, poate explica pe deplin fenomenele de interferență, difracție, reflexie, refracție și, în parte, fenomenele de absorbție și de dispersie dacă se consideră acțiunea luminii asupra electronilor din substanță considerați ca oscilatori clasici.

Un număr mare de fenomene și anume, acelea care fac să intervină sub o formă detaliată interacțiunea dintre lumină și atomi sau molecule, cum ar fi emisia radiațiilor optice, absorbția radiațiilor optice, împrăștierea (și dispersia) acestora etc. se explică numai în cadrul teoriei cuantice.

Comparând optica cu alte ramuri ale fizicii, se constată că aceasta a făcut progrese mai rapide. Aceasta se datorează faptului că omul dispune de cel mai sensibil detector în regiunea spectrului vizibil, iar spectrele adiacente (ultraviolet și

infraroșu) folosesc tehnici de detecție și de prelucrare similare. Lungimile de undă ale radiațiilor optice sunt atât de mici încât câmpurile optice pot fi reprezentate prin funcții continue și propagarea lor poate fi descrisă suficient de exact cu ajutorul opticii geometrice, aproximație în care difracția nu este importantă și se consideră numai direcția de transport a energiei. Cu toate acestea, chiar atunci când trebuie să se considere structura undei, cadrul teoretic este relativ simplu, deoarece ecuațiile de bază ale propagării undelor electromagnetice sunt *liniare* în toate circumstanțele comune întâlnite. Se spune că ne aflăm în acea parte a opticii care senumește *optică liniară*. Natura liniară a ecuațiilor care guvernează fenomenele respective, simplifică mult caracterul soluțiilor pentru undele corespunzătoare. *Principiul suprapunerii* este respectat, aceasta explicând de ce nu apar modificări sau împrăstieri când două unde interacționează într-un mediu optic.

Totuși, de-a lungul timpului, în diferite momente de dezvoltare a opticii, s-a constatat că linearitatea ecuațiilor undelor în mediile optice este numai o aproximație, de cele mai multe ori chiar una foarte bună. Deși, în general, coeficienții termenilor neliniari sunt extrem de mici, există anumite circumstanțe în care ei pot conduce la efecte uimitoare. Existența, caracterul și mărimile acestor neliniarități aduc informații mai detaliate asupra structurii materiei și dividende promițătoare pentru tehnologie. Aceste dezvoltări, din punct de vedere fundamental, conduc la confirmarea, clasificarea exactă, extinderea, mai curând răsturnarea, a teoriilor stabilite pentru interacția optică.

Printre efectele noi observate, care cer noi rafinamente în teoria optică, sunt *amplificarea luminii*, *mixarea undelor luminoase* pentru a crea noi frecvențe, *schimbările spectrale* în fasciculele de lumină care trec prin medii transparente normale, *generarea de unde sonore* de către lumină, care își schimbă spectrul în acest proces, ionizarea atomilor de către lumina din vizibil sau chiar din infraroșu ș.a.m.d. Aceste efecte sunt studiate de aceea ca parte a opticii care se numește *optică neliniară*. Efectele amintite, precum și altele, evidențiază faptul că neliniaritatea în optică se manifestă datorită schimbării proprietăților optice ale mediului când intensitatea undei luminoase pătrunse în mediu crește sau când una sau mai multe alte unde luminoase sunt introduse în mediu. Astfel, obiectul noului domeniu, Optica neliniară, se poate enunța sub următoarea formă:

*Optica neliniară studiază variațiile proprietăților optice ale mediilor (substanțelor) în funcție de intensitatea câmpului undei luminoase care se propagă în medii, precum și fenomenele care se datorează acestor variații și reflectă particularitățile propagării fasciculelor de lumină intense în medii, precum și diferitele efecte de interacție ale undelor luminoase.*

Se remarcă faptul că modificarea mediului are caracter reversibil, adică, în momentul în care se întrerupe iluminarea substanței cu radiația intensă, caracteristicile mediului revin la cele inițiale, ca și cum nu s-ar fi produs iluminarea.

Influența opticii neliniare asupra tehnologiei este remarcabilă. De exemplu, în zilele noastre, cea mai mare parte dintre dispozitivele optoelectronice au o funcționare bazată pe cel puțin un efect optic neliniar. Cercetările asupra unor noi tehnici sau asupra unor noi materiale sunt foarte importante și influența opticii neliniare este considerabilă.

În concluzie, se poate spune că *Optica neliniară este ramura fizicii care tratează fenomenele care au drept consecință modificarea proprietăților optice ale unui mediu material sub acțiunea câmpului undei electromagnetice.*

## 1.2. Optica liniară și Optica neliniară

*Optica liniară* se caracterizează prin următoarele presupuneri, admise de constatările experimentale făcute de-a lungul timpului:

- În interacția luminii (undelor electromagnetice) cu un mediu oarecare, proprietățile optice ale acestuia, cum ar fi indicele de refracție,  $n_r$ , și coeficientul de absorbție,  $\alpha_a$  (prin coeficientul de extincție,  $\chi$ ), sunt independente de intensitatea luminii.
- Principiul suprapunerii funcțiilor de undă, care descriu fasciculele de lumină, este fundamental.
- La trecerea luminii printr-un mediu, frecvența acesteia nu poate fi alterată.
- Lumina nu poate interacționa cu lumina, adică, două (sau mai multe) fascicule de lumină din aceeași regiune a unui mediu liniar<sup>(\*)</sup> optic nu poate avea nici o influență unul asupra celuilalt. Astfel, rezultă că lumina nu poate controla lumina.

*Optica neliniară* contrazice aceste axiome admise în Optica liniară, adică:

- Indicele de refracție și în consecință viteza luminii într-un mediu neliniar optic, precum și coeficientul de absorbție depind de intensitatea luminii.
- Principiul superpoziției este violat în cazul în care mediile devin neliniare la propagarea luminii prin el.
- Lumina își poate altera frecvența ei când trece printr-un mediu neliniar<sup>(\*\*)</sup>.
- Lumina poate controla lumina. Fotonii interacționează.

Datorită acestor constatări domeniul Opticii neliniare cuprinde multe fenomene fascinante.

Liniaritatea sau neliniaritatea este mai curând o proprietate a mediului prin care trece lumina, decât o proprietate a luminii însăși. Comportarea neliniară nu se manifestă când lumina se propagă în spațiul liber. Lumina interacționează cu lumina via mediu în care se propagă. Astfel, prezența unui câmp optic modifică proprietățile mediului care, la rândul lui, modifică alt câmp optic sau chiar câmpul său original.

Modificarea mediului are caracter reversibil, adică, în momentul în care se întrerupe iluminarea mediului (substanței) cu radiația electromagnetică, caracteristicile revin la cele inițiale, ca și cum nu s-ar fi produs iluminarea.

## 1.3. Scurt istoric

Experiența arată că anumite materiale își schimbă proprietățile lor optice când se află într-un câmp electric. Aceasta se produce deoarece forțele care apar datorită interacției dintre câmpul electric și electronii moleculelor care constituie materialul (mediul) distorsionează pozițiile, orientările sau formele moleculelor respective. Acest efect rezultat din aplicarea unui câmp electric continuu sau de

---

<sup>(\*)</sup> *Mediile liniare* sunt medii care în cazul interacțiunii cu radiația electromagnetică sunt guvernate de relații constitutive liniare.

<sup>(\*\*)</sup> *Mediile neliniare* sunt medii care în cazul interacțiunii cu radiația electromagnetică sunt guvernate de relații constitutive neliniare.

joasă frecvență mediului prin care se propagă lumina se manifestă prin schimbarea indicelui de refracție al mediului și poartă numele de *efect electrooptic* (figura 1.3).

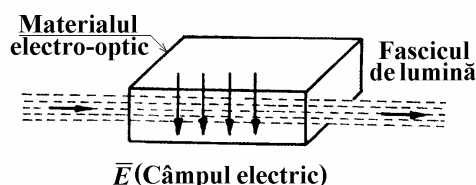


Fig. 1.3.

Un câmp aplicat unui mediu anizotrop electro-optic modifică indicele de refracție al acestuia și prin aceasta el acționează asupra luminii polarizate.

Se constată experimental că dependența indicelui de refracție de câmpul electric aplicat se manifestă în două moduri:

- indicele de refracție se schimbă proporțional cu intensitatea câmpului electric aplicat, efectul respectiv purtând numele de *efect electro-optic liniar* sau *efect Pockels*<sup>(1)</sup>;
- indicele de refracție se schimbă proporțional cu pătratul intensității câmpului electric aplicat, caz în care efectul este cunoscut ca *efect electro-optic pătratic* sau *efect Kerr*<sup>(2)</sup>;

Schimbarea care are loc în indicele de refracție al mediului este foarte mică. Cu toate acestea, schimbarea respectivă acționează semnificativ asupra unei unde optice care se propagă pe o distanță mult mai mare decât lungimea de undă a luminii în mediu. De exemplu, dacă indicele de refracție crește cu  $10^{-5}$ , atunci o undă optică care se propagă pe o distanță de  $10^5$  lungimi de undă va prezenta o schimbare de fază adițională egală cu  $2\pi$ .

Indicele de refracție al unui mediu electro-optic este funcție de câmpul electric aplicat  $E$ ,  $n = n(E)$ . Această funcție variază slab cu  $E$  astfel încât poate fi dezvoltată în serie Taylor în jurul lui  $E = 0$ ,

$$n(E) = n + a_1 E + \frac{1}{2} a_2 E^2 + \dots, \quad (1.1)$$

unde coeficienții dezvoltării sunt  $n = n(0)$ ,  $a_1 = \left( \frac{dn}{dE} \right)_{E=0}$ ,  $a_2 = \left( \frac{d^2 n}{dE^2} \right)_{E=0}$  etc. Din

motive care vor deveni evidente ulterior, este convenabil ca relația (1.1) să se exprime în funcție de noi coeficienți

$$r = -\frac{2a_1}{n^3} \text{ și } s = -\frac{a_2}{n^3}, \quad (1.2)$$

cunoscuți sub denumirea de coeficienți electro-optici, devenind

<sup>(1)</sup> Friedrich Pockels (1865 – 1913) a fost primul cercetător care a descris efectul electro-optic liniar în anul 1893.

<sup>(2)</sup> John Kerr (1824 – 1907) a descoperit efectul electro-optic pătratic în anul 1875.

$$n(E) = n - \frac{1}{2}rn^3E - \frac{1}{2}sn^3E^2 + \dots \quad (1.3)$$

Al doilea și termenii de ordin mai înalt ai acestei serii sunt, în mod tipic, cu multe ordine de mărime mai mici decât  $n$ . Termenii de ordin mai înalt decât cel de-al treilea pot fi neglijați fără risc.

În cele ce urmează este convenabil a deduce o expresie pentru inversul permitivității relative,  $\eta = \frac{\epsilon_0}{\epsilon} = \frac{1}{n^2}$ , a mediului electro-optic, în funcție de câmpul electric  $E$ . Acest parametru  $\eta$  este util în descrierea proprietăților optice ale unui mediu anizotrop. Creșterea foarte mică a lui  $\eta$ ,  $\Delta\eta$ , este

$$\Delta\eta = \left(\frac{d\eta}{dn}\right)\Delta n = \left(-\frac{2}{n^3}\right)\left(-\frac{1}{2}rn^3E - \frac{1}{2}sn^3E^2\right) = rE + sE^2,$$

obținându-se

$$\eta(E) \approx \eta + rE + sE^2, \quad (1.4)$$

unde  $\eta = \eta(0)$ . Se observă rolul coeficienților electro-optici care sunt de fapt, coeficienți de proporționalitate ai celor doi termeni ai lui  $\Delta\eta$  cu  $E$  și respectiv cu  $E^2$ . Aceasta explică în mod aparent ciudatele definiții ale lui  $r$  și  $s$  din (1.2). Valorile coeficienților  $r$  și  $s$  depind de direcția câmpului electric aplicat și de polarizarea luminii.

Există materiale în care termenul al treilea din expresia (1.3) este neglijabil, încât se poate scrie:

$$n(E) \approx n - \frac{1}{2}rn^3E, \quad (1.5)$$

reprezentarea grafică a acestei funcții fiind dată în figura 1.4.

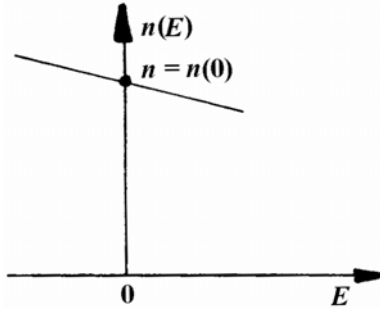


Fig. 1.4.

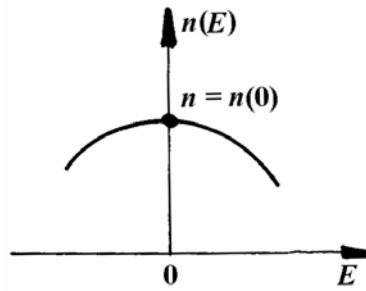


Fig. 1.5.

Acest efect poartă numele de *efect Pockels*, iar mediul în care acesta se produce este numit *mediu Pockels* (sau *celulă Pockels*). Coeficientul  $r$  poartă numele de *coeficientul Pockels* sau *coeficient electro-optic liniar*. Valorile tipice ale lui  $r$  se situează în gama de la  $10^{-12} \text{ mV}^{-1}$  la  $10^{-10} \text{ mV}^{-1}$ . De exemplu, pentru  $E = 10^6 \text{ Vm}^{-1}$ , adică, o tensiune electrică de 10 kV aplicată transversal pe o celulă a

cărei grosime este de 1 cm, termenul  $\frac{1}{2}rn^3E$  din expresia (1.5) este de ordinul de mărime de la  $10^{-6}$  la  $10^{-4}$ . Deci, schimbările în indicele de refracție sunt realmente foarte mici.

În mod curent, pentru a realiza celule Pockels, se folosesc cristalele:  $\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$  (ADP),  $\text{KH}_2\text{PO}_4$  (KDP),  $\text{LiNbO}_3$ ,  $\text{LiTaO}_3$  și  $\text{CdTe}$ .

În cazul materialelor centrosimetrice, cum ar fi gazele, lichidele și anumite cristale,  $n(E)$  poate fi o funcție pară simetrică (figura 1.5), deoarece este invariantă la schimbarea sensului câmpului electric  $E$ . Atunci, prima derivată  $\left(\frac{dn}{dE}\right)_{E=0}$ , se anulează, putând scrie pe  $n(E)$  sub următoarea formă:

$$n(E) \approx n - \frac{1}{2}sn^3E^2. \quad (1.6)$$

Materialul respectiv este cunoscut sub denumirea de *mediu Kerr* (sau *celulă Kerr*), iar parametrul  $s$  se numește *coeficient Kerr* sau *coeficient electro-optic pătratic*.

Valorile tipice ale lui  $s$  sunt în gama de la  $10^{-18} \text{ m}^2\text{V}^{-2}$  la  $10^{-14} \text{ m}^2\text{V}^{-2}$  în cristale și de la  $10^{-22} \text{ m}^2\text{V}^{-2}$  la  $10^{-19} \text{ m}^2\text{V}^{-2}$  în lichide. De exemplu, pentru  $E = 10^6 \text{ Vm}^{-1}$  termenul  $\frac{1}{2}sn^3E^2$  este de ordinul de mărimea de la  $10^{-6}$  la  $10^{-2}$  în cristale și de la  $10^{-10}$  la  $10^{-7}$  în lichide.

În anul 1875, Kerr observă pentru prima dată acest efect neliniar care îi poartă numele: *efectul Kerr* (sau *birefrința electrică*). Kerr constată că anumite lichide (sau solide izotrope), supuse la un câmp electric (figura 1.6), devin uniaxe,

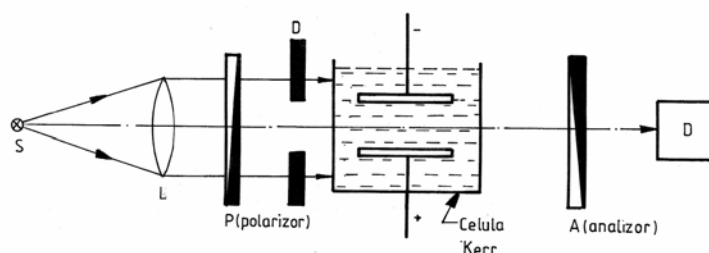


Fig. 1.6.

direcția axei optice fiind cea a câmpului electric. Birefrința este proporțională cu pătratul câmpului electric după relația:

$$n_e - n_o = B\lambda E^2, \quad (1.7)$$

unde  $B = B(\lambda)$  este constanta lui Kerr (care depinde slab de lungimea de undă), putând fi pozitivă sau negativă.

Efectul Kerr este relativ mic și se evidențiază utilizându-se tensiuni electrice ridicate. Pentru lichidele nepolare cu molecule mici, întârzierea este inferioară la

$10^{-11}$  s. Această inerție mică a efectului se poate utiliza pentru a realiza modulatori de intensitate luminoasă la frecvență ridicată sau obturatori ultrarapide.

De exemplu, un obturator Kerr se obține aplicând impulsuri de tensiune la o celulă Kerr umplută cu nitrobenzen (care are o valoare ridicată pentru  $B$ ) și care este așezată între doi



Fig. 1.7.

polaroizi încrucișați orientați la  $\frac{\pi}{4}$

față de direcția lui  $E$ . O serie de impulsuri electrice rectangulare (figura 1.7) decupeză lumina ca și

cum ar face-o o roată dințată care s-ar roti cu mare viteză și poate fi utilizată pentru o măsurare precisă a vitezei luminii după o metodă analogă cu cea a lui Fizeau. Obturatorul Kerr se mai folosește și în cinematografia ultrarapidă.

Aplicarea efectului Kerr pentru a realiza un modulator liniar ( $I$  funcție liniară de tensiunea aplicată) cere câteva precizări. Într-adevăr, dacă se dispune de o celulă Kerr, între polarizorii încrucișați întârzierea este:

$$\delta = d(n_e - n_o) = dB\lambda E^2 \quad (1.8)$$

și intensitatea radiației restabilă va fi:

$$I = I_0 \sin^2 \frac{\phi}{2} \cong I_0 \sin^2(\pi d B E^2) . \quad (1.9)$$

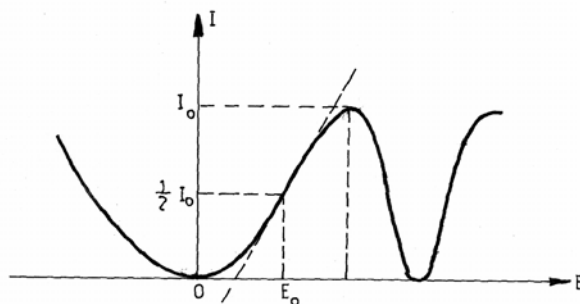


Fig. 1.8.

Se observă că  $I$  nu este o funcție liniară de  $E$ , ci variază după curba din figura 1.8, cu o pornire parabolică pentru  $E \cong 0$ . De asemenea, este necesar ca  $E$  să fie variat în jurul lui  $E_0$ , și nu în jurul lui  $E \cong 0$ .  $E_0$  este abscisa punctului de inflexiune al curbei. Aceasta se realizează adăugând o tensiune auxiliară  $V_0$  la tensiunea variabilă  $V(t)$  care comandă modulația.

Efectul Kerr apare datorită acțiunii de orientare a câmpului asupra moleculelor anizotrope din punct de vedere electric. Există o competiție între acțiunea câmpului și agitația termică care tinde să restabilească dezordinea. Moleculele nepolare (adică, cele care nu au moment electric permanent) tind să se



orienteze astfel încât să aibă axa paralelă cu câmpul când prezintă cea mai mare susceptibilitate electrică. Moleculele polare tind să-și orienteze momentul lor electric după câmp. Datorită competiției termice are loc o orientare parțială care este optimă în cazul în care moleculele au o anizotropie optică. Studiile asupra efectului Kerr prezintă atât un interes pentru cunoașterea structurilor moleculare, cât și pentru aplicații.

Descoperirea acestor două efecte, dintre care efectul Kerr este un efect neliniar, au condus la faptul că materialele al căror indice de refracție poate fi modificat cu ajutorul unui câmp electric să fie utilizate pentru producerea aparatelor optice controlabile electric. De exemplu, putem avea: - o lentilă cu lungimea focală controlabilă, dacă aceasta este făcută dintr-un material al cărui indice de refracție poate fi variat; - un aparat de scanare optică, dacă avem o prismă prin care se poate controla curbura fasciculului; - un modulator de fază, dacă lumina este transmisă printr-o placă transparentă de indice de refracție controlabil; - un aparat cu ajutorul căruia să se schimbe proprietățile de polarizare a luminii, dacă avem un cristal anizotrop al cărui indice poate fi variat (controlând întârzierea *undei* întârziate); - un aparat pentru a controla electric transmitanța (putând fi folosit ca modulator de intensitate a luminii sau ca întrerupător optic), dacă un întârziator de undă este plasat între doi polarizori întârziați obținându-se un fascicul de lumină transmis a cărui intensitate depinde de întârzierea de fază etc. Toate aceste aparate sunt utilizate în comunicații optice și în aplicațiile privind procesarea semnalelor optice.

În cazul mediilor anizotrope, proprietățile optice sunt caracterizate printr-o construcție geometrică numită elipsoidul indicilor (figura 1.9)

$$\sum_{jk} \eta_{jk} \chi_j \chi_k = 1 \quad ; \quad j, k = 1, 2, 3. \quad (1.10)$$

unde  $\eta_{jk} = \eta_{kj}$  sunt elementele tensorului  $\eta = \epsilon_0 \epsilon^{-1}$ .

Fiecare dintre elementele  $\eta_{jk}(\bar{E})$  este o funcție de trei variabile  $E_1, E_2, E_3$ , deoarece  $\bar{E} = \bar{u}_1 E_1 + \bar{u}_2 E_2 + \bar{u}_3 E_3$ ,  $\bar{u}_1, \bar{u}_2$  și  $\bar{u}_3$  fiind versorii axelor de coordonate. Funcția respectivă se poate dezvolta în serie Taylor în jurul valorii  $\bar{E} = \bar{0}$ , rezultând:

$$\eta_{jk}(\bar{E}) = \eta_{jk} + \sum_l r_{jkl} E_l + \sum_{lm} s_{jklm} E_l E_m \quad ; \quad j, k, l, m = 1, 2, 3 \quad (1.11)$$

unde

$$\eta_{jk} = \eta_{jk}(\bar{0}), \quad r_{jkl} = \frac{\partial \eta_{jk}}{\partial E_l}, \quad s_{jklm} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \eta_{jk}}{\partial E_l \partial E_m}$$

derivatele fiind evaluate la  $\bar{E} = \bar{0}$ . Astfel, ecuația (1.11) este o generalizare a ecuației (1.4), în care  $r$  este înlocuit cu  $3^3 = 27$  coeficienți  $\{r_{jkl}\}$  și  $s$  este înlocuit cu  $3^4 = 81$  coeficienți  $\{s_{jklm}\}$ . Coeficienți  $\{r_{jkl}\}$  se numesc *coeficienți electro-*

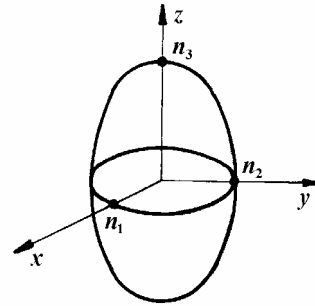
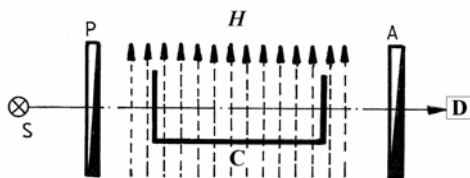


Fig. 1.9.

*optici liniari* (Pockels) și formează un tensor de rangul trei, iar coeficienții  $\{s_{jkm}\}$  sunt coeficienții electro-optici pătratici (Kerr) și formează un tensor de rangul patru.

Un alt efect neliniar este *birefrința magnetică* sau efectul Cotton<sup>(3)</sup> -

Mouton<sup>(4)</sup> descoperit în anul 1905. Sub efectul unui câmp magnetic aproape toate lichidele devin mai mult sau mai puțin birefringente. Observarea se face după o direcție perpendiculară pe câmpul magnetic. Lichidul se comportă ca un mediu uniax a cărui axă optică este dirijată după câmp.



**Fig. 1.10.**

În figura 1.10, S este sursa de lumină, P – polaroid, A – analizor, D – detector și H este intensitatea câmpului magnetic. Lichidul se află în cuvă C.

Astfel, avem

$$n_e - n_o = C\lambda H^2, \quad (1.12)$$

unde  $C$  este constanta Cotton – Mouton, care este puțin variabilă cu lungimea de undă. Pentru valori uzuale ale câmpului magnetic, efectul este mult mai mic decât efectul Kerr (de exemplu,  $C \cong 2,5 \cdot 10^{-12}$  u.c.g.s. - e.m. pentru nitrobenzen). Birefrința nu schimbă semnul dacă sensul câmpului magnetic este schimbat. Birefrința magnetică se atribuie, de asemenea, orientării moleculelor. Fenomenul Cotton – Mouton prezintă interes pentru studiile proprietăților moleculelor. Însă, datorită faptului că este un efect de ordin de mărime mic, nu are încă aplicații tehnice (Anexa I).

În anul 1923, S.I. Vavilov<sup>(5)</sup> și V.L. Levșin au studiat proprietățile luminii de mare intensitate în interacțiune cu diferite medii. Au folosit o sursă de lumină cu scânteii și au observat schimbarea indicelui de refracție în interacția luminii respective cu o sticlă cu uraniu. Iluminarea sticlei respective a condus la scăderea indicelui de refracție cu 1,5%, eroarea de măsurare fiind de 0,3%. Aceasta a fost, de fapt, prima experiență de *optică neliniară* în cadrul căreia s-a observat – pentru prima dată – că iluminarea unui mediu cu un câmp luminos intens conduce la dependența indicelui de refracție de intensitatea luminii,  $n = n(I)$ . Pornind de la această experiență, S.I. Vavilov a formulat problemele de bază și a arătat că, în principiu, există căi de dezvoltare ale unei noi direcții în optică, direcție pe care a denumit-o *optică neliniară*.

Puțin mai târziu, în anul, 1928, Raman<sup>(7)</sup> arată că lumina difuzată de un lichid (de exemplu, benzenul), supus la o radiație de lungime de undă  $\lambda_0$ , conține nu numai radiații de lungime de undă  $\lambda_0$ , ci și radiații de lungimi de undă diferite.

<sup>(3)</sup> Aimé Cotton, 1869 - 1951

<sup>(4)</sup> Jean-Louis Mouton, 1844 - 1895

<sup>(5)</sup> Serghei I. Vavilov, 1891 - 1951

<sup>(6)</sup> Serghei I. Vavilov, *Microstructura luminii*, Editura Academiei Române, București, (1953)

<sup>(7)</sup> Sir Chandrasekhara Venkata Raman, 1888 - 1970

Efectul Raman reprezintă un proces de interacțiune neelastică a radiației electromagnetice cu sisteme cuantice (atomi, molecule, cristale etc.) în urma căreia radiația este împrăștiată, modificându-și frecvența, iar sistemele cuantice trec în alte stări energetice. Fenomenul a fost descoperit de C.V. Raman și K.S. Krishnan, care au studiat împrăștierea luminii în lichide<sup>(8,9)</sup>.

A. Smekal<sup>(10)</sup> a arătat că în urma ciocnirii neelastice dintre o cuantă cu frecvența  $\nu_0$  și o moleculă, aceasta poate trece dintr-o stare dată  $\mathcal{E}_k$  într-o altă stare  $\mathcal{E}_n$  și ca rezultat radiația împrăștiată va avea frecvența:

$$\nu = \nu_0 - \frac{1}{h}(\mathcal{E}_n - \mathcal{E}_k), \quad (1.13)$$

care pentru  $\mathcal{E}_n > \mathcal{E}_k$  conduce la o frecvență a radiației împrăștiate,  $\nu$ , mai mică decât frecvența radiației incidente,  $\nu_0$ , iar linia spectrală se numește *linie Stokes*; pentru

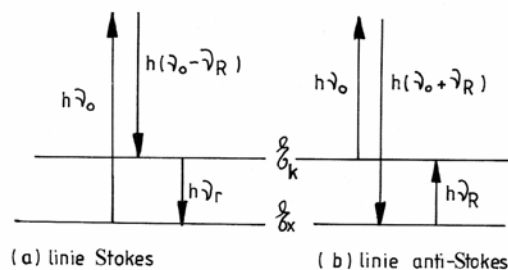


Fig. 1.11.

$\mathcal{E}_n < \mathcal{E}_k$  avem  $\nu > \nu_0$  și linia spectrală corespunzătoare se numește *linie anti-Stokes*; pentru ciocnirea elastică dintre cuanta de lumină și moleculă, avem  $\nu = \nu_0$ , iar linia spectrală corespunzătoare se numește *linie Rayleigh*. De exemplu, considerăm o moleculă care posedă două nivele de energie  $\mathcal{E}_n$  și  $\mathcal{E}_k$ , separate prin intervalul  $h\nu_R = \mathcal{E}_k - \mathcal{E}_n$  (figura 1.11). Printr-un mecanism numit de tranziție de al doilea ordin, o moleculă situată inițial în starea inferioară  $\mathcal{E}_n$  poate să treacă în starea superioară  $\mathcal{E}_k$  absorbind un foton de energie  $h\nu_0$  din radiația excitatoare și emițând simultan un foton de energie  $h(\nu_0 - \nu_R)$ . La fel, o moleculă poate trece de la  $\mathcal{E}_k$  la  $\mathcal{E}_n$  absorbind un foton  $h\nu_0$  și remițând un foton  $h(\nu_0 + \nu_R)$ . Ecartul de frecvență  $\nu_R$  între radiațiile incidentă și difuzată apare ca o caracteristică a moleculei. Populația la echilibru termic a nivelului inferior fiind de obicei mult mai importantă ca cea a nivelului superior, legea lui Boltzmann:

<sup>(8)</sup> C.V. Raman, K.S. Krishnan, *Nature*, **121**, 501, (1928)

<sup>(9)</sup> C. V. Raman, *Nature*, **121**, 619, (1928)

<sup>(10)</sup> A. Smekal, *Naturwiss*, **11**, 873, (1923)

$$\frac{N_k}{N_n} = \frac{g_k}{g_n} \exp\left[-\frac{\mathcal{E}_k - \mathcal{E}_n}{k_B T}\right] \quad (1.14)$$

explică, printre altele, rezultatul experimental după care intensitatea linii *stokes* ( $\nu = \nu_0 - \nu_R$ ) este superioară celei a linii *anti-stokes* ( $\nu = \nu_0 + \nu_R$ ).

Bazele teoriei moderne a efectului Raman au fost puse de Kramers, Heisenberg și Dirac<sup>(11,12)</sup>.

Frecvențele liniilor Raman de tip *stokes*, respectiv *anti-stokes*, sunt date de diferențele dintre frecvența liniei excitatoare și frecvența  $\nu_R = (\mathcal{E}_k - \mathcal{E}_n) \cdot h^{-1}$ . De aceea, de multe ori se folosește noțiunea de deplasare Raman a frecvenței în raport cu frecvența radiației excitatoare.

Cu ajutorul teoriei cuantice s-au efectuat studii asupra: spectrelor de rotație și de vibrație ale moleculelor; armonicilor și frecvențelor de combinație ale frecvențelor fundamentale ale acestora, stabilindu-se frecvențele caracteristice anumitor grupări moleculare; spectrelor Raman ale cristalelor ș.a. Ca aplicații propriu-zise, avem: determinarea constantelor de “forță” ale moleculelor; rezolvarea unor probleme de compoziție și structură moleculară; rezolvarea unor probleme legate de natura legăturii chimice, de izomerism, de asociere, de disociere electrolică, de corelări de structură, de cinetică a reacțiilor..., fundamentarea teoriei dinamicii rețelei cristaline; studiul tranzițiilor de fază; studiul proceselor fine ce au loc în molecule și cristale; studiul interacțiunilor intermoleculare ș.a.

Efectul Brillouin<sup>(13)</sup> spontan face parte tot din fenomenele neliniare descoperite în optică înainte de apariția opticii neliniare. Acesta consistă în absorbția unui foton al unde de pompaj, emisia unui foton al unde secundare (difuzate) și emisia sau absorbția unui fonon acustic.

Studii teoretice asupra efectelor neliniare în domeniul frecvențelor optice au început să fie făcute din anul 1927 de către Dirac<sup>(14)</sup> și au fost continuate în anul 1931 de către Goepfert – Mayer<sup>(15)</sup>, care au calculat pe baza teoriei cuantice secțiunile eficace ale proceselor multifotonice. Acestea au putut să fie puse în evidență experimental mult mai târziu, odată cu descoperirea laserelor.

Experiența arată (și teoria confirmă) că fenomenele optice neliniare sunt condiționate – în ultimă instanță – de nelinearitate polarizării mediului, apărută la trecerea prin el a unei radiații laser intense. Modificarea mediului are caracter reversibil, adică, în momentul în care se întrerupe iluminarea substanței cu radiația laser, caracteristicile revin la cele inițiale, ca și cum nu s-ar fi produs iluminarea.

Prima cheie a dezvoltării formidabile a opticii neliniare o constituie descoperirea laserelor. Cercetările efectuate au condus la concluzia că proprietățile optice ale unui mediu depind de frecvența radiației care traversează mediul și de intensitatea acesteia.

<sup>(11)</sup> H. A. Kramers, W. Heisenberg, Zs. f. Phys., **31**, 681, (1925)

<sup>(12)</sup> P. A. M. Dirac, Proc. Roy. Soc., **114**, 710, (1927)

<sup>(13)</sup> Léon Brillouin, 1889 – 1978.

<sup>(14)</sup> Paul A. M. Dirac, 1902 - 1982

<sup>(15)</sup> Maria Goepfert – Mayer, 1906 – 1978

Cu ajutorul surselor de lumină clasice nu s-a pus în evidență dependența proprietăților mediului de intensitatea radiației care se propagă în mediu, deoarece intensitatea câmpului electric al undei:

$$E = \sqrt{\frac{2I}{c\epsilon_0}}, \quad (1.15)$$

are valori mai mici sau cel mult egale cu  $10^5 \text{ Vm}^{-1}$ . În formula (1.15),  $I$  este intensitatea radiației,  $c$  - viteza luminii în vid și  $\epsilon_0$  - constanta electrică.

În cazul surselor laser a căror intensitate este de ordinul a  $(10^{12} \div 10^{15}) \text{ Wm}^{-2}$ , în mod curent, și poate ajunge până la  $(10^{22} \div 10^{25}) \text{ Wm}^{-2}$ , adică intensitatea câmpului al fasciculului laser este  $E \approx (10^7 \div 10^{10}) \text{ Vm}^{-1}$ , putând ajunge până la  $E \approx 7,5 \cdot 10^{13} \text{ Vm}^{-1}$  (pentru  $I = 10^{24} \text{ Wm}^{-2}$ ), lucrurile se schimbă, deoarece acest câmp este comparabil cu intensitatea câmpului electric care domnește în interiorul atomilor,  $E \approx 10^9 \text{ Vm}^{-1}$  (pentru semiconductori) sau  $E \approx 10^{11} \text{ V/m}$  (pentru dielectri). De exemplu, în cazul atomului de hidrogen, intensitatea câmpului electric al protonului în locul în care se află electronul este:

$$E_a = \frac{e}{4\pi\epsilon_0 a^2} = \frac{1,6 \cdot 10^{-19}}{4\pi \cdot 8,85 \cdot 10^{-12} (0,51 \cdot 10^{-10})^2} \approx 5,53 \cdot 10^{11} \text{ Vm}^{-1}, \quad (1.16)$$

$a$  fiind raza primei orbite Bohr.

Pe baza teoriei perturbațiilor, termenii rezultați din dezvoltarea polarizării în serie de puteri a câmpului incident  $E$ , scad în mod succesiv funcție de  $\frac{E}{E_a}$  și conțin

susceptibilitățile neliniare de diferite ordine. Astfel, efectele neliniare din domeniul optic rezultă în urma cuplajului câmpului electromagnetic cu particule încărcate ale mediului în care are loc interacția care determină deformarea distribuției sarcinii. Părțile neliniare ale momentelor de multipol ale distribuției de sarcină perturbată devin apreciable dacă intensitatea câmpului incident este mare și acționează ca noi surse de radiații, determinând apariția unor radiații cu frecvențe noi.

Rezultă că, în general, în optica neliniară, variația efectelor de interacție între materie și radiație va fi funcție atât de frecvența radiației, cât și de intensitatea acesteia. Noile efecte de interacție care sunt net observabile la scară microscopică sunt susceptibile de a modifica în mod considerabil comportarea fasciculelor luminoase în mediu. Ca atare, se poate afirma că studiul influenței pe care intensitatea radiației incidente o exercită asupra caracterului efectelor optice a dat naștere la o nouă ramură a opticii numită *optică neliniară*.

Altă cheie a dezvoltării optice neliniare o constituie obținerea de noi materiale care se află printre cristalele care nu au centru de simetrie, au mare birefringență, au o slabă susceptibilitate la deteriorările optice (lipsesc neomogenitățile de indice datorită câmpurilor interne ale sarcinilor acumulate prin fotoconductivitate), au o largă transmisie spectrală și sunt monocristale de mari dimensiuni.

Dezvoltările teoretice au condus la obținerea pe baza teoriei cuantice a expresiilor susceptibilităților neliniare, s-a studiat propagarea neliniară a undelor și transferul energiei în mediul neliniar.

Adevărata naștere a domeniilor opticii neliniare este marcată de experiența de generare a armoniciei secunde, efectuate de Franken ș.a.<sup>(16)</sup>. Această experiență, prima din punct de vedere istoric, a pus în evidență un fenomen de optică neliniară. În dispozitivul folosit (figura 1.12), impulsurile emise de un laser cu rubin ( $\lambda \approx 6942 \text{ \AA}$ ) cad, după traversarea unui filtru în roșu, pe o lamă de material neliniar (cristal neliniar, cuarț). La ieșirea din cristal, un receptor fotoelectric precedat de un filtru ultraviolet, permite de a pune în evidență apariția unei radiații la frecvența dublă celei a radiației inițiale, corespunzând la  $\lambda = 3471 \text{ \AA}$ .

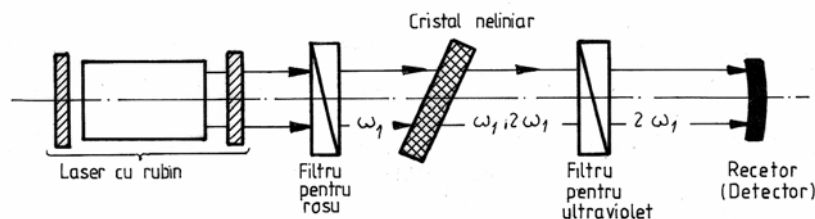


Fig. 1.12.

Randamentul de conversie în această primă experiență a fost foarte scăzut ( $\approx 10^{-4} \%$ ), deoarece cu configurația respectivă nu se putea obține acordul de fază. Folosindu-se alte materiale, cum ar fi KDP (fosfatul diacid de potasiu,  $\text{KH}_2\text{PO}_4$ ), și ajustându-se parametrii de orientare ai cristalului, polarizarea undei incidente și temperatura, s-a ajuns la un randament de 80%.

Generarea armoniciei secunde – folosind un laser de intensitate  $2,5 \cdot 10^7 \text{ Wm}^{-2}$  ( $E \approx 1,38 \cdot 10^5 \text{ Vm}^{-1}$ ) – este primul efect optic neliniar observat vreodată în care o intrare coerentă generează o ieșire coerentă.

Optica neliniară acoperă, însă, în momentul actual, o sferă mult mai mare de interese, aceasta ocupându-se, în general, cu interacția neliniară a luminii cu materia și include astfel de probleme care se referă la schimbările proprietăților optice ale mediului induse de lumină.

În anii 1961-1962 grupul lui N. Bloembergen (U.S.A.) și cel al lui R. V. Khokhlov (Rusia) au efectuat cercetări teoretice fundamentale asupra opticii neliniare. În anul 1961, G. A. Askar'you a prezis fenomenul de autofocalizare. Rezultatele obținute de J. A. Giordmanine și R. W. Terhune (U.S.A.), în anul 1962, asupra posibilităților de a realiza condiția de sincronism a undelor în medii anizotrope, este de o importanță deosebită pentru optica neliniară. În același an (1962), E. J. Woodburg și W. K. Ng (U.S.A.) descoperă efectul Raman stimulat. Se remarcă și studiul problemei auto-canalizării fasciculului laser într-un mediu neliniar de către R. Y. Chiao, E. Gasmine și C. H. Townes (U.S.A.), în anul 1964 și observarea filamentelor de lumină datorate autofocalizării de către M. Hercher (U.S.A.). În același an s-au mai descoperit: efectul Brillouin stimulat (R. Y. Chiao, C. H. Townes, B. P. Stoicheff, U.S.A.); generarea optică a undelor ultrascurte, având la bază efectul Brillouin stimulat (A. Kastler, Franța) și efectul fotoelectric extern cu mai multe cuante (M. Teich, J. Schworer, G. Wolga, U.S.A.). De

<sup>(16)</sup> P.A. Franken, A.E. Hill, C.W. Peters, and G. Weinreich, Phys. Rev. Lett., 7, 118, (1961)

asemenea, s-a formulat ideea unei *plasmă termonucleare* obținută cu ajutorul radiației laser (A. Kastler, Franța; N. G. Basov, O. N. Krokhin, Rusia). În anul 1967, G. I. Zaitsev, J. I. Kyrilassov, V. S. Starounov și I. L. Fabélinski (Rusia) au descoperit *fenomenul de difuzie termică stimulată*, iar S. Mac Coll și E. Hahn (U.S.A.) au studiat *efectul de autotrecere al unui impuls luminos foarte intens la traversarea unui mediu absorbant*.

Se fac noi descoperiri în domeniul armonicelor optice, ajungându-se până la obținerea armonicii a 135-a. Se obțin rezultate deosebite privind: *redresarea optică, generarea parametrică de lumină, modulația autofazei, dependența de intensitate a absorbției și a transparenței autoinduse (absorbți albii), autofocalizare, auto-defocalizare, autoghidare, propagarea pulsului coerent, «breakown-ul» optic, interacția lumină-plasmă, interacția lumină-lumină etc.*

În sfârșit, amintim că și diferite operații (*tăiere, perforare, sudare, călire ș.a.*) privind procesarea materialelor cu lumină, sunt tot fenomene optice neliniare.

Cercetările pentru obținerea de noi materiale pentru optica neliniară au avansat, de asemenea, substanțial. Astfel în momentul de față dispunem de clase de cristale organice și de clase de cristale anorganice etc.

## 1.4. Originile fizice ale neliniarităților optice

Proprietățile optice ale materialelor sunt determinate de răspunsul electronilor și ionilor la lumina incidentă. Interacția dintre radiație și materie poate fi descrisă conceptual după următorul model. Lumina incidentă pe mediu introduce în distribuția de electroni sau ioni un moment de dipol oscilant (sau, în general, multipoli oscilanți). Momentul de dipol indus sau polarizația la rândul său radiază un al doilea câmp optic care poate interfera cu câmpul incident. În multe materiale comportarea electronilor sau ionilor poate fi descrisă ca și cum s-ar mișca în jurul pozițiilor de echilibru într-un potențial care este armonic pentru deplasări mici. În toate materialele reale, totuși, potențialul va deveni anarmonic pentru deplasări suficient de mari de la echilibru, ca în figura 1.13.

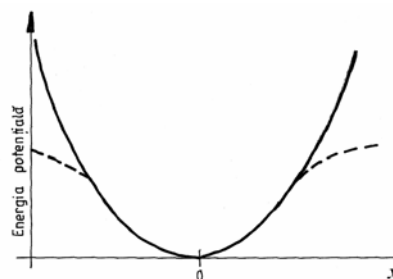


Fig. 1.13.

Acest model a fost folosit de Bloembergen și de Akhmanov pentru a estima coeficienții neliniari de ordinele doi și trei. În anexa a II-a se explică aceasta.

Când câmpurile incidente sunt mici, electronii se mișcă în partea armonică a pereților. În aceste condiții, polarizația indusă depinde liniar de intensitatea câmpului incident și radiază câmpuri secundare numai la aceleași frecvențe cu cele care sunt conținute în unda incidentă. Interferența dintre undele incidentă și secundară conduce la proprietățile opticii liniare de *împrăștiere, refracție și absorbție liniară*.

În cazul în care câmpurile undelor incidente sunt suficient de puternice, deplasările electronilor sunt mari aceștia ajungând în regiunea anarmonică a pereților potențialului (curba întreruptă din figura 1.13). Polarizația care ia naștere în acest regim conține componente care depind de puterea a doua și mai înaltă a câmpurilor incidente. Câmpurile secundare radiate de polarizația indusă pot acum conține frecvențe care sunt diferite de cele ale câmpurilor incidente și dau naștere la *efecte neliniare*.

Se cunosc două categorii generale de neliniaritate optică: *neliniaritatea extrinsecă* și *neliniaritatea intrinsecă*. *Neliniaritatea extrinsecă* reprezintă o schimbare a proprietăților mediului și a radiației legată direct de schimbările compoziției mediului, care rezultă din absorbția sau emisia luminii. O astfel de schimbare poate avea loc în populațiile relative ale stărilor fundamentale și excitate ale moleculelor sau în numărul de electroni optici efectivi. Această proprietate este prezentată de anumiți coloranți folosiți mult pentru laseri în regim <<Q-switching>>, mediul activ laser propriu-zis, oglinzile laser acoperite cu semiconductori ș.a. Comportarea optică a materialelor respective este determinată de istoria expunerii și de intensitatea instantanee a luminii incidente. *Neliniaritatea intrinsecă* este un fenomen optic care rezultă din violările principiului suprapunerii și apare datorită răspunsului neliniar al moleculei individuale sau al celei unitate la câmpurile a două sau mai multe unde luminoase. Această categorie de neliniaritate include răspunsul neliniar la un singur fascicul de lumină, deoarece este permis să se privească fiecare fascicul de lumină ca o sumare a două sau mai multe unde luminoase identice în polarizare, frecvență și direcție de propagare.

În fiecare tip de neliniaritate, proprietățile optice ale mediului depind de intensitatea luminii implicate. De aceea, este folositor să se clasifice aceste proprietăți conform *puterii* intensității implicate.