

10. DEZVOLTĂRI RECENTE ALE OPTICII NELINIARE

Cea mai mare parte a proceselor neliniare pe care le-am prezentat au fost observate și interpretate în cursul anilor 1961 – 1980, iar teoria lor a fost clasificată până în cursul ultimului deceniu al secolului al XX-lea. Optica neliniară se află în etapa în care este mai puțin susceptibilă de a da naștere la noi descoperiri. Această afirmație se poate face ținând seama de ritmul pe care optica neliniară l-a avut în primii 20 de ani de dezvoltare. Optica neliniară se află, în principal, în intervalul de timp în care se îmbunătățesc constantele tehnicilor și materialelor, precum și creșterea neîntreruptă a performanțelor sistemelor.

Totuși, și în momentul de față există exemple de dezvoltări recente în domeniul cercetării în optica neliniară.⁽¹⁾

Cercetările actuale în domeniul opticii neliniare sunt concentrate în bună măsură asupra cercetărilor privind instabilitățile transversale și turbulența optică, generarea de armonici de ordin foarte ridicat în gaze, răspunsul opticii neliniare legat de gradele de libertate de translație ale atomilor, legătura dintre optica neliniară și spectroscopie ș.a.

Una dintre caracteristicile cele mai fascinante ale sistemelor dinamice neliniare constă în *formarea de structuri organizate prin spargeri spontane ale simetriei*. De exemplu, *instabilitatea Rayleigh – Bénard* se traduce prin *apariția într-un fluid a unei rețele de celule de convecție* putând să ia, după condițiile existente, forma de rulouri sau de hexagoane. Astfel de studii se fac de mai mult timp în hidrodinamică și în alte ramuri ale fizicii. În optica neliniară astfel de studii au apărut de curând și în momentul de față constituie un domeniu de cercetare foarte activ. Această morfogeneză spontană din optica neliniară se manifestă prin apariția pe profilul transversal al fasciculelor laser de structuri regulate, anume turbioane sau alte defecte topologice cum ar fi dislocațiile. La neliniarități mai puternice, aceste structuri pot evolua până la turbulență optică. În anii 1980 au fost efectuate primele experiențe studiindu-se morfogeneza în cavitățile laser, care au condus la redescoperirea unor fenomene hidrodinamice

⁽¹⁾ J.Y. Courtois, *Optique non linéaire*, Institut d'Optique Théorique et Appliquée, B.P. 147, 91403 Orsay cedex, France

bine cunoscute. Astfel, s-a demonstrat că, în anumite condiții, ecuațiile dinamice ale laserului sunt echivalente cu cele ale hidrodinamicii^{(2), (3), (4)}.

Studiul instabilităților transversale în sisteme pasive este de dată mai recentă.

Până în prezent au fost studiate în mod detaliat următoarele sisteme: *o cavitate Fabry – Perot umplută cu un mediu nelinier și traversată de o undă laser; un mediu Kerr care interacționează cu două fascicule laser de aceeași polarizație și frecvență, însă care se propagă în sensuri opuse și interacția unui fascicul laser cu un sistem constituit dintr-un mediu nelinier și dintr-o oglindă de trimitere înapoi (responsabilă de contrareacție).*

Dispozitivul experimental referitor la *studiul unei cavități Fabry – Perot umplută cu un mediu nelinier și traversată de o undă laser* este dat în figura 5.4. Într-un astfel de sistem, fenomenul de contrareacție necesar la apariția instabilităților este datorită oglinzilor cavității Fabry – Perot care trimit înapoi câmpul asupra lui însuși. Un astfel de sistem dă naștere la un fenomen de spargere spontană a simetriei cilindrice a fasciculului laser incident cu generarea unui câmp care are o structură transversală de tip rulu sau haxagon^{(5), (6)}.

Pentru studiul unui *mediu Kerr care interacționează cu două fascicule laser având aceeași polarizări și frecvențe, dar care se propagă în sens opus*, avem dispozitivul experimental cel din figura 10.1a, asemănător cu cel din figura 5.31, însă, fără sondă. Instabilitățile spațiale sunt datorită procesului de amestec a patru unde, studiat în §5.3, câmpurile sondă, conjugată de fază către înainte și către înapoi și reacția distribuită fiind generate spontan și simultan datorită efectului unei instabilități care se produce în mediul Kerr peste un anumit prag al intensității fasciculelor laser incidente. Mecanismul de contracție implicat în instabilitate este legat de procesele de conjugare de fază către înapoi și de reacția distribuită. Instabilitățile spațiale se manifestă prin emisia unui con de lumină în jurul fasciculelor laser incidente. După parametrii experimentali (intensitate și frecvență ale radiațiilor laser), profilul transversal al acestui câmp poate lua aluri diverse, ca în figura 10.1b⁽⁷⁾. În figura 10.1a, săgețile pline reprezintă undele laser care se propagă în sens opus, iar săgețile întrerupte reprezintă instabilitățile transversale observate pe un ecran, având alurile caracteristice din figura 10.1b⁽⁸⁾.

⁽²⁾ C. Green, G. B. Mindlin, E. J. D'Angelo, H. G. Solari, J. R. Tredioce, Phys. Rev. Lett. **65**, 3124, (1990)

⁽³⁾ M. Brambilla, F. Battipede, L. A. Lugiato, V. Penna, F. Prati, C. Tamm, C. O. Weiss, Phys. Rev. A **43**, 5090, (1991)

⁽⁴⁾ M. Brambilla, L. A. Lugiato, V. Penna, F. Prati, C. Tamm, C. O. Weiss, Phys. Rev. A **66**, 5114, (1991)

⁽⁵⁾ L. A. Lugiato, R. Leferer, Phys. Rev. Lett. **58**, 2209, (1987)

⁽⁶⁾ W. J. Firth, A. J. Scroggie, G. S. McDonald, L. A. Lugiato, Phys. Rev. A **46**, R3609, (1992)

⁽⁷⁾ J. Y. Courtois, G. Grynberg, Opt. Commun. **87**, 186, (1992)

⁽⁸⁾ A. Petrossian, M. Pinard, A. Maître, J. Y. Courtois, G. Grynberg, Europhys. Lett. **18**, 689, (1992)

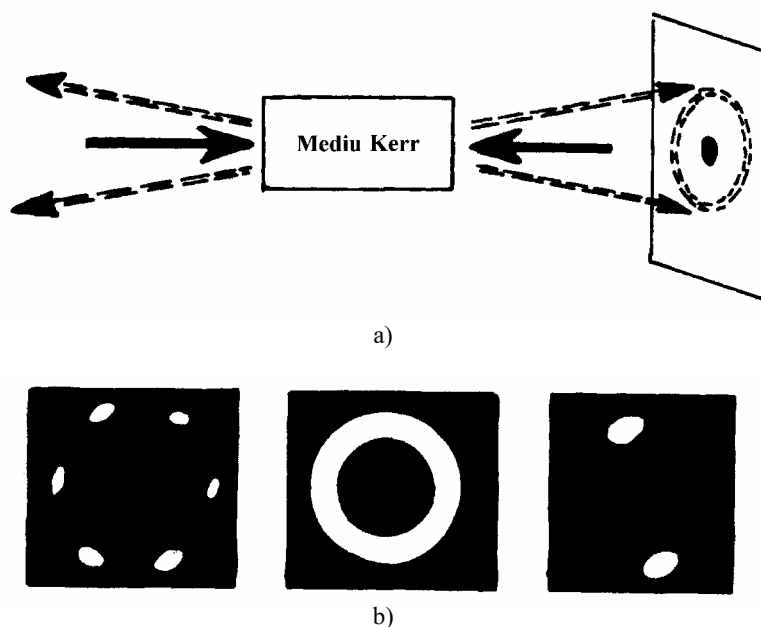


Fig. 10.1

Schema experimentală pentru cazul în care un fascicul laser interacționează cu un sistem constituit dintr-un mediu neliniar și dintr-o oglindă de trimitere înapoi (responsabilă cu contrareacție) este reprezentată în figura 10.2a. Aceasta este o experiență de morfogeneză într-un sistem pasiv constituit dintr-un mediu neliniar și dintr-o oglindă de cuplaj. Fasciculul laser incident (săgeata neagră din figura 10.2a) dă naștere la instabilități transversale (săgeți întrerupte din aceeași figură), care au fost observate pe un ecran E situat în spatele oglinzii, care este parțial transmițătoare. Comparat cu sistemul precedent, acesta are avantajul că este mai simplu atât teoretic cât și experimental. Aici, posibilitatea de a face să varieze distanța dintre mediul neliniar și oglindă dă, în particular, un grad de libertate suplimentar, care permite să se compare ușor modelele teoretice cu rezultatele experimentale. Când mediul neliniar este asimilabil la un mediu Kerr, instabilitățile transversale observate sunt analoage, atât teoretic cât și experimental, cu cele din figura 10.1b. Aceasta demonstrează marea universalitate a instabilităților spațiale care se produc în mediul Kerr, oricare ar fi detaliile. În același timp o experiență recentă⁽⁹⁾ a arătat că atunci când neliniaritatea mediului diferă mult de tipul Kerr, pot apărea noi motive transversale care au forma de flori cu un număr mare de petale (figura 10.2b). Alurile caracteristice ale profilului transversal datorită instabilității depind în acest caz, de frecvență și intensitatea radiației laser și de distanța dintre mediul neliniar și oglindă.

⁽⁹⁾ G. Gryuberg, A. Maître, A. Petrossian, Phys. Rev. Lett **72**, 2379, (1994)

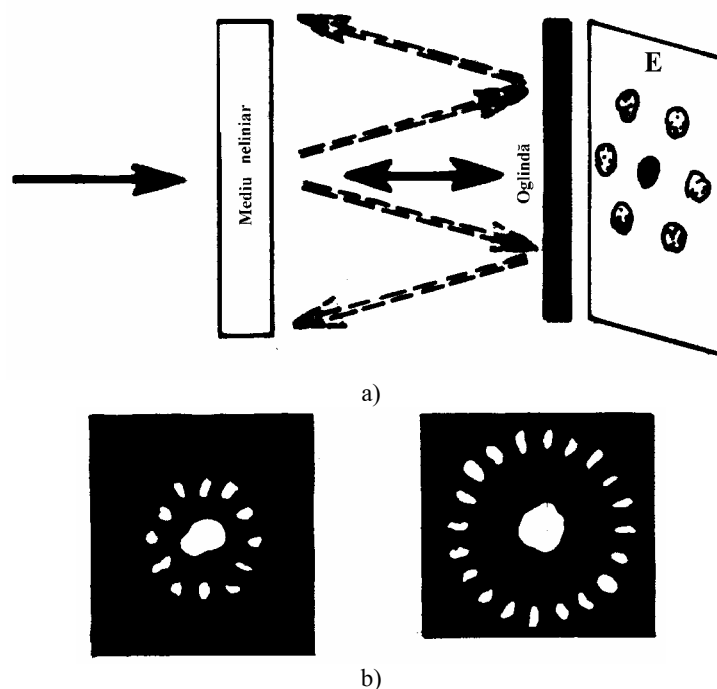


Fig. 10.2.

Această ultimă experiență a arătat că domeniul de cercetare privind instabilitățile transversale în optica neliniară pare să fi ajuns în momentul de față la maturitate. Astfel, după o perioadă euforică, pe care trebuie s-o înțelegem, în care numai fenomene apropiate de cele cunoscute și pe larg studiate în hidrodinamică au fost puse în evidență, fără a se progresa în înțelegerea morfogenezei, optica neliniară începe să-și afirme de circa 7 – 8 ani specificitățile sale. Printre aceste specificități amintim următoarele:

1°. Lumina posedă caracteristici cuantice trebuie să se manifeste la nivelul instabilităților⁽¹⁰⁾.

2°. Câmpul electric fiind în mod intrinsec de natură vectorială, instabilitățile legate de polarizarea câmpului pot fi de un tip nou.

3°. Fenomenul de conjugare de fază face să apară în cuplajul neliniar termeni proporționali cu complex conjugatele câmpurilor, ceea ce nu are analog natural în hidrodinamică. Ori, se cunoaște din teoria ecuațiilor cu derivate parțiale că ecuațiile în care figurează simultan un câmp și complexul său cu proprietăți foarte originale (și care sunt, de altfel, prost cunoscute). De asemenea, în acest caz ne putem aștepta la instabilități de un tip nou.

4°. Varietatea mediilor neliniare și plaja puterii de acordabilitate a laserelor fac din optică o disciplină privilegiată pentru studiul morfogenezei. Ca nici o altă

⁽¹⁰⁾ G. Grynberg, L. A. Lugiato, Opt. Commun. **101**, 69 (1993)

ramură a fizicii, optica neliniară permite într-adevăr să se realizeze experiențe simple și rapide (timpii de răspuns ai mediilor optice neliniare fiind considerabil mai scurți decât cei ai sistemelor hidrodinamice), beneficiind de o gamă foarte vastă de intensități și de tipuri de neliniarități. Însă, locul acesteia nu se va putea afirma decât dacă se vor dezvolta metode de diagnostic la fel de performante ca în cazul velocimetriei laser folosită în hidrodinamică, mai ales pentru studiul instabilităților chiar în interiorul mediului neliniar. De asemenea, este de dorit ca fizicienii care lucrează în optica neliniară să fie pe deplin conștienți de mizele și experiențele care pot face să avanseze în mod veritabil cunoștințele în acest domeniu atât de fascinant și de estetic ca cel al morfogenezei spontane.

Generarea de armonici de ordin foarte ridicat în gaze și posibilitatea de a realiza generarea de armonici impare în gaze a fost demonstrată în anii '70 ai secolului trecut. Până în anii '90 ai secolului trecut, laserii disponibili nu permiteau să se observe decât armonici de ordin puțin ridicat (în mod tipic 3, 5, 7, chiar 9). Pentru a dispune de o sursă de radiație coerentă de lungime de undă cât mai scurtă, laserii folosiți trebuiau aleși, ei înșiși, de lungime de undă cât mai scurtă. Aceasta situație a fost totalmente răsturnată din temelii la sfârșitul anilor '80 ai secolului trecut, când două echipe din Chicago și Saclay au observat generarea armonicilor de ordin considerabil de ridicat, până la de 135 de ori frecvența inițială, folosind laseri foarte intensi și de durată scurtă a impulsurilor, fenomenul fiind cu atât mai eficace cu cât lungimea de undă laser este mai mare. Această ultimă caracteristică a fost neașteptată. În plus, contrar ideilor intuitive bazate pe teoria perturbațiilor, distribuția în intensitate a armonicilor observate nu descrește cu ordinul procesului⁽¹¹⁾, ci rămâne constantă pe un domeniu spectral larg (ea prezintă o formă de platou), apoi descrește brutal începând de la o anumită frecvență de tăiere.

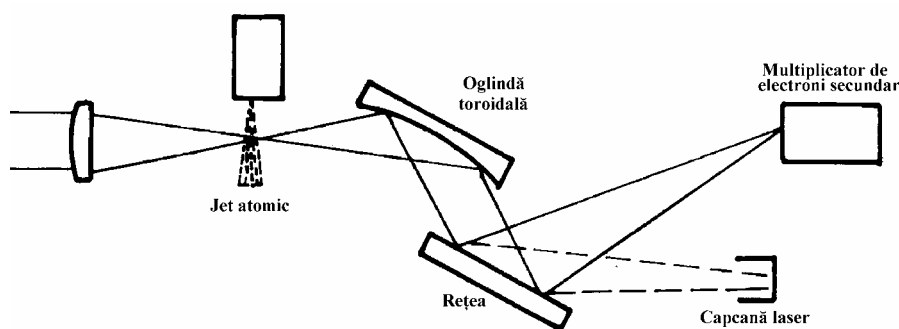


Fig. 10.3.

Dispozitivul experimental pentru detecția armonicilor de ordin foarte ridicat generate prin interacțiunea laser de radiație intensă cu un jet de gaz, utilizat în aceste experiențe, este reprezentat în figura 10.3⁽¹²⁾. Radiația produsă pe axa de propagare a laserului este analizată cu ajutorul unui cuplu oglindă toroidală – rețea plană, care

⁽¹¹⁾ A. L'Huillier, L. A. Lompré, G. Mainfray, C. Manus, *Atoms in Intense Laser Fields*, editată sub conducerea științifică a lui M. Gavrilă (*Advances in Atomic, Molecular and Optical Physics*, Supplément, 1, Academic Press, New York, 1992), p. 139

⁽¹²⁾ A. L'Huillier, P. Balcan, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 774 (1993)

permite în același timp de a refocaliza spațial radiația și de a o dispersa spectral. Armonicele astfel separate sunt analizate de un multiplicator de electroni secundari, în timp ce radiația incidentă reflectată de rețea este prinsă în capcană. În figura 10.4 este un rezultat tipic⁽¹³⁾ obținut în cazul xenonului cu un laser de sticlă dopată cu Nd, durată impulsului fiind 1 ps, lungimea de undă 1053 nm și de intensitate 10^{18} W/m². După descreșterea așteptată pentru ordinele 3 și 5 (în cadrul teoriei perturbațiilor), intensitatea armonicelor rămâne practic constantă până la aproximativ ordinul 23, înainte de a descrește din nou brusc. Această distribuție caracteristică este datorată faptului că iluminarea laser este suficient de intensă pentru a induce un răspuns neperturbativ la câmpul electric. Cu alte cuvinte, polarizația neliniară nu mai admite o dezvoltare în puteri a câmpului electric incident.

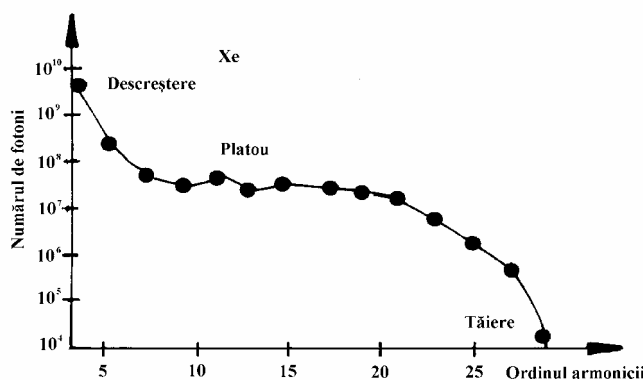


Fig. 10.4.

Dacă se utilizează gaze rare mai ușoare, ca neonul sau heliul, este posibil de a se observa armonici de ordin mai înalt și deci de a merge mai mult către lungimi de undă scurte. Figura 10.5 rezumă rezultatele obținute în cazul a patru gaze rare Xe, Ar, Ne și He. Armonicele de ordin maxim observate sunt, respectiv, la 27, 57, 135 și 125. În ultimele două cazuri, această limită este impusă de performanțele spectrometrului utilizat în experiențele efectuate.

În figura 10.5 avem spectrul armonicelor obținute cu jet de Xe, Ar, Ne și He iluminat de un laser cu sticlă dopată cu neodim, având puterea de ordinul 10^{19} W/m². Mărimile reprezentate corespund la o estimare a numărului de fotoni obținuți la fiecare tir laser.

Interpretarea fizică a acestor rezultate este astăzi încă în dezvoltare, însă poate să se articuleze în jurul scenariului de trei etape propus de L'Huillier⁽¹⁴⁾:

- (1°) Ionizarea electronică prin efect tunel la traversarea barierei coulombiene redusă de câmpul laser;
- (2°) Accelerarea electronului în câmpul laser;
- (3°) Recombinarea către starea fundamentală (cu emisia unui foton de mare

⁽¹³⁾ P. Balcan, A.S.L. Gomes, C. Carnaggia, L.A. Lompré și A. L'Huillier, J. Phys. **B25**, 4467, (1992)

⁽¹⁴⁾ A. L'Huillier, M. Lewenstein, P. Balcan, P. Salières, M.Y. Ivanov, J. Lerrson și C.G. Wahlström, Phys. Rev. Lett. **A48**, R3433, (1993)

energie) când traiectoria clasică a electronului trece prin vecinătatea potențialului atomic.

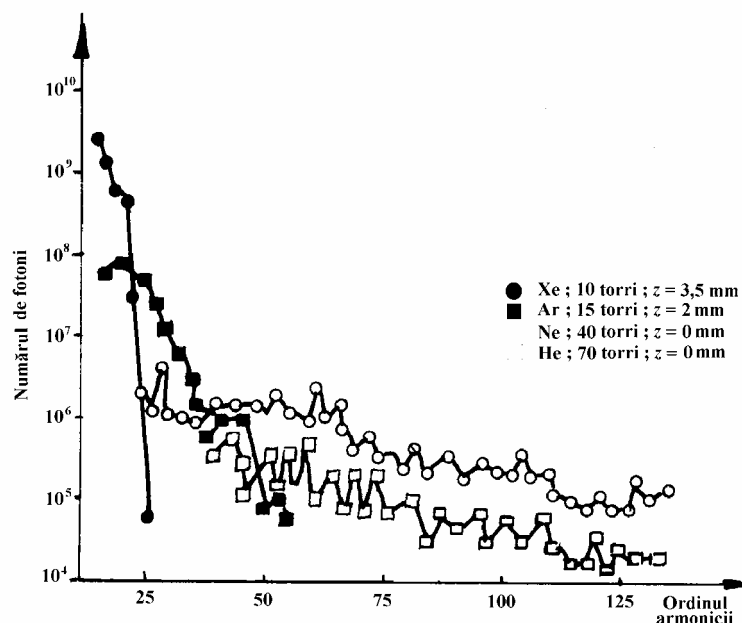


Fig. 10.5.

În viitor, această tehnică de generare a armonicelor ar trebui să permită să se dispună în domeniul spectral al radiațiilor X noi de o sursă pulsată, coerentă și acordabilă, adică, având toate caracteristicile unui laser. Acesta rămâne în momentul de față un domeniu de cercetare științifică foarte activ.

Răspunsul optic neliniar legat de gradele de libertate de translație ale atomilor a fost studiat pe medii gazoase care au constituit tot timpul un câmp de investigații privilegiat al opticii neliniare datorită simplității descrierii la nivel atomic. Toate mediile de acest tip studiate până în anii '90 ai secolului trecut erau caracterizate prin temperaturi care se situau în gama (300 ÷ 500) K. Dezvoltarea tehnicilor de răcire a atomilor cu ajutorul laserului până la temperaturi extrem de joase (de ordinul μK) permit de a dispune în momentul de față de medii gazoase complet originale, pentru care anumite proprietăți sunt legate de caracterul cuantic al mișcării centrului de masă al atomilor. Datorită acestui fapt, ele constituie un câmp de investigații complet nou pentru optica neliniară.

Studiul proprietăților neliniare ale atomilor răciți (în principal prin tehnici de spectroscopie neliniară de tipul pompă – sondă) își are începuturile în anul 1991 și a dat deja naștere la observarea a numeroase fenomene care implică răspunsul neliniar la excitarea laser a gradelor de libertate de translație ale centrului de masă atomic. În continuare vom prezenta doua exemple din astfel de efecte.

(1°) *Rezonanțele induse prin recul.* După cum am observat în §5.2, observarea efectului Raman stimulat necesită existența de nivele de energie nedegenerate care posedă populații diferite. Situațiile obișnuite cercetate sunt acelea

în care aceste nivele aparțin la un spectru de energie discret. De fapt, o astfel de proprietate nu este nicidecum necesară la existența unui efect Raman. Ca urmare a unei previziuni teoretice a lui Guo⁽¹⁵⁾, o experiență recentă⁽¹⁶⁾, folosind un ansamblu de atomi de cesiu răciți cu laser, a permis să se observe un astfel de efect în cazul în care nivelele de energie aparțin la un spectru continuu legat de energia cinetică a atomilor.

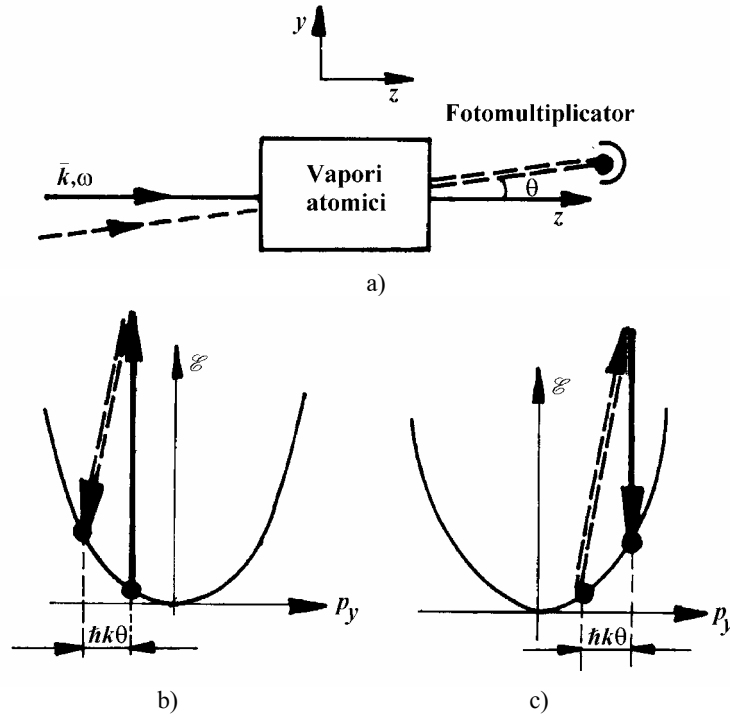


Fig. 10.6.

Să considerăm o situație experimentală asemănătoare cu cea cercetată în §5.2, dar pentru cazul unui atom cu două nivele $|a\rangle$ și $|b\rangle$ interacționând cu o undă pompă de frecvență ω și de vector de undă $\vec{k} = k \vec{u}_z$ și o undă sondă de frecvență $\omega_s = \omega + \delta$ și de vector de undă $\vec{k}_s = k \cos \theta \vec{u}_z + k \sin \theta \vec{u}_x$ (figura 10.6). La partea centrală a spectrului de transmitere al undei sondă contribuie două procese având efecte opuse: pe de o parte, un mecanism de câștig asociat la absorbția unui foton pompă urmată de emisia stimulată a unui foton sondă, care se traduce printr-o modificare a impulsului centrului de masă atomic de la $\vec{p}$ la $\vec{p} + \hbar(\vec{k} - \vec{k}_s)$, deoarece se conservă impulsul total al sistemului {atom + câmp} în cursul procesului; pe de altă parte, un mecanism de absorbție legat de procesul invers de absorbție a unui foton sondă urmată de emisia stimulată a unui foton pompă, cu schimbarea de

⁽¹⁵⁾ J. Guo, P.R. Berman, P. Dubetsky, Phys. Rev. **A46**, 1426 (1992)

⁽¹⁶⁾ J.Y. Courtois, G. Grynberg, B. Loumis, P. Verkerk, Phys. Rev. Lett. **72**, 3017 (1994)

impuls atomic de la $\bar{p} + \hbar(\bar{k} - \bar{k}_s)$ la $\bar{p}$. De fapt, populațiile $N[\bar{p}]$ și $N[\bar{p} + \hbar(\bar{k} - \bar{k}_s)]$ ale claselor de impuls inițial și final al procesului de difuzie fiind în general diferite, unul din mecanismele de transfer de putere dintre pompă și sondă depășește pe celălalt, astfel încât unda sondă câștigă (sau pierde) energie proporțional cu diferența de populații $N[\bar{p}] - N[\bar{p} + \hbar(\bar{k} - \bar{k}_s)]$. Suma tuturor acestor procese de difuzie Raman stimulată elementară, mediată pe distribuția de impuls atomic total, conduce la o rezonanță numită «indusă prin recul» în centrul spectrului de transmisie a undei sondă. În figura 10.6a este dată schema montajului experimental utilizat pentru observarea rezonanțelor induse prin recul, iar în figurile 10.6b și c sunt reprezentate procesele Raman stimulate între stările externe atomice de energie $\mathcal{E} = \frac{p_y^2}{2M}$. Populația diferitelor clase de impuls fiind o funcție descrescătoare de $|p_y|$, unda sondă suferă un proces de câștig pentru $\delta < 0$ (figura 10.6 b) și de absorbție pentru $\delta > 0$ (figura 10.6 c).

Pentru a preciza forma unei astfel de rezonanțe, vom considera cazul simplu în care unghiul θ dintre unda pompă și unda sondă este suficient de mic pentru a putea să se negligeze termenii de ordinul lui θ^2 . Atunci este foarte ușor să se estimeze alura acestei rezonanțe. Condițiile de conservare a energiei și impulsului pentru sistemul {atom + câmp} arată într-adevăr că, de fapt, contribuția elementară a fiecărei clase de impuls consistă într-o rezonanță Raman stimulată având o formă lorentziană, centrată în $\delta = \frac{k\theta p_y}{M}$, unde M este masa atomică și semilărgimea γ este gradul de relaxare tipic al populațiilor claselor impulsului. Coeficientul de amplificare al undei sondă, legat de amplitudinea rezonanței spectrului de transmisie, este atunci proporțională cu

$$g_s(\gamma) = I \int dp_y \frac{\gamma [N(p_y) - N(p_y - \theta \hbar k)]}{\left(\delta - \frac{\theta k p_y}{M}\right)^2 + \gamma^2}, \quad (10.1)$$

ținând seama de relația (5.68). În relația (10.1) I este intensitatea câmpului pompă. Câștigul undei sonda apare ca o sumă pe toate clasele de impuls atomic, de rezonanțe Raman stimulate de tipul celor din figura 5.17. Faptul ca această sumă ar fi o integrală provine din aceea că stările inițială și finală ale proceselor Raman elementare aparțin la un continuum. Dacă distribuția de impuls atomic variază puțin la scara lui $\theta \hbar k$ (ceea ce este în general corespunzător cazului respectiv), este

posibil de a înlocui diferența de populații $N(p_y) - N(p_y - \theta \hbar k)$ prin $\theta \hbar k \frac{\partial N(p_y)}{\partial p_y}$

în ecuația (10.2). Presupunând că distribuția de impuls atomic urmează o lege Maxwell – Boltzmann

$$N(p_y) = N(0) \exp\left[-\frac{p_y^2}{2Mk_B T}\right], \quad (10.2)$$

unde k_B este constanta lui Boltzmann și T temperatura mediului, rezultă din ecuația (10.1) că avem un câștig al unei sondă egal cu produsul de convoluție al unei lorentziene de lărgime $\frac{2M\gamma}{k\theta}$ cu o derivată a gaussienei de lărgime $2M\langle v \rangle$, unde $\langle v \rangle$ este viteza pătratică medie a atomilor. Limitându-ne la cazul experimental în care gradul de relaxare verifică inegalitatea $\gamma \ll k\theta\langle v \rangle$, atunci, este posibil de a înlocui, în produsul convoluției, lorentziana prin distribuție Dirac și formula (10.1) devine:

$$g_s(\delta) = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \cdot \frac{\hbar I}{k_B T} \cdot \frac{\delta}{k\theta\langle v \rangle} \exp\left[-\frac{\delta^2}{2(k\theta\langle v \rangle)^2}\right]. \quad (10.3)$$

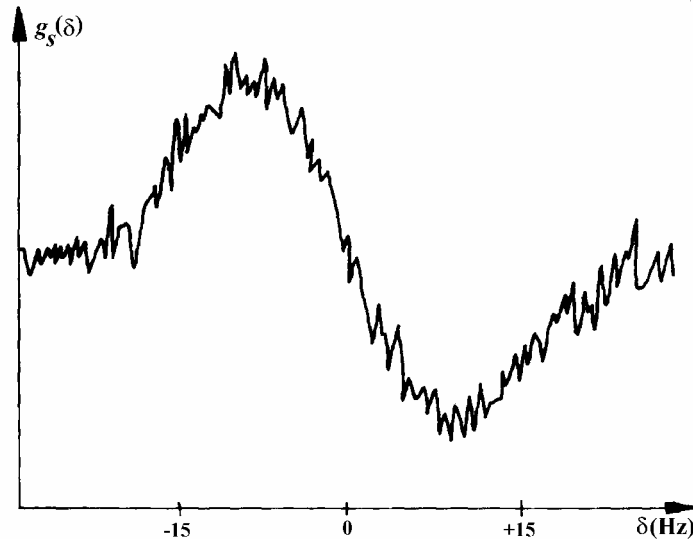


Fig. 10.7.

Dependența de frecvență a câștigului unei sondă prezintă, deci, forma unei derivate gaussiene, la care semilărgimea $k\theta\langle v \rangle$ dă direct acces la lărgimea Doppler a mediului și deci la temperatura sa T (figura 10.7). Rezonanțele induse de recul prezintă deci caracteristici foarte diferite ale structurilor care figurează de obicei într-un spectru de transmisie (§5.2).

Se menționează că interpretarea acestui tip de rezonanțe în funcție de procesele Raman stimulate nu este totalmente univocă. Într-adevăr, este posibil de a le descrie dintr-un alt punct de vedere în funcție de difuzia Rayleigh stimulată pe o rețea de densitate indusă în mediu de electrostricțiune. Această ambiguitate, legată de faptul că continuumul de energie face să intervină *gradele de libertate externe ale atomului*, este de asemenea foarte originală în domeniul spectroscopiei neliniare⁽¹⁷⁾.

⁽¹⁷⁾ J.Y. Courtois, G. Grinberg, B. Loumis, P. Verkerk, Phys. Rev. Lett. **72**, 3017 (1994)

(2°) *Spectroscopia Raman stimulată în rețelele optice.* Starea gazoasă a materiei este de o bicei asociată cu imaginea de atomi în mișcare neîncetată, conferind mediului un caracter totalmente dezordonat și schimbător. Această situație este, în momentul de față, primenită prin tehnicile de răcire a atomilor cu laser care permit să se realizeze medii atomice, numite «rețele optice», în același timp ordonate, diluate (distanța tipică între atomi fiind superioară la un micron) și în care atomii legați prin lumină efectuează în mod esențial o mișcare de oscilație în jurul poziției lor de echilibru.

Se va prezenta modul în care este obținut un asemenea mediu în cazul simplu al unei geometrii cu o dimensiune. Se consideră un atom al cărui moment cinetic al nivelului fundamental este $J_a = \frac{1}{2}$. Acesta este de fapt compus din două

subnivele care sunt reperate prin numerele cuantice magnetice $m_a = -\frac{1}{2}$ și $m_a = +\frac{1}{2}$ (figura 10.8).

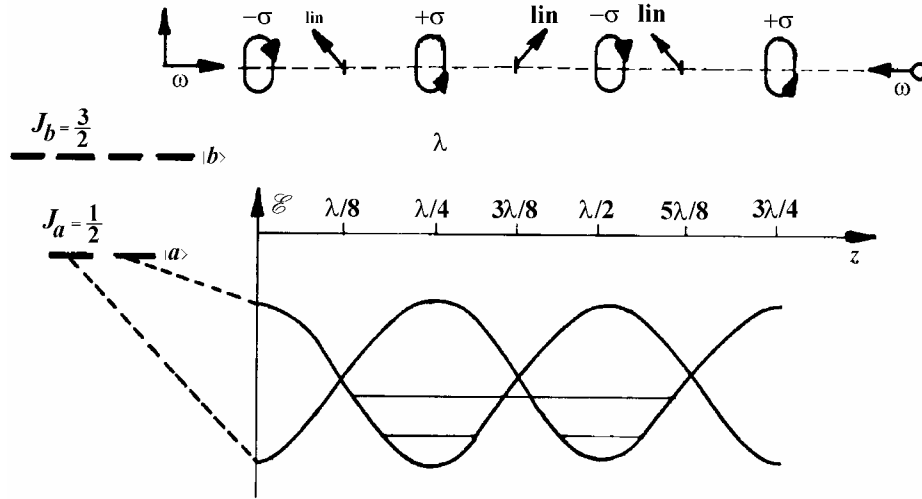


Fig. 10.8.

Nivelul fundamental este cuplat la un nivel excitat de un moment cinetic $J_b = \frac{3}{2}$ printr-un câmp laser cuasirezonaant, constituit din două fascicule de aceeași lungime de undă λ , de polarizări liniare ortogonale și care se propagă în sensuri opuse. Suprapunerea acestor două fascicule dă naștere la o undă staționară a cărei polarizare se schimbă în fiecare punct al spațiului cu o periodicitate $\frac{\lambda}{2}$. După faza relativă a undelor incidente (fază care variază cu punctul), câmpul rezultat este de polarizare circulară (după sensul de rotație al câmpului electric, se vorbește de

polarizare circulară σ^+ sau σ^-), liniară sau eliptică (figura 10.8). Acest câmp laser are două defecte esențiale asupra subnivelelor $m_a = +\frac{1}{2}$ și $m_a = -\frac{1}{2}$:

- Primul efect consistă într-o modificare a populațiilor relative ale fiecărui din aceste nivele și depinde de polarizația locală a câmpului (acesta este efectul de pompaj optic prezis de Kastler în anul 1950⁽¹⁸⁾). De exemplu, în dreptul în care câmpul este polarizat circular, lumina tinde să “pompeze” toți atomii într-un singur subnivel ($m_a = +\frac{1}{2}$ dacă avem câmpul polarizat σ^+ sau $m_a = -\frac{1}{2}$ dacă avem câmpul polarizat σ^-)

- Al doilea efect conduce la o deplasare, în general diferită, a energiilor subnivelelor (acestea fiind deplasările datorită intensității luminii, descoperite de Cohen-Tannoudji⁽¹⁹⁾). Amplitudinea acestui efect depinde în același timp de polarizarea locală a câmpului și de diferența dintre frecvența laser ω și frecvența de rezonanță atomică ω_A (aceasta determinând, în particular, sensul deplasării nivelelor: în jos, dacă $\omega < \omega_A$ și în sus dacă $\omega > \omega_A$). Se arată, în particular, că deplasarea subnivelului $m_a = +\frac{1}{2}$ este maximă și a subnivelului $m_a = -\frac{1}{2}$ este minimă, în punctele în care este polarizată σ^+ (situația fiind inversă în punctele de polarizare σ^-).

Astfel, efectul combinat al pompajului optic și al deplasărilor luminoase tind să acumuleze atomii în subnivelul care are deplasarea luminoasă cea mai mare. Se observă, în particular, că în cazul în care frecvența laser este aleasă astfel încât $\omega < \omega_A$ (deplasare luminoasă negativă), *atomii vor fi pompați în mod preferențial în subnivelele având o energie minimă*. De fapt, variația continuă a polarizației câmpului în spațiu va conduce la o modulare spațială a energiei subnivelelor fundamentale, jucând rolul unui potențial exterior pentru variabilele relative la poziția nucleului (figura 10.8). Această situație este asemănătoare cu cea întâlnită în fizica moleculară unde energia electronică este aceea care determină potențialul în care oscilează nucleele. În același timp, există diferență enormă privind ordinele de mărime. În molecule, adâncimea gropilor de potențial este determinată de potențialul coulombian și corespunde în unități de temperatură la o cantitate de ordinul a 10^4 K. În general, molecula este stabilă atâta timp cât temperatura înconjurătoare este mică față de această adâncime a gropii de potențial. În cazul gropilor de potențial induse de interacția dintre atom și lumină și prezentate pe figura 10.8, situația este complet diferită deoarece adâncimea gropilor este de ordinul a 10^{-4} K. Deci, sunt necesare temperaturi foarte joase, în domeniul μ K, pentru ca atomii să poată să fie confinați durabil în astfel de gropi de potențial.

⁽¹⁸⁾ A. Kastler, J. de Phys., **11**, 255, (1950)

⁽¹⁹⁾ C. Cohen-Tannoudji, *Topics on Radiofrequency Spectroscopy*, p. 240, Proc. of the International School of Physics, Varenna 1960, Academic Press, (1962)

Mecanismul responsabil de răcirea și confinarea atomilor pe fundul acestor gropi de potențial este discutată în literatura de specialitate^{(20), (21), (22)}. Când atomul este confinat într-un astfel de potențial (groapă de potențial), din punct de vedere clasic el oscilează pe fundul gropii de potențial cu o frecvență Ω_V depinzând de curbura potențialului și de masa atomică. Deoarece dimensiunile gropilor de potențial sunt inferioare lungimii de undă λ , amplitudinea oscilațiilor atomului în fundul gropii de potențial poate ea însăși să fie inferioară lui λ . De fapt, este comod de a descrie mișcarea atomilor în cadrul mecanicii cuantice, temperatura fiind suficient de joasă pentru ca numai nivelele de energie cele mai profunde ale gropilor de potențial să fie ocupate într-o manieră semnificativă. Cum pentru cea mai mare parte a oscilatorilor cuantici, energiile nivelelor din vecinătatea fundului gropilor de potențial sunt date de expresia $\left(n + \frac{1}{2}\right)\hbar\Omega_V$, unde n este un întreg pozitiv și $\hbar$ constanta lui Planck, se arată că o fracțiune semnificativă, de ordinul a un sfert din atomi, se poate acumula în nivelul de energie cel mai de jos ($n=0$) a cărui extensie spațială este tipic de ordinul lui $\lambda/30$.

Prima demonstrație experimentală a mișcării oscilatorii a atomilor în potențialul din figura 10.8 a fost realizată în anul 1992 la Paris. Această experiență se bazează pe observarea procesului de difuzie Raman stimulată între nivele vibraționale. Se adaugă la cele două unde de frecvențe ω din figura 10.8, care creează potențialul luminos, o undă sondă de slabă intensitate, a cărei frecvență ω_S poate fi schimbată continuu de o parte și de alta a lui ω . După cum am văzut în §5.2, dacă populația nivelului vibrațional $n=0$ este superioară populației nivelului $n=1$, se produce un transfer rezonant de populație între aceste nivele când diferența dintre cuantele de energie aduse de fiecare undă este egală cu cuanta de energie de vibrație, adică, pentru $|\omega - \omega_S| = +\Omega_V$ (efectul Raman stimulată). Când $\omega - \omega_S = +\Omega_V$, există absorbție de energie în undele care creează potențialul luminos și amplificarea unei sonde (figura 10.9 a).

În acest caz, deci, frecvența unei sonde, ω_S , este inferioară celei a undelor laser, ω , cu o cantitate egală cu cuanta de vibrație Ω_V și are loc transferul de populație rezonant între nivelele de vibrație populate diferit (proporțional cu talia discurilor negre din figura 10.9 a) și acest transfer este însoțit de amplificarea unei pe seama undelor laser. Dacă $\omega - \omega_S = -\Omega_V$, avem fenomenul invers, adică, procesul de absorbție a unei sonde în beneficiul undelor laser, undă sondă având o frecvență superioară celei a undelor laser (figura 10.9 b). Spectrul experimental care reprezintă variația intensității unei sonde după transmisia în mediul atomic evidențiază în mod efectiv existența unei amplificări rezonante pentru $\omega - \omega_S = \Omega_V$ și a unei absorbții rezonante pentru $\omega - \omega_S = -\Omega_V$ (figura 10.9 c). Acestea sunt de

⁽²⁰⁾ C. Cohen-Tannoudji, *Piéger et observer un seul atome*, Revue du Palais de la Découverte, **17**, Paris, (1989)

⁽²¹⁾ H. Dehmelt, *Single particle at rest in free space: new value for electron radius* (Symposium Alfred Kastler), Annales de physique, **10-6**, Paris, (1985)

⁽²²⁾ W. Quint, W. Schleich, H. Walther, *Le piégeage des ions*, La Recherche, **214**, (1989)

fapt rezonanțele Raman în amplificarea pentru $\omega - \omega_s = -\Omega_V$ și în absorbție pentru $\omega - \omega_s = \Omega_V$, care demonstrează mișcarea de vibrație a atomilor pe fundul gropilor de potențial ale luminii. Caracteristicile spectrului (poziția și lărgimea liniilor) confirmă în afară de existența mișcării oscilatorii a atomilor pe fundul gropilor de potențial luminoase și prezența unei fracțiuni din atomi localizați pe nivelele de energie cele mai joase.

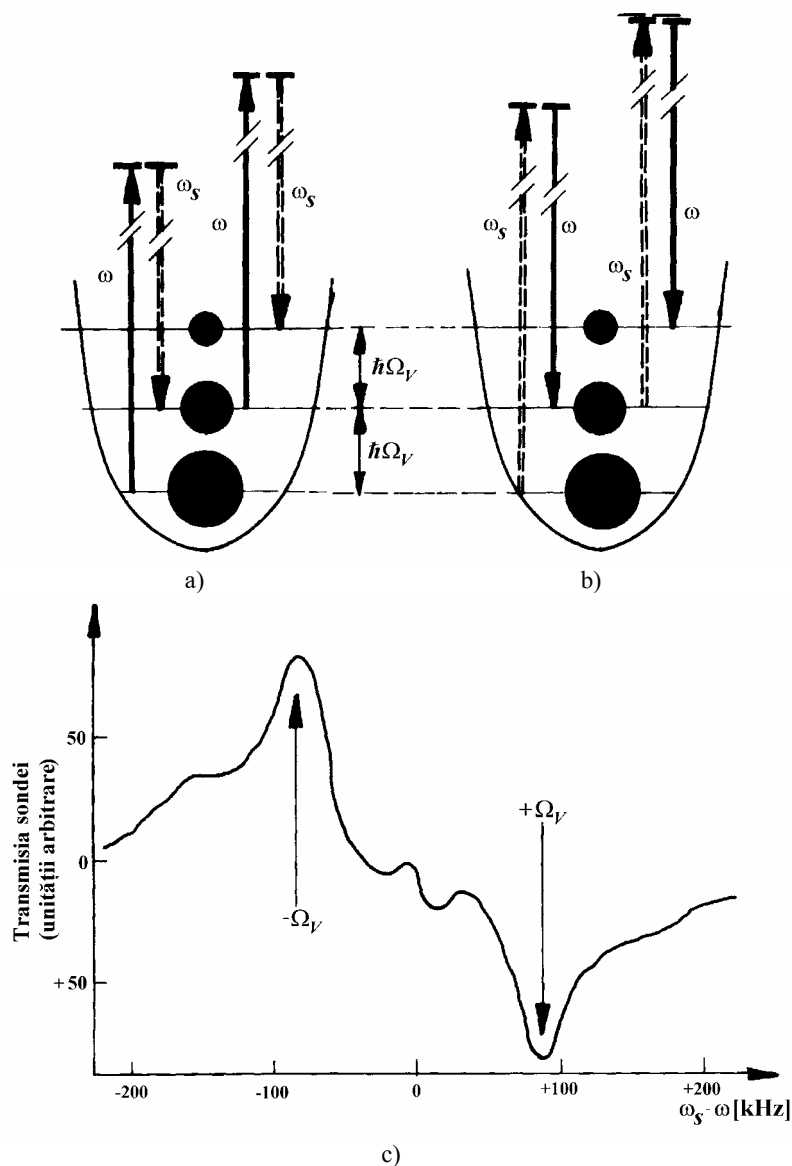


Fig. 10.9.

În afară de cercetările fundamentale, cercetările aplicative au o dezvoltare explozivă atât pentru obținerea de noi materiale (noi materiale organice neliniare, materiale fotorefractive pentru procesarea optică, fibre optice cu *inimi* cristaline organice) și noi aparate care să utilizeze unul sau mai multe (Anexa a-V-a) efecte neliniare optice.

Se fac cercetări privind optica neliniară la suprafețe ale materialelor și în materiale compozite, asupra efectului de bistabilitate optică în semiconductori pentru a se ajunge la calculatoarele optice, studii de instabilități și haos în interacția fasciculelor optice neliniare etc.