

8. CONVERTOARE OPTICE DE FRECVENȚĂ INTEGRATE

8.1. Procese multifotonice fundamentale

În urma interacțiunii dintre radiația laser intensă (cu ajutorul căreia se pot obține câmpuri electrice cu intensități mai mari de $10^6 \div 10^7$ V/cm, care încep să devină comparabile cu intensitatea câmpurilor electrice atomice $\approx 3 \cdot 10^8$ V/cm) și substanță, proprietățile acesteia se schimbă ca urmare a *efectelor neliniare* care apar [8.1]-[8.6].

În cazul ghidurilor optice de undă chiar dacă puterile cu care se operează sunt relativ mici, de ordinul sutelor de mW, densitățile de putere obținute (pe unitatea de suprafață) au valori considerabile din cauza dimensiunilor reduse ale ghidurilor. Astfel, în cazul unui ghid optic de undă de tip canal cu dimensiunile $1 \mu\text{m} \times 1 \mu\text{m}$ secțiunea transversală a acestuia este $A = 10^{-12} \text{ m}^2$, iar intensitatea locală $I = P/A$, unde puterea radiației laser incidente, P are o valoare foarte mare.

8.1.1. Caracterizarea generală a proceselor multifotonice fundamentale

Descrierea fenomenologică a efectelor neliniare poate fi făcută cu ajutorul polarizării \vec{P} , indusă în mediu, care poate fi dezvoltată în serie de puteri ale câmpului intens aplicat \vec{E} , sub forma [8.1]:

$$\vec{P} = \epsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E} + \epsilon_0 \chi^{(2)} \vec{E}^2 + \epsilon_0 \chi^{(3)} \vec{E}^3 + \dots \quad (8.1)$$

Primul termen, care conține *susceptibilitatea de ordinul întâi* $\chi^{(1)}$, caracterizează propagarea liniară a undelor electromagnetice și descrie proprietățile optice liniare ale mediului prin intermediul indicelui de refracție. Ceilalți termeni, care conțin *susceptibilitățile neliniare de diferite ordine* $\chi^{(2)}, \chi^{(3)}, \dots$, descriu propagarea undelor electromagnetice în medii în care se manifestă efecte neliniare.

Astfel, termenul al doilea conține *susceptibilitatea neliniară de ordinul doi* $\chi^{(2)}$, a cărei valoare, cu mult mai mică decât cea de ordinul întâi, a fost pusă în evidență odată cu generarea celei de-a doua armonici optice, într-un cristal de cuarț care a fost excitat cu un laser cu rubin de mare putere. Efectele neliniare de ordinul doi pot fi descrise cu ajutorul polarizării neliniare corespunzătoare care este o funcție pătratică de amplitudinea câmpurilor [8.3]

$$P_i^{nl}(\omega_3, \vec{r}) = \frac{1}{2} \chi_{ijk}^{(2)}(-\omega_3; \omega_1, \omega_2) E_j(\omega_1) E_k(\omega_2) \times \exp[i(\vec{k}_1 + \vec{k}_2) \cdot \vec{r} - i(\omega_1 + \omega_2)t] + c.c. \quad (8.2)$$

în care: i, j, k specifică coordonatele carteziene. Polarizarea corespunzătoare sumei frecvențelor $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ acționează ca o sursă în ecuațiile Maxwell

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{E}) + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = -\mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2}, \quad (8.3)$$

iar radiația emisă este proporțională cu $|\chi^{(2)}(\omega_3)|^2$.

Susceptibilitatea neliniară de ordinul doi este de fapt un tensor de ordinul trei, care caracterizează sistemele ce nu au centru de inversie. Relația (8.2) descrie generarea armonicii a doua dacă $\omega_1 = \omega_2$. Tot cu ajutorul relației (8.2), dacă se înlocuiește ω_2 cu $-\omega_2$ mai pot fi descrise fenomenele de generare parametrică a radiațiilor a căror frecvență este egală cu diferența frecvențelor $\omega_3 = \omega_1 - \omega_2$, fenomenul de *redresare* a luminii care constă în apariția unei tensiuni continue la capetele unui cristal piezoelectric excitat de o radiație intensă pentru care este îndeplinită condiția $\omega_2 = -\omega_1$ precum și *efectul electrooptic liniar (Pockels)* obținut în cazul în care: $\omega_2 = 0$. Dacă frecvența ω_2 se află în domeniul undelor radio sau microundelor se obține fenomenul de *modulare a frecvenței luminii*. Întrucât susceptibilitatea neliniară de ordinul doi determină cuplarea a trei unde electromagnetice, cu ajutorul ei mai pot fi caracterizate și fenomenele de *oscilație parametrică*.

Deși în mediile optice dense un rol important îl joacă corecțiile determinate de câmpurile locale care pot schimba valoarea susceptibilității $\chi^{(2)}$, descrierea fenomenologică a fenomenelor prezentate nu este afectată de aceste corecții.

Al treilea termen al dezvoltării, care conține *susceptibilitatea neliniară de ordinul trei*, $\chi^{(3)}$, determină efecte neliniare ca: *absorbția a doi fotoni, generarea armonicii a treia, împrăștierea Raman stimulată, mixarea neliniară, dependența indicelui de refracție de intensitate*.

În mediile caracterizate prin existența unui centru de inversie, efectele neliniare de ordinul trei sunt descrise de polarizarea neliniară corespunzătoare care depinde de cubul amplitudinilor câmpului electric printr-o relație de forma:

$$P_i^{nl}(\omega_4, \vec{r}) = \frac{1}{2} \chi_{ijk}^{(3)}(-\omega_4; \omega_1, \omega_2, \omega_3) \times \\ E_j(\omega_1) E_k(\omega_2) E_l(\omega_3) \exp[i(\vec{k}_1 + \vec{k}_2 + \vec{k}_3) \cdot \vec{r} - i\omega_4 t] + c.c. \quad (8.4)$$

și în acest caz polarizarea neliniară de ordinul trei corespunzătoare sumei frecvențelor $\omega_4 = \omega_1 + \omega_2 + \omega_3$ acționează ca o sursă în ecuația undelor generând

radiații a căror intensitate este proporțională cu $|\chi_{ijk}^{(3)}(-\omega_4; \omega_1, \omega_2, \omega_3, \omega_4)|^2$.

8.2. Dublorul de frecvență. Generalități

Una dintre metodele cel mai des aplicate în vederea extinderii spectrului radiațiilor coerente în domeniul ultraviolet și respectiv infraroșu îndepărtat este *generarea armonicilor optice de diferite ordine* [8.1]-[8.5].

Pentru a calcula puterea armonicii a doua, presupunem că în mediul neliniar interacționează trei câmpuri de frecvențe $\omega_1, \omega_2, \omega_3$, descrise de unde progresive plane care se propagă după direcția z , de forma:

$$E_{\alpha_1}^{(\omega_1)}(z, t) = \frac{1}{2} \left\{ E_{\alpha_1}(z) \exp[i(\omega_1 t - k_1 z)] + c.c. \right\} \quad (8.5)$$

$$E_{\alpha_2}^{(\omega_2)}(z, t) = \frac{1}{2} \left\{ E_{\alpha_2}(z) \exp[i(\omega_2 t - k_2 z)] + c.c. \right\} \quad (8.6)$$

$$E_{\alpha_3}^{(\omega_3)}(z, t) = \frac{1}{2} \left\{ E_{\alpha_3}(z) \exp[i(\omega_3 t - k_3 z)] + c.c. \right\} \quad (8.7)$$

în care prin notația (*c. c.*) se înțelege complex conjugatul primului termen din parantază.

Dacă se consideră variații foarte mici ale amplitudinilor câmpurilor după direcția z , adică:

$$\frac{\partial E_{\alpha_i}}{\partial z} k_i \gg \frac{\partial^2 E_{\alpha_i}}{\partial z^2} \quad (8.8)$$

și introducem expresiile (8.5)-(8.7) în relația polarizației (8.1) și respectiv în ecuația undelor

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{E}) = \mu_0 \epsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} + \mu_0 \sigma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}_{NL}}{\partial t^2} \quad (8.9)$$

se obțin următoarele ecuații cuplate pentru amplitudinile câmpurilor care interacționează:

$$\frac{\partial E_{\alpha_1}}{\partial z} = -\gamma_1 E_{\alpha_1} - i\omega_1 K E_{\alpha_1} E_{\alpha_2} \exp[i\Delta k z] \quad (8.10)$$

$$\frac{\partial E_{\alpha_2}^*}{\partial z} = -\gamma_2 E_{\alpha_2}^* - i\omega_2 K E_{\alpha_1} E_{\alpha_2}^* \exp[i\Delta k z] \quad (8.11)$$

$$\frac{\partial E_{\alpha_3}}{\partial z} = -\gamma_3 E_{\alpha_3} - i\omega_3 K E_{\alpha_1} E_{\alpha_2} \exp[-i\Delta k z] \quad (8.12)$$

unde s-au introdus notațiile:

$$\gamma_i = \frac{\sigma_i}{2} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon}}, \quad K = \frac{\epsilon_0}{2} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon}} \chi_{\alpha_1 \alpha_2 \alpha_3}, \quad \Delta k = k_1 - k_2 - k_3. \quad (8.13)$$

Coeficientul K reprezintă un coeficient de cuplaj între cele trei unde. Cuplarea undelor se datorește caracterului neliniar al mediului în care interacționează cele trei unde, lucru evidențiat de dependența acestui coeficient de componentele tensorului susceptibilitate $\chi_{\alpha_1 \alpha_2 \alpha_3}$.

Analiza procesului de generare a armonicii de ordinul doi se poate face cu ajutorul *ecuațiilor cuplate de amplitudine* (8.10)-(8.12), deduse în cazul interacțiunii a trei unde, pentru care se consideră că: $\omega_2 = \omega_3$ și $\omega_1 = 2\omega_2$. Presupunând că mediul este transparent la frecvența ω_1 și că pierderile prin conversie sunt neglijabile (datorită raportului mic de conversie obținut experimental), prin integrare pentru un parcurs în mediu de lungime l se obține amplitudinea câmpului de frecvența armonicii a doua la ieșire sub forma:

$$E(l) = -i\omega_1 K E_{\alpha_2} E_{\alpha_3} \frac{\exp(i\Delta k l) - 1}{i\Delta k}. \quad (8.14)$$

Puterea armonicii de ordinul doi este definită cu ajutorul relației:

$$P(2\omega) = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu_0}} E_{\alpha_1} E_{\alpha_1}^* \sin^2 \theta \quad (8.15)$$

în care: θ reprezintă unghiul dintre direcția de propagare și direcția z .

Cu ajutorul amplitudinii câmpului de frecvența armonicii a doua (8.14) se poate obține modul de variație al puterii acesteia la ieșire sub forma:

$$P(2\omega) \approx P^2(\omega) l^2 \frac{\sin^2\left(\frac{\Delta k l}{2}\right)}{\left(\frac{\Delta k l}{2}\right)^2}. \quad (8.16)$$

Din relația (8.16) rezultă o putere maximă a armonicii la ieșire dacă este satisfăcută condiția de *acord al vectorilor de propagare a undelor* (cunoscută și sub denumirea *condiția de adaptare a indicilor de refracție*):

$$\Delta \vec{k} = \vec{k}_1 - \vec{k}_2 - \vec{k}_3 = 0. \quad (8.17)$$

Dacă condiția de adaptare a indicilor este satisfăcută, puterea la ieșire este proporțională cu pătratul lungimii cristalului:

$$P(2\omega) \sim l^2. \quad (8.18)$$

Dacă condiția de adaptare a vectorilor de undă (8.13) nu este îndeplinită, puterea la ieșire trece printr-o succesiune de maxime și minime, în funcție de lungimea cristalului l , separate prin distanța $l_c = \frac{\pi}{\Delta k}$ numită *lungime de coerență* [8.1], [8.5].

8.2.1. Generarea armonicii a doua în cristalul de KDP

Condiția de adaptare a (vectorilor) indicilor nu se produce în mod normal, deoarece mediile sunt dispersive ($n = n(\omega)$), pentru o polarizare dată. Astfel, în cazul generării armonicii a doua într-un cristal de KDP (KH_2PO_4) condiția de adaptare a indicilor pentru cele două componente ale câmpului de frecvență ω care au polarizările α_2 și α_3 și se propagă cu aceeași viteză de fază devine:

$$k_{\alpha_1}^{(2\omega)} = 2k_{\alpha_1}^{(\omega)}. \quad (8.19)$$

Notând cu θ unghiul făcut de direcția de propagare cu axa optică z , relația (8.19) se mai poate scrie sub forma: $n_{\alpha_1}^{2\omega}(\theta) = n_{\alpha_2}^{(\omega)}(\theta)$.

Relația (8.19) evidențiază dependența indicelui de refracție de direcția de propagare, proprietate cunoscută a cristalele anizotrope uniaxe, categorie din care face parte și cristalul KDP (uniax negativ) la frecvențele ω și 2ω .

Deoarece cristalul KDP este uniax negativ (fig. 8. 1):

$$n_e^{(\omega)} \leq n_o^{(\omega)} \quad (8.20)$$

este posibilă îndeplinirea condiției (8.19) pentru $\theta = \theta_a$, unde θ_a reprezintă așa-numitul *unghi de adaptare*. Deci adaptarea indicilor se obține dacă fasciculul de intrare având frecvența ω este polarizat ca rază ordinară, iar fasciculul de frecvența armoniciei 2ω este polarizat ca rază extraordinară și ambele se propagă în aceeași direcție definită de unghiul θ_a ($o \rightarrow e$).

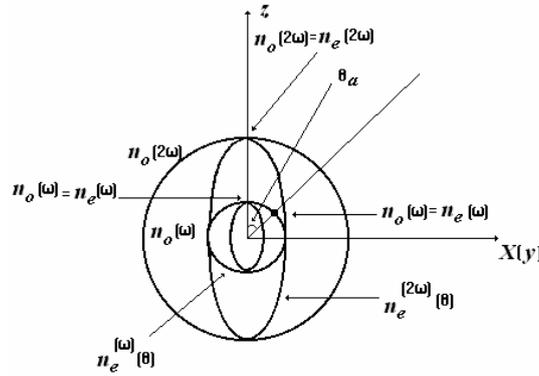


Fig. 8. 1. Forma suprafețelor indicilor de refracție pentru undele ordinară (o) și extraordinară (e) în cristalul de KDP la frecvențele ω și 2ω .

Valoarea unghiului θ_a poate fi calculată din condiția:

$$n_e^{(2\omega)}(\theta_a) = n_o^{(\omega)}(\theta_a) \quad (8.21)$$

care mai poate fi scrisă și sub forma:

$$\left[\frac{1}{n_e^{(2\omega)}(\theta_a)} \right]^2 = \left[\frac{1}{n_o^{(\omega)}(\theta_a)} \right]^2 \quad (8.22)$$

Valoarea indicelui de refracție $n_{\alpha_1}^{(2\omega)}(\theta)$ al unei extraordinare care se propagă după direcția θ se poate obține scriind ecuația elipsei de intersecție dintre elipsoidul indicilor pentru cristalele uniaxe:

$$\frac{x^2}{n_o^2} + \frac{y^2}{n_o^2} + \frac{z^2}{n_e^2} = 1 \quad (8.23)$$

și planul care trece prin origine și este perpendicular pe direcția de propagare dat de ecuația:

$$\vec{r} \cdot \vec{k} = 0 \quad (8.24)$$

în care: \vec{k} reprezintă direcția de propagare.

Ecuația elipsei de intersecție în coordonate polare este dată de expresia:

$$\frac{1}{n_e^2(\theta)} = \frac{\cos^2 \theta}{n_o^2} + \frac{\sin^2 \theta}{n_e^2} \quad (8.25)$$

Introducând valoarea lui $n_e(\theta)$ dată de relația (8.25) în condiția de adaptare a indicilor (8.21) se obține pentru sinusul unghiului de adaptare (fig. 8. 2) formula:

$$\sin \theta_a = \sqrt{\frac{[n_o^{(\omega)}]^{-2} - [n_o^{(2\omega)}]^{-2}}{[n_e^{(2\omega)}]^{-2} - [n_o^{(2\omega)}]^{-2}}} \quad (8.26)$$

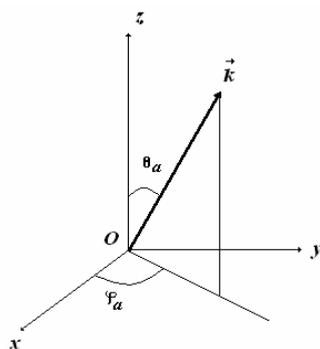


Fig. 8. 2. Orientarea cristalului de KDP în spațiu față de un sistem de axe rectangulare $Oxyz$ în funcție de unghiurile θ_a și φ_a .

În cazul particular al cristalului de KDP, indicii de refracție ordinar (o) și respectiv extraordinar (e) corespunzători radiației fundamentale (ω) și armonicii a doua (2ω) având valorile: $n_e^{(\omega)}=1,4602$, $n_e^{(2\omega)}=1,4791$, $n_o^{(\omega)}=1,4942$, $n_e^{(2\omega)}=1,5131$ pentru $\lambda=1,064 \mu\text{m}$ se obține un unghi de adaptare $\theta_a=50,4^\circ$.

8.3. Dublorul optic de frecvență integrat

Interesul pentru studiul generării armonicilor optice de diferite ordine în optica integrată a crescut în ultimii ani datorită faptului că în ghidurile optice de undă este posibilă obținerea unei concentrări foarte ridicate a puterii luminoase pe lungimi de interacțiune mari care asigură eficiențe semnificative acestor procese. Pe de altă parte, laserele cu semiconductoare care reprezintă dispozitivele cele mai eficiente și mai des utilizate în ultimul timp nu permit la momentul actual extinderea spectrului lungimilor de undă în domeniul vizibil și nici realizarea unor

surse acordabile care să acopere un domeniu larg de lungimi de undă. În aceste condiții este necesară realizarea unor dispozitive integrate hibride, care să combine proprietățile diodelor laser semiconductoare cu cele ale ghidurilor optice neliniare, în vederea obținerii unor surse coerente integrate în domeniul vizibil și respectiv a unor oscilatoare cu ajutorul cărora să se fabrice lasere acordabile, care să funcționeze pe un domeniu larg de lungimi de undă [8.1], [8.5].

8.3.1. Fenomene neliniare de ordinul doi în ghiduri optice de undă

În optica integrată fenomenele neliniare de ordinul doi prezintă câteva particularități în comparație cu cele care au loc în medii ale căror dimensiuni sunt mult mai mari decât lungimea de undă a radiațiilor care le generează (v. 8.1). Astfel, este cunoscut faptul că în ghidurile optice de undă intensitățile câmpurilor au maximele în regiunea de ghidare, acestea scăzând foarte mult în regiunile învecinate. În figura 8. 3 este prezentată variația indicelui de refracție efectiv pentru modurile TE și TM de ordinele zero și respectiv unu ($n_{ef}^{(m)}$) în funcție de grosimea normalizată a ghidului $k_0 h$.

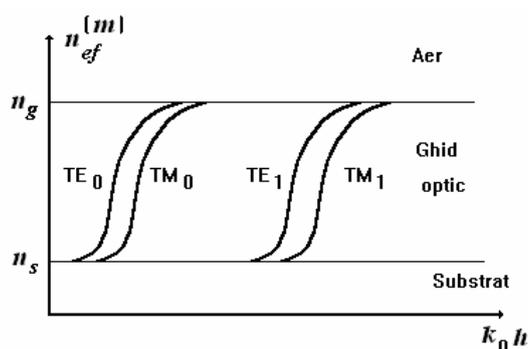


Fig. 8. 3. Variația indicelui de refracție efectiv pentru modurile TE și TM de ordinele zero și respectiv unu în funcție de grosimea normalizată a unui ghid de tip lespede.

Printre fenomenele neliniare de ordinul doi puse în evidență în ghiduri optice de undă se numără: generarea radiațiilor ce au frecvența egală cu suma sau diferența frecvențelor radiațiilor care interacționează, fenomene de amplificare și oscilație parametrică și generarea armonicilor a doua [8.1].

Generarea armonicilor a doua în diferite medii (LiNbO_3 , KTP, polimeri polari etc.) poate avea loc în urma unor procese care implică două unde ce se propagă atât în același sens (și sunt caracterizate de vectori de undă egali sau diferiți), cât și în sens contrar (numai cu unde ghidate).

După modul în care se obține maximizarea eficienței de conversie fenomenul de generare a armonicilor a doua se poate produce în urma acordării vectorilor de undă în medii birefringente, dar și în alte configurații experimentale, cum ar fi cel de tip Cerenkov și cel care utilizează cvasiacordul vectorilor de undă [8.5]-[8.10].

Dacă generarea armonicii a doua rezultă în urma acordării vectorilor de undă în medii birefringente este necesar ca în cazul interacțiunii modurilor TE și TM având ordinele cele mai coborâte integrala de suprapunere dintre acestea să aibă valori cât mai mari, ceea ce în final conduce la condiția ca indicii de refracție ai fundamentalei și armonicii să fie egali. În cazul ghidurilor planare fabricate dintr-un material birefringent (fig. 8. 4) condiția de acordare a vectorilor de undă este posibilă pentru modurile $TE_0(\omega)$ și $TM_0(2\omega)$.

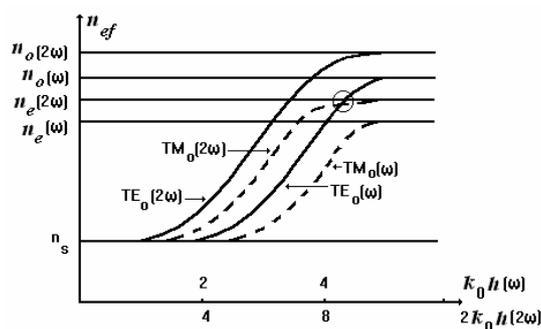


Fig. 8. 4. Curbele de dispersie ale modurilor ghidate în cazul unui film birefringent depus pe un substrat izotrop.

Dacă generarea armonicii a doua are loc în urma interacțiunilor undelor $TE_0(\omega)$ și $TM_0(2\omega)$ trebuie ca elementele nediagonale ale matricei coeficienților electrooptici să fie diferite de zero. De asemenea, dacă integrala de suprapunere dintre moduri tinde la valoarea unu este necesar ca atât câmpul fundamentalei cât și al armonicii să aibă ordinul cel mai coborât.

8.3.2. Generarea armonicii a doua în ghiduri optice de undă în configurația de tip Cerenkov

Pentru a realiza un dublor de frecvență în ghiduri optice de undă este necesar ca acest dispozitiv să fie confecționat dintr-un material neliniar care să aibă coeficienți neliniari cu valoare ridicată, pierderi mici și să fie posibilă acordarea indicilor de refracție pentru undele care interacționează. Unul dintre materialele care satisface aceste cerințe este $Ti:LiNbO_3$ obținut prin difuzia internă a Ti. Într-un astfel de dispozitiv se realizează atât efectul de ghidare al radiațiilor care interacționează cât și cel de birefringență care compensează dispersia și permite obținerea acordului indicilor de refracție. În această configurație s-au obținut eficiențe de conversie ridicate chiar și în cazul când în procesul de generare nu a fost utilizat coeficientul neliniar r_{33} care are valoarea cea mai mare și cuplează două unde polarizate extraordinare [8.5]. Pentru a folosi acest coeficient este necesar să se obțină condiția de adaptare a indicilor fără a utiliza fenomenul de birefringență. Această posibilitate există și constă în utilizarea dispersiei modurilor pentru a compensa dispersia naturală a cristalului. În cazul cristalului de $LiNbO_3$ acest fapt este posibil în două configurații.

În primul caz sunt cuplate modurile de ordin coborât din domeniul infraroșu al spectrului cu modurile de ordin ridicat din domeniul vizibil [8.5]. Întrucât în cazul cristalului de LiNbO_3 dispersia naturală este destul de ridicată ($n_{2\omega} - n_{\omega} = 0,1$) este necesar ca în procesul de fabricare al ghidurilor optice de undă să se producă variații importante ale indicilor de refracție pentru a obține o dispersie a modurilor care să permită acordul indicilor între modurile ghidate. Acest fapt se poate realiza utilizând metoda schimbului protonic care permite în anumite condiții de fabricație obținerea unor variații ale indicilor de refracție mari (de aproximativ 0,15 în domeniul albastru al spectrului). Totuși, generarea armonicii a doua pe baza metodei prezentate mai înainte, deși este relativ simplă, are un mare dezavantaj legat de cuplarea modurilor ghidate care sunt caracterizate prin distribuții foarte diferite ale câmpurilor, în acest mod nefiind posibilă suprapunerea completă a acestora și nici îndeplinirea exactă a condiției de adaptare a indicilor de refracție.

În cazul celei de-a doua configurații, numită și Cerenkov, modurile ghidate din domeniul infraroșu al spectrului sunt cuplate cu modurile radiante, așa cum se poate observa și din figura 8. 5.

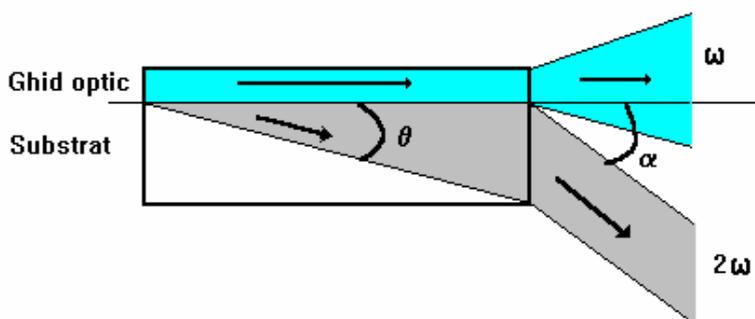


Fig. 8. 5. Generarea armonicii a doua în configurația Cerenkov.

În cazul mediilor cu dispersie normală modurile ghidate din domeniul infraroșu creează o polarizație neliniară care are o viteză de fază mai mare decât cea corespunzătoare undeii neghidate cu frecvența armonicii a doua în material. Radiația armonicii care este caracterizată de polarizația neliniară de ordinul doi și rezultă în urma procesului de generare trece în substrat sub un unghi care asigură conservarea componentei vectorului de undă paralel cu interfața ghid-substrat, determinând îndeplinirea condiției de acordare a indicilor în mod automat.

Deși în primele experiențe de generare a armonicii a doua în ghiduri de Al_2O_3 depuse pe un substrat de cuarț eficiența acestui proces a fost foarte mică în urma utilizării metodei de schimb protonic care determină variații importante ale indicelui de refracție și respectiv ale coeficienților neliniari s-au obținut eficiențe de conversie de aproximativ 1,5 % în cazul unei radiații incidente emisă de o diodă laser și având puterea de 65 mW.

Pentru a analiza din punct de vedere teoretic fenomenul de generare a armonicii a doua în configurația Cerenkov se consideră un ghid optic planar de LiNbO_3 , fără pierderi, obținut prin metoda schimbului protonic și care este tăiat după axa x sau z , lumina propagându-se de-a lungul axei z . Notând cu a , b și c axele cristalului în cazul ghidului tăiat după axa x axa optică c este paralelă cu axa y , iar în cazul când acesta este tăiat după axa z axa c este paralelă cu axa x . În aceste condiții câmpul armonicii a doua radiază și în substrat propagându-se sub unghiul θ (Cerenkov) față de direcția z , deci constanta de propagare a undei fundamentale β_f este determinată de următoarea inegalitate:

$$\beta_f < \frac{1}{2} k_a n_{ae2}, \text{ cu } k_a = \frac{2\pi}{\lambda_a} \quad (8.27)$$

unde n_{ae2} reprezintă indicele de refracție extraordinar al substratului corespunzător lungimii de undă a armonicii a doua.

Radiația fundamentală induce o polarizație la frecvența armonicii a doua de forma

$$\vec{P}^{nl} = \epsilon_0 \chi \vec{E}_f \vec{E}_f \quad (8.28)$$

care acționează ca o sursă în ecuațiile Maxwell.

Căutând o soluție pentru câmpul armonicii a doua care este dată de relația:

$$E(x, y) = E(x) e^{-i\beta_a z}, \quad (8.29)$$

în urma înlocuirii în ecuația de propagare a undelor se obține pentru componenta i a câmpului armonicii a doua o ecuație de forma:

$$\frac{d^2 E_i(x)}{dx^2} + K E_i(x) = \Phi(P(x)) \quad (8.30)$$

și respectiv egalitatea:

$$\beta_a = 2\beta_f. \quad (8.31)$$

În ecuația (8.30) $\Phi(P(x))$ este funcție de polarizația neliniară, $i = x$ sau z depinzând de tipul ghidului considerat (TE sau TM), iar K reprezintă o constantă care conține indicii de refracție și constantele de propagare la diferite frecvențe.

Ecuția (8.31) evidențiază faptul că adaptarea indicilor de refracție este satisfăcută în mod automat.

Soluția ecuației (8.30) se poate scrie pe baza metodei câmpurilor totale sub forma unei sume de doi termeni

$$E_i(x) = G(x) + F(x). \quad (8.32)$$

În relația (8.32) $G(x)$ reprezintă soluția ecuației (8.30) fără termenul sursă, iar $F(x)$ este o soluție particulară a acesteia putând fi interpretat ca un câmp forțat. De fapt, soluția $G(x)$ este un mod al substratului și este dat de relația:

$$G(x) = \begin{cases} D e^{-k_3(x-d)}, & d < x \\ A e^{-ik_1x} + B e^{ik_1x}, & 0 < x < d \\ C e^{ik_2x} + C' e^{-ik_2x}, & x < 0 \end{cases} \quad (8.33)$$

Termenul $C e^{ik_2x}$ descrie radiația de tip Cerenkov care se propagă în substrat, iar termenul $C' e^{-ik_2x}$ reprezintă o undă plană care vine de la $-\infty$. Întrucât în cazul prezentei analize nu există astfel de surse la $-\infty$ coeficientul $C' = 0$, dar polarizația neliniară poate fi interpretată ca fiind polarizația care ar exista în prezența unei astfel de unde.

Pentru a determina celelalte patru constante din relația (8.33) precum și pentru a afla soluția $F(x)$ se aplică patru condiții de continuitate la interfețe și apoi soluția se înlocuiește în ecuația de propagare a undelor (8.30). Astfel, este posibil să se calculeze fluxul de energie care se propagă prin dispozitiv și luând în considerare numai puterea armonicii a doua P_a din substrat care este preponderentă în cazul când lungimea de interacțiune L este mare în comparație cu adâncimea ghidului se poate evalua eficiența conversiei cu ajutorul relației:

$$\eta = \frac{P_a}{P_f} = \frac{P(\omega)}{l} L \times \text{tg}\theta \times \Gamma \left(\delta F, \delta \left(\frac{\partial F}{\partial x} \right) \right) \quad (8.34)$$

în care: l este lungimea ghidului uniform excitat, iar δF și $\delta \left(\frac{\partial F}{\partial x} \right)$ reprezintă discontinuitățile câmpului forțat și respectiv ale derivatei acestuia la interfețele ghidului. De obicei, eficiența procesului de generare a armonicii a doua este scrisă sub forma:

$$\eta = \frac{P(\omega)}{l} L^2 f(\Delta\beta) \chi^2 S_l. \quad (8.35)$$

În relația (8.35) termenul $\frac{P(\omega)}{l}$ caracterizează confinarea puterii fundamentale $P(\omega)$, χ^2 este coeficientul neliniar, L este lungimea dispozitivului, $f(\Delta\beta)$ reprezintă termenul care determină adaptarea indicilor, iar S_l este integrala de suprapunere dintre modurile care interacționează.

Din compararea relațiilor (8.35) și (8.34) se observă că eficiența conversiei în cazul configurației Cerenkov depinde liniar de lungimea dispozitivului L și nu pătratic ca în cazul interacțiunii dintre modurile ghidate. De asemenea, tot în cazul configurației Cerenkov termenul care determină adaptarea indicilor de refracție nu prezintă rezonanțe întrucât unghiul θ făcut de direcția radiației în substrat trebuie ajustat în mod continuu pentru a îndeplini egalitatea componentelor tangențiale ale vectorilor undelor care interacționează. Discontinuitățile câmpului forțat și respectiv ale derivatei acestuia la interfețele ghidului depind foarte mult de cristal și respectiv de caracteristicile ghidului. Procesul de generare a armonicii a doua în

configurația Cerenkov este mai eficient în cazul când coeficienții neliniari ai ghidului sunt mai mici, reducerea acestora determinând o descreștere a diferențelor la interfețe și respectiv o creștere a discontinuităților câmpului forțat.

Aceste rezultate teoretice au fost confirmate experimental. Astfel, folosindu-se ghiduri optice fabricate prin schimb protonic în LiNbO_3 , într-un montaj experimental în configurația Cerenkov prezentat în figura 8. 6 s-a obținut creșterea eficiențelor de conversie în procesul de generare a armonicii a doua prin reducerea coeficienților neliniari și respectiv prin mărirea gradientului indicilor de refracție [8.7].

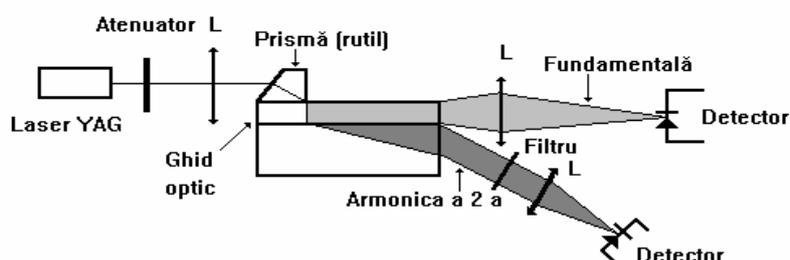


Fig. 8. 6. Montajul experimental utilizat pentru generarea armonicii a doua în configurația Cerenkov.

8.3.3. Generarea armonicii a doua în structuri care prezintă o periodicitate a susceptibilității neliniare de ordinul doi

După cum a fost prezentat la paragraful 8.1. generarea eficientă a armonicii a doua are loc dacă este îndeplinită condiția de acordare a vectorilor de undă $\Delta k = k_{2\omega} - 2k_{\omega} = 0$, k_{ω} , $k_{2\omega}$ reprezentând vectorii de undă corespunzători fundamentalei și respectiv armonicii a doua. Această condiție fiind realizată numai în medii care au o dispersie ridicată, pentru generarea eficientă a armonicii a doua utilizează atât condiția de acordare cât și cea de cvasiacordare a vectorilor de undă în structuri care prezintă o variație periodică a semnelui susceptibilității efective neliniare de ordinul al doilea $\chi_{ef}^{(2)}$ și care poate fi îndeplinită mai ușor [8.5].

Perioada structurii Λ este egală cu *lungimea de coerență* $l_c = \pi / \Delta k$, schimbarea fazei undelor care interacționează datorită dispersiei indicilor de refracție fiind compensată de alternanța semnelui susceptibilității efective neliniare de ordinul al doilea $\chi_{ef}^{(2)}$ care determină o deplasare adițională a fazei cu $\pi / 2$. Structura descrisă este de fapt o rețea care prezintă o susceptibilitate efectivă neliniară de ordinul al doilea $\chi_{ef}^{(2)}$ periodică și poate fi obținută, de exemplu, prin plasarea ghidurilor optice de undă în câmpuri electrice externe intense care induc în acestea propria lor periodicitate (fig. 8. 7) [8.9], [8.10].

În acest sens, rezultate bune s-au obținut prin plasarea unui polimer (4-oxi, 4'-nitrostilben metilmetacrilat -ONS/MMA) la 110° C într-un câmp electric de $70 \text{ V}/\mu \text{ m}$ rezultând o susceptibilitate de ordinul doi $\chi^{(2)} = 0,5 \text{ pm/V}$.

Folosindu-se pentru excitarea structurii descrise anterior un laser de tip Nd-YAG cu funcționarea în regim Q-switched s-a obținut generarea armonicii a doua cu o eficiență de ordinul 10^{-5} , aceasta depinzând de absorbția filmului polimeric care avea grosimea de $150 \mu\text{m}$ și era format din 30 de straturi cu polarizări de sens opus.

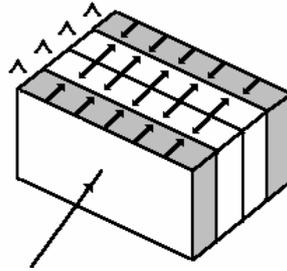


Fig. 8. 7. Schema unei structuri periodice obținută într-un polimer de tip ONS/MMA.

Dacă radiația laser care interacționează cu substanța nu este prea intensă, pentru a descrie din punct de vedere fenomenologic generarea armonicii a doua este suficient să fie luate în considerare numai neliniaritățile induse de ordinul doi. În cazul interacțiunii dintre radiația laser intensă și mediul nelinier trebuie luate în calcul și neliniaritățile de ordinul trei (Kerr) care produc modulația fazei fundamentale și respectiv armonicii.

Pentru a descrie generarea armonicii a doua în structuri care prezintă o periodicitate a susceptibilității neliniare de ordinul doi $\chi^{(2)}(z)$ cu luarea în calcul și a neliniarităților de ordinul trei $\chi^{(3)}$ se consideră două unde monocromatice, fundamentala (ω) și respectiv armonica a doua (2ω) având amplitudini care variază lent cu distanța de propagare z de forma:

$$\vec{E}_\omega(t, z) = \vec{e}_\omega A_\omega(z) \exp[i(\omega t - k_\omega z)] \quad (8.36)$$

$$\vec{E}_{2\omega}(t, z) = \vec{e}_{2\omega} A_{2\omega}(z) \exp[i(2\omega t - k_{2\omega} z)] \quad (8.37)$$

în care: $\vec{e}_\omega, \vec{e}_{2\omega}$ reprezintă versorii polarizării iar $k_\omega, k_{2\omega}$ vectorii de undă corespunzători fundamentalei și respectiv armonicii a doua.

Polarizările neliniare care descriu interacțiunea undelor având pulsațiile ω și respectiv 2ω sunt date de relațiile

$$\vec{P}_\omega^{(2)}(t, z) = \chi_{(\omega=2\omega-\omega)}^{(2)}(z) : \vec{E}_{2\omega}(t, z) \vec{E}_\omega^*(t, z) \quad (8.38)$$

$$\vec{P}_{2\omega}^{(2)}(t, z) = \chi_{(2\omega=\omega+\omega)}^{(2)}(z) : \vec{E}_\omega(t, z) \vec{E}_\omega(t, z). \quad (8.39)$$

Fenomenul de modulație a fazei este descris cu ajutorul polarizărilor neliniare induse de ordinul trei (Kerr) de forma:

$$\vec{P}_\omega^{(3)}(t, z) = \chi_{(\omega=\omega-\omega+\omega)}^{(3)} \quad \vdots \quad \vec{E}_\omega(t, z) \vec{E}_\omega^*(t, z) \vec{E}_\omega(t, z) +$$

$$\chi_{(\omega=2\omega-2\omega+\omega)}^{(3)}; \vec{E}_{2\omega}(t, z) \vec{E}_{2\omega}^*(t, z) \vec{E}_{\omega}(t, z) \quad (8.40)$$

$$\begin{aligned} \vec{P}_{2\omega}^{(3)}(t, z) = \chi_{(2\omega=2\omega-2\omega+2\omega)}^{(3)} \quad &: \vec{E}_{2\omega}(t, z) \vec{E}_{2\omega}^*(t, z) \vec{E}_{2\omega}(t, z) + \\ \chi_{(2\omega=\omega-\omega+2\omega)}^{(3)}; \vec{E}_{\omega}(t, z) \vec{E}_{\omega}^*(t, z) \vec{E}_{2\omega}(t, z). \end{aligned} \quad (8.41)$$

Primul termen din membrul drept al relațiilor (8.40), (8.41) descrie automodulația fazei, iar termenul al doilea din membrul drept al relațiilor (8.40), (8.41) caracterizează modulația încrucișată a fazei undelor care interacționează.

În medii nedispersive toate componentele tensorilor susceptibilităților neliniare de ordinele doi $\chi^{(2)}(z)$ și respectiv trei $\chi^{(3)}$ sunt reale și verifică relația de permutare a simetriilor (Kleinman):

$$\chi_{(\omega=2\omega-\omega)_{jkl}}^{(2)}(z) = 2\chi_{(2\omega=\omega+\omega)_{kjl}}^{(2)}(z) = \dots \quad (8.42)$$

$$\chi_{(\omega=2\omega-2\omega+\omega)_{jklm}}^{(3)} = \chi_{(2\omega=\omega-\omega+2\omega)_{kjml}}^{(3)} = \dots \quad (8.43)$$

Pentru a caracteriza mediile neliniare care prezintă fenomenul de dispersie slabă se consideră relațiile

$$\begin{aligned} \chi_{(\omega=\omega-\omega+\omega)_{jklm}}^{(3)} &\approx \chi_{(2\omega=2\omega-2\omega+2\omega)_{jklm}}^{(3)} \approx \\ &\approx \frac{1}{2} \chi_{(\omega=2\omega-2\omega+\omega)_{jklm}}^{(3)} \approx \frac{1}{2} \chi_{(2\omega=\omega-\omega+2\omega)_{jklm}}^{(3)}. \end{aligned} \quad (8.44)$$

Întroducând expresiile polarizărilor neliniare (8.40), (8.41) în ecuațiile Maxwell și ținând seama de relațiile de permutare a simetriilor (Kleinman) se obține următorul sistem de ecuații diferențiale cuplate de ordinul întâi pentru amplitudinile undelor:

$$\begin{aligned} \frac{dA_{\omega}}{dz} = -i \left(\frac{\mu_0}{\varepsilon_0} \right)^{1/2} \frac{\omega}{2n_{\omega}} \left\{ 2\chi_{ef}^{(2)}(z) A_{2\omega} A_{\omega}^* \exp(-i\Delta kz) + \right. \\ \left. \left[\chi_{\omega ef}^{(3) auto} |A_{\omega}|^2 + \chi_{ef}^{(3) cruce} |A_{2\omega}|^2 \right] A_{\omega} \right\} \end{aligned} \quad (8.45)$$

$$\begin{aligned} \frac{dA_{2\omega}}{dz} = -i \left(\frac{\mu_0}{\varepsilon_0} \right)^{1/2} \frac{\omega}{n_{2\omega}} \left\{ \chi_{ef}^{(2)}(z) A_{\omega}^2 \exp(i\Delta kz) + \right. \\ \left. \left[\chi_{2\omega ef}^{(3) auto} |A_{2\omega}|^2 + \chi_{ef}^{(3) cruce} |A_{\omega}|^2 \right] A_{2\omega} \right\} \end{aligned} \quad (8.46)$$

unde ε_0 și μ_0 reprezintă permitivitatea electrică și respectiv permeabilitatea magnetică a vidului în unități S. I., iar n_{ω} și $n_{2\omega}$ sunt indicii de refracție corespunzători fundamentalei (ω) și armonicii a doua (2ω). În relațiile (8.45), (8.46), $\Delta k = k_{2\omega} - 2k_{\omega}$ este dezacordul vectorilor de undă, iar susceptibilitățile neliniare efective sunt definite după cum urmează:

$$\chi_{ef}^{(2)}(z) = \bar{e}_{2\omega} \cdot \chi_{(2\omega=\omega+\omega)}^{(2)}(z) \bar{e}_{\omega} \bar{e}_{\omega} = \frac{1}{2} \bar{e}_{\omega} \cdot \chi_{(\omega=2\omega-\omega)}^{(2)}(z) \bar{e}_{2\omega} \bar{e}_{\omega} \quad (8.47)$$

$$\chi_{ef}^{(3) auto} = \bar{e}_{\omega} \cdot \chi_{(\omega=\omega-\omega+\omega)}^{(3)} \bar{e}_{\omega} \bar{e}_{\omega} \bar{e}_{\omega} \quad (8.48)$$

$$\chi_{2\omega ef}^{(3) auto} = \bar{e}_{2\omega} \cdot \chi_{(2\omega=2\omega-2\omega+2\omega)}^{(3)} \bar{e}_{2\omega} \bar{e}_{2\omega} \bar{e}_{2\omega} \quad (8.49)$$

$$\begin{aligned} \chi_{ef}^{(3) cruce} &= \bar{e}_{\omega} \cdot \chi_{(\omega=2\omega-2\omega+\omega)}^{(3)} \bar{e}_{2\omega} \bar{e}_{2\omega} \bar{e}_{\omega} = \\ &= \bar{e}_{2\omega} \cdot \chi_{(2\omega=\omega-\omega+2\omega)}^{(3)} \bar{e}_{\omega} \bar{e}_{\omega} \bar{e}_{2\omega}. \end{aligned} \quad (8.50)$$

Pentru a scrie sub formă mai simplă ecuațiile (8.45), (8.46) se introduc următoarele mărimi adimensionale:

$$a_{\omega} = \frac{n_{\omega}^{1/2}}{R} A_{\omega} \quad (8.51)$$

$$a_{2\omega} = \frac{n_{2\omega}^{1/2}}{R} A_{2\omega} \quad (8.52)$$

unde

$$R = \left(n_{\omega} |A_{\omega}(0)|^2 + n_{2\omega} |A_{2\omega}(0)|^2 \right)^{1/2} \quad (8.53)$$

$$\zeta = \left(\frac{\mu_0}{\varepsilon_0} \right)^{1/2} \frac{\omega R \chi_0^{(2)}}{n_{\omega} n_{2\omega}^{1/2}} z \quad (8.54)$$

$$\Delta = \left(\frac{\varepsilon_0}{\mu_0} \right)^{1/2} \frac{n_{\omega} n_{2\omega}^{1/2}}{\omega R \chi_0^{(2)}} \Delta k. \quad (8.55)$$

În relațiile (8.53)-(8.55) $\chi_0^{(2)}$ reprezintă susceptibilitatea de ordinul doi a structurii periodice

$$\chi_{ef}^{(2)}(\zeta) = \chi_0^{(2)} f(\zeta) \quad (8.56)$$

unde $f(\zeta)$ este o funcție adimensională periodică de distanța redusă ζ , iar

$$\gamma_{\omega}^{auto} = \frac{n_{2\omega}^{1/2} R}{n_{\omega} \chi_0^{(2)}} \chi_{\omega ef}^{(3) auto} \quad (8.57)$$

$$\gamma_{2\omega}^{auto} = \frac{n_{\omega} R}{n_{2\omega}^{3/2} \chi_0^{(2)}} \chi_{2\omega ef}^{(3) auto} \quad (8.58)$$

$$\gamma^{cruce} = \frac{R}{n_{\omega}^{1/2} \chi_0^{(2)}} \chi_{ef}^{(3) auto}. \quad (8.59)$$

Pentru amplitudinile normalizate ale câmpurilor trebuie verificată și relația (Manley-Rowe):

$$|a_{\omega}(\zeta)|^2 + |a_{2\omega}(\zeta)|^2 = 1. \quad (8.60)$$

Cu notațiile introduse anterior ecuațiile (8.45), (8.46) se scriu sub forma:

$$\frac{da_{\omega}}{d\zeta} = -i \left\{ a_{2\omega} a_{\omega}^* f(\zeta) \exp(-i\Delta\zeta) + \frac{1}{2} \left[\gamma_{\omega}^{auto} |a_{\omega}|^2 + \gamma^{cruce} |a_{2\omega}|^2 \right] a_{\omega} \right\} \quad (8.61)$$

$$\frac{da_{2\omega}}{d\zeta} = -i \left\{ a_{\omega}^2 f(\zeta) \exp(i\Delta\zeta) + \left[\gamma_{2\omega}^{auto} |a_{2\omega}|^2 + \gamma^{cruce} |a_{\omega}|^2 \right] a_{2\omega} \right\}. \quad (8.62)$$

În cazul mediilor izotrope pentru care $\chi_{(\omega_j=\omega_j-\omega_j+\omega_j)}^{(3)}$ are 21 de componente care nu se anulează și numai o componentă independentă $\chi_{(\omega_j=\omega_j-\omega_j+\omega_j)}^{(3)}$ ($\alpha = x, y, z$) se pot scrie relațiile:

$$\chi_{(\omega_j=\omega_j-\omega_j+\omega_j)}^{(3)} = 3\chi_{(\omega_j=\omega_j-\omega_j+\omega_j)}^{(3)} = \chi_{ef}^{Kerr} \quad (8.63)$$

în care: $\alpha, \beta = x, y, z$ și $\alpha \neq \beta$.

De asemenea, în cazul undelor care interacționează și sunt polarizate paralel $\vec{e}_{\omega} \parallel \vec{e}_{2\omega}$ se verifică relațiile:

$$\chi_{\omega ef}^{(3) auto} \approx \chi_{2\omega ef}^{(3) auto} \approx \chi_{ef}^{Kerr} \quad (8.64)$$

$$\chi_{ef}^{(3) cruce} \approx 2\chi_{ef}^{Kerr} \quad (8.65)$$

iar pentru cele perpendiculare $\vec{e}_{\omega} \perp \vec{e}_{2\omega}$ rezultă:

$$\chi_{\omega ef}^{(3) auto} \approx \chi_{2\omega ef}^{(3) auto} \approx \chi_{ef}^{Kerr} \quad (8.66)$$

$$\chi_{ef}^{(3) cruce} \approx \frac{2}{3} \chi_{ef}^{Kerr} \quad (8.67)$$

$$\gamma_{\omega}^{auto} \approx \gamma_{2\omega}^{auto} \approx \frac{R}{n_m^{1/2} \chi_0^{(2)}} \chi_{ef}^{Kerr} = v\gamma \quad (8.68)$$

unde $n_m^{1/2}$ reprezintă o valoare medie a indicilor de refracție, iar v determină polarizările mutuale ale undelor care interacționează având valoarea $v = 2$ în cazul când $\vec{e}_{\omega} \parallel \vec{e}_{2\omega}$ și $v = 2/3$ pentru $\vec{e}_{\omega} \perp \vec{e}_{2\omega}$.

În cazul condițiilor prezentate anterior ecuațiile (8.61), (8.62) devin:

$$\frac{da_{\omega}}{d\zeta} = -i \left[a_{2\omega} a_{\omega}^* f(\zeta) \exp(-i\Delta\zeta) + \frac{\gamma}{2} \left(|a_{\omega}|^2 + v |a_{2\omega}|^2 \right) a_{\omega} \right] \quad (8.69)$$

$$\frac{da_{2\omega}}{d\zeta} = -i \left[a_{\omega}^2 f(\zeta) \exp(i\Delta\zeta) + \gamma \left(|a_{2\omega}|^2 + v |a_{\omega}|^2 \right) a_{2\omega} \right]. \quad (8.70)$$

Introducând amplitudinile și fazele reale ale undelor $a_j = |a_j| \exp(i\varphi_j)$, ($j = \omega, 2\omega$) ecuațiile cuplate de amplitudine se scriu sub forma:

$$\frac{d|a_\omega|}{d\zeta} = -|a_{2\omega}||a_\omega|f(\zeta)\sin(\Theta) \quad (8.71)$$

$$\frac{d|a_\omega|}{d\zeta} = |a_\omega|^2 f(\zeta)\sin(\Theta) \quad (8.72)$$

$$\frac{d\Theta}{d\zeta} = \Delta + \left(\frac{|a_\omega|^2}{|a_{2\omega}|} - 2|a_{2\omega}| \right) f(\zeta)\cos(\Theta) + \kappa \left(|a_{2\omega}|^2 - |a_\omega|^2 \right) \quad (8.73)$$

unde $\Theta = \Delta\zeta - \varphi_{2\omega}$ iar $\kappa = (1 - \nu)\gamma$.

Pentru a descrie interacțiunea undelor polarizate neparalele într-un mediu anizotropic se consideră două tipuri de coeficienți Kerr neliniari. În afara termenului $\kappa(|a_{2\omega}|^2 - |a_\omega|^2)$ se mai introduce în membrul drept al ecuației (8.73) și coeficientul Kerr neliniar $(\gamma_{2\omega}^{auto} - \gamma_\omega^{auto})/2$ care este independent de eficiența generării armonicii a doua astfel încât coeficientul dezacordului vectorilor devine:

$$\Delta = \left(\frac{\varepsilon_0}{\mu_0} \right)^{1/2} \frac{n_\omega n_{2\omega}^{1/2}}{\omega R \chi_0^{(2)}} \Delta k + \frac{R}{2\chi_0^{(2)}} \left[\frac{n_\omega}{n_{2\omega}^{3/2}} \chi_{2\omega ef}^{3 auto} - \frac{n_{2\omega}^{1/2}}{n_\omega} \chi_{\omega ef}^{(3) auto} \right], \quad (8.74)$$

iar

$$\kappa = \frac{R}{2\chi_0^{(2)}} \left[\frac{n_{2\omega}^{1/2}}{n_\omega} \chi_{\omega ef}^{(3) auto} + \frac{n_\omega}{n_{2\omega}^{3/2}} \chi_{2\omega ef}^{(3) auto} - \frac{2}{n_\omega^{1/2}} \chi_{ef}^{(2) cruce} \right]. \quad (8.75)$$

Dacă $\text{sgn}(\Delta) = \text{sgn}(\kappa)$ neliniaritatea Kerr micșorează dezacordul fazei schimbând semnul mărimii Δ până într-o stare pentru care procesul de conversie are loc până la jumătate $|a_{2\omega}| \leq |a_\omega|$, apoi dacă $|a_{2\omega}| > |a_\omega|$ neliniaritatea Kerr mărește dezacordul fazei și procesul se repetă invers pentru $\text{sgn}(\Delta) = -\text{sgn}(\kappa)$. Totuși, procesul de generare a armonicii a doua depinde de dezacordul fazelor, de neliniaritățile Kerr și de periodicitatea susceptibilității neliniare de ordinul doi, $\chi^{(2)}$.

În cazul structurilor periodice care sunt caracterizate de frecvențe spațiale mari generarea armonicii a doua depinde mai mult de periodicitatea acestora și mai puțin de detaliile formelor. De aceea se poate considera că structura periodică este sinusoidală și deci:

$$\chi_{ef}^{(2)}(z) = \chi_0^{(2)} \sin(Gz - \psi) = \chi_0^{(2)} \sin(g\zeta - \psi) \quad (8.76)$$

unde

$$g = \left(\frac{\varepsilon_0}{\mu_0} \right)^{1/2} \frac{n_\omega n_{2\omega}^{1/2}}{\omega R \chi_0^{(2)}} G. \quad (8.77)$$

Considerând în primă aproximație că puterea radiației de pompaj este constantă în mediul nelinier $|a_{\omega}|^2 \approx 1$, deci amplitudinea acesteia variază puțin, iar eficiența de conversie este mică, adică $|a_{2\omega}| \ll |a_{\omega}|$ și făcând substituțiile:

$$a_{\omega} = \bar{a}_{\omega} \exp\left[-i(\gamma/2)|a_{\omega}|^2 \zeta\right] \quad (8.78)$$

$$a_{2\omega} = \bar{a}_{2\omega} \exp(-i\nu\gamma|a_{\omega}|^2 \zeta) \quad (8.79)$$

se obține pentru amplitudinea complexă a câmpului armonicii a doua o ecuație diferențială de ordinul întâi de forma:

$$\frac{d\bar{a}_{2\omega}}{d\zeta} = -i\bar{a}_{\omega}^2 \sin(g\zeta - \psi) \exp[i(\Delta - \kappa)\zeta]. \quad (8.80)$$

Ținând seama de condiția la limită $\bar{a}_{2\omega}(0) = 0$ soluția ecuației (8.80) este dată de relația:

$$\bar{a}_{2\omega} = -i\frac{\bar{a}_{\omega}^2}{2} \left\{ \frac{1}{\alpha} [1 - \exp(i\alpha\zeta)] \exp(-i\psi) + \frac{1}{\beta} [1 - \exp(-i\beta\zeta)] \exp(i\psi) \right\} \quad (8.81)$$

în care:

$$\alpha = g + \Delta - \kappa, \quad \beta = g - \Delta + \kappa. \quad (8.82)$$

În cazul cvasirezonanței ($|g| \approx |\Delta|$) și considerând că frecvența structurii periodice este mare, iar neliniaritățile de tip Kerr sunt relativ mici $|\kappa| \ll |g|$ astfel că $|\alpha| \gg |\beta|$ se obține pentru amplitudinea normalizată a câmpului armonicii a doua și respectiv pentru fază expresia:

$$|a_{2\omega}| \exp(i\Delta\varphi) = \frac{1}{2i\beta} [1 - \exp(-i\beta\zeta)] \exp(i\psi) \quad (8.83)$$

în care: $\Delta\varphi = \varphi_{2\omega} - 2\varphi_{\omega}$.

Eficiența de conversie este dată de relația:

$$\eta = \frac{I_{2\omega}(\zeta)}{I_{\omega}(0)} = |a_{2\omega}|^2 = \frac{1}{\beta^2} \sin^2\left(\frac{\beta\zeta}{2}\right) \quad (8.84)$$

în care: I_{ω} și $I_{2\omega}$ reprezintă intensitățile fundamentale și respectiv armonicii a doua.

Eficiența de conversie maximă se obține când $\beta = g - \Delta + \kappa = 0$. În acest caz

$$|a_{2\omega}| \exp(i\Delta\varphi) = (\zeta/2) \exp(i\psi), \quad (8.85)$$

iar eficiența conversiei

$$\eta = |a_{2\omega}|^2 = \zeta^2 / 4. \quad (8.86)$$

Din expresia eficienței de conversie (8.84) se observă că generarea armonicii a doua în cazul când nu este îndeplinită condiția de rezonanță în structuri periodice care prezintă neliniarități de ordinul doi este un proces spațial periodic.

Se observă că intensitatea armoniciei a doua crește monoton numai pentru $\beta = 0$, procesul de generare a acesteia fiind *în fază* cu neliniaritățile de ordinul doi $\chi^{(2)}$. În comparație cu cazul generării armoniciei a doua în medii care sunt caracterizate de o susceptibilitate de ordinul doi uniformă $\chi_{ef}^{(2)} = \chi_0^{(2)}$ procesul de generare cvasirezonantă se desfășoară mai lent cu un factor 1/2.

Pe baza considerațiilor teoretice prezentate anterior este posibil să se determine o lungime efectivă limită a mediului neliniar datorită neliniarităților de tip Kerr în cazul generării armoniciei a doua cu radiații fundamentale care nu sunt monocromatice. În cazul generării armoniciei a doua la rezonanță ($\Delta = g$) lungimea efectivă a mediului neliniar poate fi definită ca: distanța pe care apare primul maxim al armoniciei a doua cu lungimea de undă corespunzătoare valorii medii a intensității fundamentalei I_ω

$$l_{ef} \approx \frac{\varepsilon_0 n_m^2 \lambda_{\omega m}}{4\mu_0 c I_\omega (1-\nu) \chi_{ef}^{Kerr}} \quad (8.87)$$

Pentru distanțe mai mari decât lungimea efectivă ($z > l_{ef}$) eficiența generării armoniciei a doua scade foarte mult datorită fenomenelor de interferență distructivă.

În general, ecuațiile diferențiale cuplate de ordinul întâi care descriu procesul de generare a armoniciei a doua (8.71) - (8.73) nu pot fi rezolvate analitic. Pentru integrarea numerică a acestor ecuații se consideră $f(\zeta) = \sin(g\zeta)$, ($g > 0$) și condiția la limită $a_{2\omega}(0) = 0$. În aceste condiții se pot obține ecuațiile cuplate pentru amplitudinea normalizată a armoniciei a doua și fază, sub forma:

$$\frac{d|a_\omega|}{d\zeta} = \left(1 - |a_{2\omega}|^2\right) \sin(g\zeta) \sin(\Theta) \quad (8.88)$$

$$\frac{d\Theta}{d\zeta} = \Delta - \kappa \left(1 - 2|a_{2\omega}|^2\right) + \left(\frac{1}{|a_{2\omega}|} - 3|a_{2\omega}|\right) \sin(g\zeta) \cos(\Theta) \quad (8.89)$$

în care:

$$\Theta = \Delta\zeta - \varphi_{2\omega} + 2\varphi_\omega \quad (8.90)$$

Ecuațiile descrise pot fi folosite pentru efectuarea unor studii teoretice asupra generării armoniciei a doua în vederea îndeplinirii acelor condiții experimentale care să asigure obținerea unor eficiențe de conversie cât mai ridicate pentru acest proces.

În figura 8. 8 este prezentată dependența eficienței de conversie a armoniciei a doua de distanța normalizată în cazul unui acord perfect al vectorilor de undă ($\Delta=0$) și diferite valori ale coeficientului Kerr neliniar (κ). Se observă că eficiența de conversie este maximă în cazul absenței neliniarităților de tip Kerr ($\kappa=0$). Descreșterea eficienței cu creșterea coeficientului neliniar este o consecință a faptului că neliniaritățile de tip Kerr introduc un dezacord de fază suplimentar în procesul de generare.

8.3.4. Generarea armonicii a doua în filme polimerice subțiri

Cu ajutorul montajului experimental prezentat în figura 8. 9 este posibilă atât obținerea cu eficiență mare a celei de-a doua armonici corespunzătoare unei radiații laser (Nd:YAG cu funcționarea în regim *Q-switched*) din domeniul infraroșu al spectrului, cât și determinarea exactă a susceptibilității neliniare de ordinul doi [8.8]-[8.10].

Eficiențe de conversie relativ ridicate de aproximativ 80% se obțin și în cazul generării cvasirezonante a armonicii a doua ($\Delta=1$) pentru valori ale coeficientului Kerr neliniar $\kappa=3$ și $\kappa=4$ ordinul doi $\chi^{(2)}(-2\omega; \omega, \omega)$ a unui film polimeric cu ajutorul formulei intensității armonicii (relația (8.91)) [8.5].

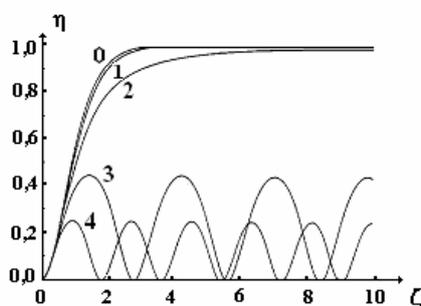


Fig. 8. 8. Eficiența de conversie a armonicii a doua în funcție de distanța normalizată în cazul $\Delta=0$ și diferite valori ale coeficientului Kerr neliniar $\kappa=1, 2, 3, 4$ înscrise pe curbe.

Intensitatea armonicii a doua depinde de modul de depunere a filmului polimeric pe substrat. Astfel, în cazul depunerii filmului numai pe o față a substratului intensitatea armonicii a doua $I_{2\omega}(\theta)$ este dată de relația:

$$I_{2\omega}(\theta) = \frac{32\pi^3}{c\alpha^2} \left| \frac{\chi^{(2)}}{\Delta\epsilon} \right|^2 |P_p(\theta) (t_{01}(\theta))^2 A_{12}(\theta)|^2 |\alpha e^{i\Delta\psi} - 1|^2 I_{\omega}^2. \quad (8.91)$$

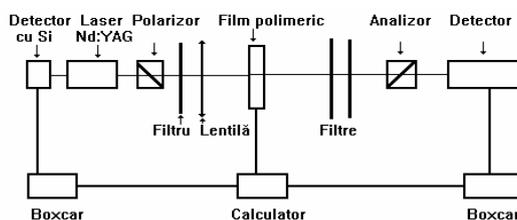


Fig. 8. 9. Montajul experimental pentru generarea armonicii a doua în filme polimerice.

În relația (8.91) mărimea $P_p(\theta)$ reprezintă factorul de proiecție, iar în cazul filmelor polimerice subțire are expresia:

$$P_p(\theta) = \left(\sin^2 \theta_\omega^p + a \cos^2 \theta_\omega^p \right) \sin \theta_{2\omega}^p + 2a \cos \theta_\omega^p \sin \theta_\omega^p \cos \theta_{2\omega}^p \quad (8.92)$$

în care:

$$a = \chi_s^{(2)} / \chi_p^{(2)}. \quad (8.93)$$

În cazul în care filmul polimeric este depus pe ambele fețe ale substratului, expresia intensității armonicii a doua devine:

$$I_{2\omega}^f(\theta) = \frac{32\pi^3}{c\alpha^2} \left| \frac{\chi^{(2)}}{\Delta\epsilon} \right|^2 (t_{01})^4 |P_s(\theta)|^2 \left[A_{12}(\theta) \left(\alpha e^{i\Delta\psi_1} - 1 \right) \right] \times \\ \left[\left(A + \alpha B e^{i(\Delta\psi_1 + \Delta\psi_2)} \right) \right]^2 I_\omega^2 \quad (8.94)$$

unde factorul de proiecție este de forma

$$P_s(\theta) = 2 \cos \theta_\omega^s \sin \theta_\omega^s \cos \theta_{2\omega}^s, \quad (8.95)$$

iar

$$A = A_{12} t_{23} \quad (8.96)$$

$$B = A_{30} \left(t_{12} t_{23} \right)^2 \quad (8.97)$$

sunt factori determinați de condițiile la limită.

Factorii de proiecție în cazul filmelor subțiri obținute prin metoda Langmuir-Blodgett sunt dați de relațiile [8.10]:

$$P_p(\theta) = \sin^3 \theta \cos^2 \phi + \frac{3}{2} \sin \theta \cos^2 \theta \sin^2 \phi \cos \phi \quad (8.98)$$

$$P_s(\theta) = \frac{1}{2} \sin \theta \sin^2 \phi \cos \phi \quad (8.99)$$

în care: ϕ este unghiul dintre axa moleculei centrosimetrice (după care componenta tensorului hiperpolarizabilitate de ordinul întâi β are valoarea cea mai mare) și normala la planul substratului.

Pentru cele două polarizări $p(\pi)$ și respectiv $s(\sigma)$ factorii de transmisie Fresnel sunt:

$$t_{ij}^p = \frac{2n_i^p \cos \theta_i^p}{n_j^p \cos \theta_i^p + n_i^p \cos \theta_j^p} \quad (8.100)$$

$$t_{ij}^s = \frac{2n_i^s \cos \theta_i^s}{n_j^s \cos \theta_i^s + n_i^s \cos \theta_j^s}. \quad (8.101)$$

În relațiile (8.91), (8.94) dezacordul fazelor dintre fundamentală (f) și armonica a doua (a) este:

$$\Delta\psi_1 = \frac{4\pi}{\lambda_\omega} \left(n_\omega^f \cos \theta_\omega^f - n_{2\omega}^a \cos \theta_{2\omega}^a \right) l \quad (8.102)$$

unde l este grosimea filmului iar $\theta_{\omega,2\omega}^{f,a}$ sunt unghiurile după care se propagă cele două radiații. Fenomenul de absorbție a armonicii a doua în filmul subțire a fost luat în calcul prin coeficientul

$$\alpha = e^{2k_{2\omega}^a l / \cos \theta_{2\omega}^a} \quad (8.103)$$

unde k este partea imaginară a indicelui de refracție la frecvența armonicii.

În cazul în care filmul polimeric este depus pe o singură față a substratului și nu este absorbant expresia intensității armonicii a doua este dată de relația:

$$I_{2\omega}(\theta) = \frac{2048\pi^5}{c} \left| \frac{\chi^{(2)}}{n_{\omega}^f + n_{2\omega}^a} \right|^2 |P(\theta) [t_{01}^f(\theta)]^2 A(\theta)|^2 \left(\frac{l}{\lambda_{\omega}} \right)^2 I_{\omega}^2. \quad (8.104)$$

Determinând experimental intensitățile fundamentale și respectiv armonicii a doua este posibilă evaluarea susceptibilității neliniare de ordinul doi $\chi^{(2)}(-2\omega; \omega, \omega)$ cu ajutorul relațiilor (8.91), (8.94) și (8.104) știind că în cazul polimerilor mediu polarizați ($\mu E / kT < 1$) raportul $a = 1/3$ (relația (8.103)).

Eficiența polarizării poate fi evaluată din spectrul de absorbție al polimerului polarizat. S-a observat că absorbția filmului iradiat sub incidență normală scade în urma polarizării. Acest fapt se datorește schimbării orientării momentelor de dipol. Orientarea momentelor de dipol poate fi caracterizată de un parametru de ordine.

Eficiența fenomenelor neliniare care au loc în polimerii descriși depinde de mărimea susceptibilității neliniare de ordinul doi

$$\chi^{(2)} = N F \langle \beta \rangle \quad (8.105)$$

unde N este numărul de molecule active, F este *factorul de câmp local*, iar $\langle \beta \rangle$ reprezintă *media hiperpolarizabilității de ordinul întâi* pe distribuția moleculelor active.

În cazul unui sistem molecular cu două niveluri energetice hiperpolarizabilitatea de ordinul întâi este dată de relația [8.5]:

$$\beta = \frac{3}{2} \frac{(d)_{01}^2 \Delta d}{\hbar^2 (\omega_0^2 - \omega^2) (\omega_0^2 - 4\omega^2)} \quad (8.106)$$

în care: $(d)_{01}$ este momentul de dipol corespunzător tranziției între starea fundamentală și prima stare excitată, $\Delta d = d_{00} - d_{11}$ este diferența dintre momentele de dipol ale stărilor fundamentală și respectiv excitată, iar $\hbar\omega_0$ este energia implicată în tranziția optică.

Eficiența polarizării poate fi determinată din spectrul de absorbție. În urma excitării filmului polimeric cu o radiație normală la suprafața acestuia absorbția descrește în urma polarizării. Această descreștere este datorată schimbării orientării momentelor de dipol. Definind un parametru de ordine

$$\Phi = \frac{A_{\parallel} - A_{\perp}}{A_{\parallel} + 2A_{\perp}} \quad (8.107)$$

unde A_{\parallel} și A_{\perp} reprezintă absorbanțele măsurate în lumină polarizată paralelă și respectiv perpendiculară pe direcția de polarizare, acesta este determinat de câmpul de polarizare E și poate fi evaluat dacă se cunoaște momentul de dipol al moleculei oaspete.

8.4. Generarea armonicii a treia în filme polimerice subțiri

Armonica a treia poate fi generată cu eficiențe de conversie relativ ridicate și în filme polimerice conjugate unidimensionale centrosimetrice datorită electronilor π nelocalizați care determină o valoare ridicată a tensorului hiperpolarizabilitate de ordinul doi de-a lungul direcției lanțului polimeric γ_{xxxx} .

Susceptibilitatea neliniară de ordinul trei în cazul unui astfel de polimer se obține cu ajutorul hiperpolarizabilității de ordinul doi prin medierea tuturor orientărilor posibile ale lanțului polimeric și este dată de relația [8.10]:

$$\langle \chi^{(3)} \rangle = \gamma_{xxxx} N F \langle \cos^4 \theta \rangle \quad (8.108)$$

în care: N este numărul de molecule (unități monomerice) pe unitatea de volum, F este factorul câmpului local, iar θ unghiul dintre direcția lanțului polimeric și câmpul electric excitator. Valoarea medie a expresiei $\cos^4 \theta$ este:

1. $\langle \cos^4 \theta \rangle = 1$ dacă toate direcțiile lanțurilor polimerice sunt paralele cu o direcție dată;

2. $\langle \cos^4 \theta \rangle = 3/8$ dacă toate direcțiile lanțurilor polimerice sunt paralele cu un plan în care sunt distribuite haotic (dezordine bidimensională);

3. $\langle \cos^4 \theta \rangle = 1/5$ în cazul unor orientări dezordonate a direcțiilor lanțurilor polimerice după cele trei direcții (dezordine tridimensională).

Hiperpolarizabilitatea moleculară este o caracteristică internă a moleculelor și depinde de lungimea de conjugare L a acestora după relația $\gamma \propto L^\alpha$ unde parametrul α variază între 5 și 7.

Pentru obținerea filmelor polimerice conjugate unidimensionale centrosimetrice, de exemplu cele din polidiacetilenă, în care se manifestă efecte neliniare de ordinul trei în urma interacțiunii a patru fotoni se pot folosi diferite metode dintre care cele mai utilizate sunt: metoda Langmuir-Blodgett și cea epitaxială.

Intensitatea armonicii a treia în cazul unui film polimeric depus pe o singură față a substratului este dată de relația [8.10]:

$$I_{3\omega}(\theta) = \frac{64\pi^4}{c^2} \left(\frac{\chi^{(3)}}{\Delta\epsilon} \right)_s^2 \left[e^{i(\psi_\omega^s + \psi_\omega^p)} \left[T_1 \left(1 - e^{-i\Delta\psi_s} \right) + \rho T_2 e^{i\Phi} \left(e^{i\Delta\psi_p} - 1 \right) \right] \right]^2 I_\omega^3 \quad (8.109)$$

în care: $T_{1,2}$ sunt factorii de transmisie, iar

$$\rho = \left(\frac{\chi^{(3)}}{\Delta\epsilon} \right)_p / \left(\frac{\chi^{(3)}}{\Delta\epsilon} \right)_s \quad (8.110)$$

În relația (8.109) dezacordul fazelor este:

$$\Delta\psi = \psi_{\omega} - \psi_{3\omega} = \frac{6\pi}{\lambda}(n_{\omega} \cos\theta_{\omega} - n_{3\omega} \cos\theta_{3\omega})l \quad (8.111)$$

unde l este lungimea mediului nelinier, $\theta_{\omega}, \theta_{3\omega}$ sunt unghiurile sub care se propagă radiatiile având frecvențele $\omega, 3\omega$.

Absorbția în mediul nelinier poate fi luată în calcul prin introducerea în relația (8.109) a indicelui de refracție complex $n = n^r + ik$ și respectiv a unghiurilor de propagare complexe $\theta = \theta^r + i\theta^{im}$.

Măsurând experimental intensitățile radiației fundamentale și respectiv armonicii a treia cu ajutorul unui montaj similar cu cel prezentat în figura 8. 9 este posibilă evaluarea susceptibilității neliniare de ordinul trei $\chi^{(3)}(-3\omega; \omega, \omega, \omega)$ din relația (8.109).

8.5. Generarea armonicii a doua emisă de diodele laser de tip InGaAs cu gropi cuantice

Generarea armonicii a doua poate avea loc și în diode laser, de tip InGaAs/GaAs/AlGaAs cu gropi cuantice obținute prin metode epitaxiale din fază lichidă pe un substrat de GaAs cu orientarea (100) [8.11], [8.12].

Montajul experimental este prezentat în figura 8. 10. Dioda laser (D. L.) a fost fixată pe un suport de cupru care este în contact termic cu modulul Peltier în vederea variației temperaturii. Radiația corespunzătoare fundamentalei ($\lambda = 960$ nm) și respectiv a armonicii a doua ($\lambda = 480$ nm), colectate cu ajutorul unei fibre optice (F. O.), au fost focalizate cu lentila (L), iar spectrele au fost obținute cu ajutorul unui spectrometru cu înaltă putere de rezoluție produs de Acton Research (S). Pentru detecție s-a folosit un fotomultiplicator R955 Hamamatsu. S-a utilizat și un chopper (C) pentru îmbunătățirea raportului semnal-zgomot. Achiziția datelor a fost făcută cu ajutorul unui calculator (CO.).

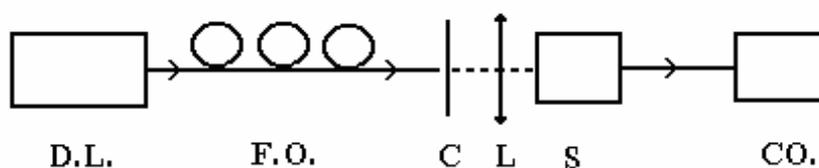


Fig. 8. 10. Montajul experimental utilizat pentru generarea armonicii a doua în diode laser, de tip InGaAs/GaAs/AlGaAs cu gropi cuantice.

Spectrele înregistrate au fost corectate din punct de vedere al profilului spectral din cauza erorilor introduse de fotomultiplicator cât și de rețeaua de difracție. În urma integrării spectrelor s-au obținut informații cantitative privind variația relativă a puterii radiante emise atât pe frecvența radiației fundamentale cât și pe cea corespunzătoare armonicii a doua în funcție de intensitatea curentului de injecție și temperatura diodei laser.

Spectrul armonicii a doua, din domeniul verde-albastru al domeniului vizibil, emis de dioda laser de tip InGaAs/GaAs/AlGaAs cu gropi cuantice este prezentat în figura 8. 11.

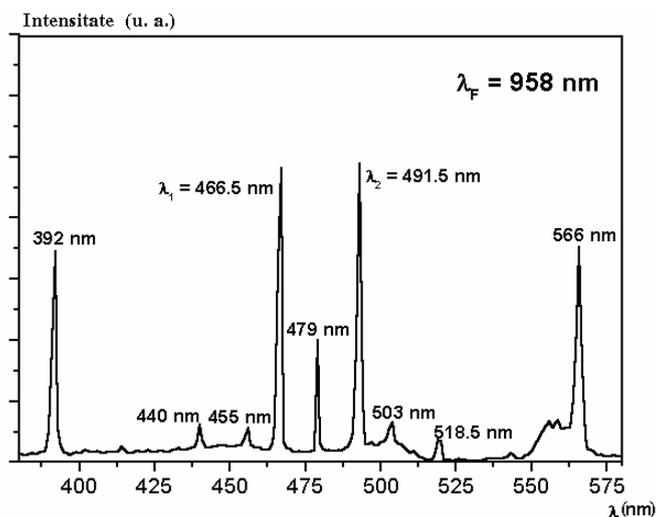


Fig. 8. 11. Spectrul armonicii a doua emis de dioda laser de tip InGaAs/GaAs/AlGaAs cu gropi cuantice.

Particularitatea acestui spectru constă în apariția mai multor perechi de maxime laterale, înguste, dispuse perfect simetric față de cel central corespunzător armonicii a doua, care este situat la lungimea de undă de ~ 480 nm.

Armonica a doua are polarizarea perpendiculară pe cea corespunzătoare radiației fundamentale, deci procesul de generare este de tipul 1. Maximul central al armonicii a doua corespunde unui acord complet al vectorilor de undă și deci unei propagări perfect coliniare a undei fundamentale și respectiv a armonicii a doua. Perechile de maxime laterale sunt determinate de existența unui dezacord al vectorilor de undă corespunzători, în acest caz existând un anumit unghi θ între direcția de propagare a undei fundamentale și respectiv a armonicii a doua.

Întrucât intensitatea armonicii a doua este mult mai mică decât a perechilor de maxime laterale, în regiunea activă în care se produce armonica a doua condițiile corespunzătoare dezacordului vectorilor de undă prevalează față de cele în care se realizează acordul perfect al acestora.

Existența perechilor de maxime laterale poate fi explicată cu ajutorul diagramei vectoriale corespunzătoare conservării impulsului atașat undelor care interacționează în mediul activ (fig. 8. 12).

Notând cu \vec{k} vectorul de undă al fundamentalei, cu \vec{k}_i vectorul de undă corespunzător perechilor de maxime laterale ($i=1, 2$), și cu $\Delta\vec{k}$ dezacordul corespunzător vectorilor de undă, legea conservării impulsului se scrie sub forma:

$$\vec{k}_i - (\vec{k} + \vec{k}) = \Delta\vec{k}_i \neq 0. \quad (8.112)$$

Prin anularea reciprocă a acestor două interacțiuni simultane pentru care $\Delta\vec{k}_1 = -\Delta\vec{k}_2$ este posibilă emisia perechilor de maxime secundare pentru care se respectă și legea conservării energiei scrisă sub forma:

$$\omega_1 + \omega_2 - (\omega + \omega) - (\omega + \omega) = 0 \quad (8.113)$$

în care: ω este frecvența unghiulară a fundamentalei, iar ω_i ($i=1, 2$), cea corespunzătoare perechilor de maxime secundare.

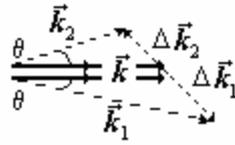


Fig. 8. 12. Diagrama vectorială corespunzătoare conservării impulsului atașat undelor care interacționează în mediul activ.

Maximele secundare cele mai intense corespund unghiului cel mai mic dintre direcțiile vectorilor de undă ai radiației fundamentale și respectiv a armoniciei a doua. Semilărgimea liniilor corespunzătoare armoniciei a doua este de 0,7 nm. Domeniul în care poate fi acordată este de 5 nm prin variația curentului de injecție de la 250 mA la 800 mA.

Factorul de conversie măsurat este de 10^{-3} . Deci pentru o putere optică incidentă a radiației fundamentale de ~ 100 mW se obține o putere a armoniciei de 100 μ W.

Efectele care contribuie la mărirea factorului de conversie este cel de ghidare dar și dezacordul vectorilor de undă joacă un rol important în procesul de generare ai armoniciei a doua [8.11]. Expresia puterii optice a perechilor de maxime secundare P_{ω_i} ($i=1, 2$) este:

$$P_{\omega_i}(L) = \frac{(2\omega)^2}{8\epsilon_0 c^3} \frac{|\chi^{(2)}(-\omega_i; \omega, \omega)|^2}{2 n_\omega n_{\omega_i}} \left[\frac{\sin(\Delta k_i L/2)}{\Delta k_i L/2} \right]^2 \frac{L^2}{A} [P_\omega(L)]^2 \quad (8.114)$$

unde L este lungimea mediului nelinier, $P_\omega(L)$ este puterea fundamentalei cu pulsația ω , ϵ_0 este permitivitatea electrică a vidului, c este viteza luminii în vid,

A este aria transversală a ghidului de undă, $\chi^{(2)}$ este susceptibilitatea neliniară de ordinul doi, iar n_ω și $n_{2\omega}$ sunt indicii de refracție corespunzători fundamentalei și respectiv armoniciei a doua.

Dependența puterii armonicii a doua măsurată experimental, $P_{2\omega}$ în funcție de puterea fundamentalei P_{ω} , pentru curenți de injecție mai mari de 600 mA este prezentată în figura 8. 13.

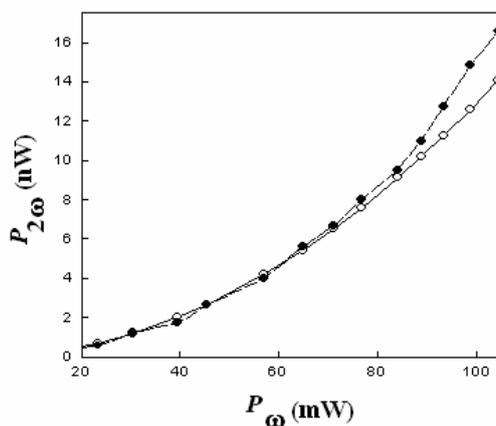


Fig. 8. 13. Dependența puterii armonicii a doua măsurată experimental (curba discontinuă, cercuri negre) în funcție de puterea fundamentalei. Curba continuă (cercuri albe) corespunde puterii armonicii a doua calculate teoretic cu relația (8.114).

Așa cum se poate observa din figura 8. 13 valorile puterii armonicii a doua măsurate experimental sunt în bună concordanță cu cele teoretice calculate cu ajutorul relației (8.114) în cazul unei lungimi de interacțiune de $1,15 \mu\text{m}$.