

8. SOLITONI OPTICI

8.1. Noțiuni de bază^(1, 2)

Când un puls de lumină se propagă printr-un mediu dispersiv liniar forma lui se schimbă continuu deoarece componente după frecvențe constitutive ale acestuia se propagă cu viteze de grup diferite și suferă întârzieri în timp diferite (figura 8.1 și figura 8.2a). În figura 8.2a se observă că avem propagarea pulsului

într-un mediu liniar cu dispersie normală; componenta B cu lungimi de undă mai scurte are o viteză de grup mai mare și, prin urmare, se propagă mai repede decât componenta R cu lungimi de undă mai mari. Dacă mediul este de asemenea neliniar, automodelarea fazei (care rezultă, de exemplu, din efectul Kerr optic) alterează faza și, prin urmare, frecvența, pentru părțile slabă și intensă ale pulsului prin cantități inegale. Ca rezultat al dispersiei vitezei de grup, diferitele părți ale pulsului se propagă cu viteze de grup diferite și forma pulsului este alterată. Interacțiunea dintre automodelarea fazei și dispersia vitezei de grup poate produce întinderea întregului puls sau compresia pulsului, depinzând de mărimea și semnul acestor efecte.

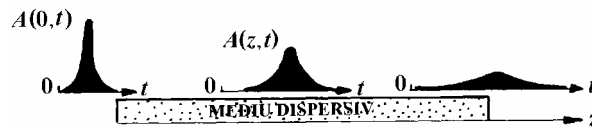


Fig. 8.1.

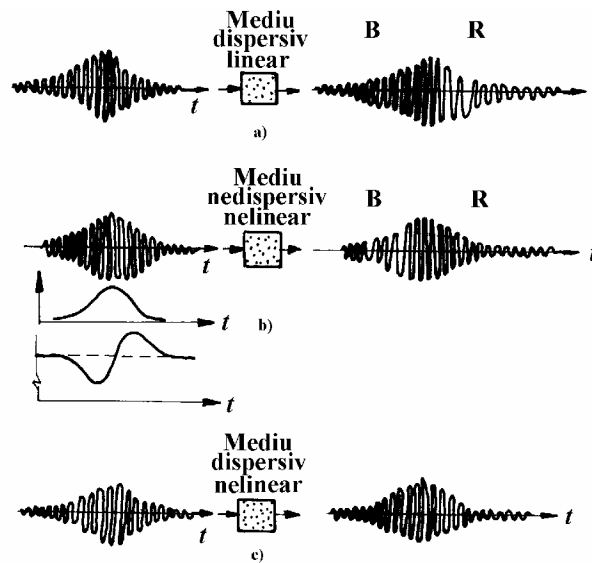


Fig. 8.2.

⁽¹⁾ B.E.A. Saleh, M.C. Teich, *Fundamentals of photonics*, John Wiley & Sons, Inc., New York•Chichester•Brisbane•Toronto•Singapore, (1991)

⁽²⁾ P.G. Drazin, R.S. Johnson, *Solitons: an introduction*, Cambridge University Press, New York, (1989)

În anumite condiții, un puls optic de o formă și o intensitate prescrise, se poate propaga într-un mediu dispersiv neliniar fără a-și altera vreodată forma lui, ca și cum s-ar propaga într-un mediu nedispersiv ideal. Aceasta are loc când dispersia vitezei de grup compensează din plin efectul automodulării fazei. Asemenea pulsuri – ca undele staționare – sunt numite *unde unice*. *Solitonii optici* sunt unde unice speciale care sunt ortogonale, în sensul că atunci când două astfel de unde se intersectează, una cu cealaltă în mediu, profilurile intensităților lor sunt nealterate (numai deplasările de fază sunt împărțite ca rezultat al interacției), astfel încât fiecare undă continuă să se propage ca o entitate independentă.

Interacțiunea dintre dispersia vitezei de grup și automodularea fazei poate fi înțeleasă prin examinarea intensității unui puls $I(z,t)$ și a frecvenței unghiulare centrale ω_0 a acestuia, când el se propagă în direcția z într-un mediu neliniar cu indicele de refracție $n = n_0 + n_2 I(z,t)$, ca în figura 8.2 b. În această figură, într-un mediu neliniar, automodularea fazei ($n_2 > 0$) introduce o deplasare de frecvență negativă în jumătatea din urmă (notată cu B). Pulsul este *chirped*, dar forma lui nu este alterată. Dacă unda *chirped* ca în figura 8.2b se propagă într-un mediu dispersiv liniar ca în figura 8.2a, pulsul va fi comprimat. Când pulsul parcurge distanța Δz el suferă o deplasare de fază $k_0 [n_0 + n_2 I(z,t)] \Delta z$. Argumentul câmpului este prin urmare $\varphi(t) = \omega_0 t - k_0 [n_0 + n_2 I(z,t)] \Delta z$, astfel încât frecvența unghiulară instantanee este

$$\omega_i = \frac{d\varphi}{dt} = \omega_0 - k_0 n_2 \Delta z \frac{dI(z,t)}{dt}. \quad (8.1)$$

Dacă $n_2 > 0$, frecvența jumătății din urmă a pulsului (jumătatea din partea dreaptă) este crescută (deplasare spre albastru) deoarece $\frac{dI}{dt} < 0$, pe când frecvența jumătății dominante (jumătatea din partea stângă) este redusă (deplasarea spre roșu) deoarece $\frac{dI}{dt} > 0$, după cum este ilustrat în figura 8.2b. Pulsul este, prin urmare, *chirped* (adică, frecvența lui instantanee variază cu timpul). Dacă mediul are dispersie anormală (adică, coeficientul de dispersie D_λ este pozitiv, sau coeficientul $\beta'' = d^2\beta/d\omega^2$ este negativ, viteza de grup descrește cu creșterea lungimii de undă. Astfel jumătatea deplasată spre albastru a pulsului se propagă mai rapid decât jumătatea deplasată spre roșu. Ca rezultat al acestui fenomen, jumătatea deplasată spre albastru dă peste jumătatea deplasată spre roșu și pulsul este comprimat (o situație asemănătoare are loc într-un mediu cu dispersie normală, acest efect fiind utilizat la generarea pulsurilor de lumină ultrascurte).

La un anumit nivel de intensitate și pentru anumite profiluri ale pulsului, efectele de automodelare a fazei și de dispersie a vitezelor de grup sunt echilibrate astfel încât un puls stabil, un *soliton*, se propagă fără împrăștierea, după cum se ilustrează în figura 8.2c. Efectul de chirping al automodulării fazei compensează perfect extensia pulsului natural cauzată de dispersia vitezei de grup. Orice întindere slabă a pulsului mărește în valoare procesul de compresie și orice îngustare a pulsului reduce procesul de compresie, astfel încât sunt menținute forma și lărgimea pulsului. Solitonii pot fi imaginați ca moduri (funcții proprii) ale unui sistem

dispersiv neliniar. O analiză matematică a acestui fenomen este bazată pe soluțiile unei ecuații de undă neliniare care guvernează propagarea anvelopei pulsului, descrisă în cele ce urmează⁽³⁾.

Solitoni optici descriși în această secțiune sunt analogi *solitonilor spațiali* (fascicule autoghidate). După cum s-a explicat în §5.16, *solitonii spațiali* sunt unde monocromatice care sunt localizate spațial în plan transversal. Ele se propagă într-un mediu neliniar fără a altera distribuția lor spațială, ca rezultat al unui *echilibru* dintre *difracție și automodularea de fază*. Astfel, *solitonii spațiali* sunt analogi transversali ai *solitonilor optici longitudinali (temporali)*. Aceasta analogie nu este surprinzătoare deoarece difracția este echivalentul spațial al dispersiei. Fenomenele sunt descrise prin aceeași ecuație diferențială, cu spațiul și timpul schimbați reciproc. De fapt, termenul *solitoni* se referă la soluțiile generice care descriu pulsurile care se propagă fără să se schimbe; ei pot fi *temporali* sau *spațiali*⁽⁴⁾.

8.2. Ecuația diferențială pentru anvelopa undei

Pentru a descrie propagarea unui puls optic într-un mediu dispersiv neliniar pornim de la ecuația undei (2.34) sau

$$\nabla^2 E(t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E(t)}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} (P_L(t) + P_{NL}(t)), \quad (8.2)$$

unde $P_L(t)$ și $P_{NL}(t)$ sunt componentele liniară și, respectiv neliniară ale polarizației. Deoarece mediul este dispersiv, $P_L(t)$ este legat de $E(t)$ printr-o integrală temporară, convoluția din:

$$P_L(t) = \epsilon_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \chi(t-t') E(t') dt', \quad (8.3)$$

deoarece un sistem liniar este caracterizat prin răspunsul lui la un impuls. Un impuls al câmpului electric de mărime $\delta(t)$ la timpul $t = 0$ induce o polarizație dispersată în timp de mărimea $\epsilon_0 \chi(t)$, unde $x(t)$ este o funcție scalară care depinde de timpul de început și de timpul de sfârșit pentru o anumită durată. Mediul fiind liniar, un câmp electric arbitrar induce o polarizație care este suprapunerea efectelor lui $E'(t)$ la toți $t' \leq t$, adică o convoluție ca (8.3), mediul dielectric fiind descris complet prin răspunsul la funcția impuls $\epsilon_0 x(t)$. Componenta neliniară a polarizației $P_{NL}(t)$ este legată de $E(t)$ prin relația neliniară

$$P_{NL}(t) = 4\chi^{(3)} E^3(t), \quad (8.4)$$

presupusă a fi relativ instantanee. Astfel, ecuația (8.2) conduce la o ecuație integrodiferențială neliniară în $E(t)$. În mod clar, sunt necesare anumite aproximații pentru a rezolva această ecuație.

⁽³⁾ R.K. Dodd, J.C. Elbeck, J.C. Gibson, H.C. Gibson, *Solitons and nonlinear wave equations*, Academic Press, New York, (1982)

⁽⁴⁾ G.L. Lamb, Jr., *Elements of soliton theory*, Academic Press, New York, (1978)

Este convenabil să se combine termenii liniari din (8.2) și să se scrie:

$$\nabla^2 E(t) + F(t) = \mu_0 \frac{\partial^2 P_{NL}(t)}{\partial t^2} \quad (8.5)$$

unde

$$F(t) = -\mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\epsilon_0 E(t) + P_L(t)). \quad (8.6)$$

Deoarece $P_L(t)$ este liniar relativ la $E(t)$, $F(t)$ trebuie să fie de asemenea liniar în raport cu $E(t)$. Astfel, dacă:

$$E(t) = \text{Re} \{E(\omega) \exp[i\omega t]\},$$

atunci

$$F(t) = \text{Re} \{F(\omega) \exp[i\omega t]\},$$

unde

$$F(\omega) = \beta^2(\omega) E(\omega). \quad (8.7)$$

Coeficientul $\beta^2(\omega)$ din expresia (8.7) este constanta de propagare a mediului linear. În absența neliniarității, ecuația (8.5) reproduce ecuația lui Helmholtz:

$$\nabla^2 E(\omega) + \beta^2(\omega) E(\omega) = 0.$$

La fel ca în cazul analizei propagării pulsului într-un mediu dispersiv liniar, se consideră o undă plană care se propagă într-o direcție z cu frecvența unghiulară centrală ω_0 și cu numărul de undă central $\beta_0 = \beta(\omega_0)$,

$$E(t) = \text{Re} \{A(z, t) \exp[i(\omega_0 t - \beta_0 z)]\}, \quad (8.8)$$

unde anvelopa complexă $A(z, t)$ este presupusă a fi o funcție care variază lent în raport cu t și z (comparativ cu perioada $\frac{2\pi}{\omega_0}$ și, respectiv, cu lungimea de undă

$\lambda = \frac{2\pi}{\beta_0}$). De asemenea, ca în cazul dispersiei slabe, se aproximează constanta de

propagare prin trei termeni din dezvoltarea în serie Taylor în jurul lui ω_0 , adică:

$$\beta(\omega_0 + \Omega) = \beta_0 + \Omega\beta' + \frac{1}{2}\Omega^2\beta'', \quad (8.9)$$

unde β_0 , β' și β'' sunt valorile lui $\beta(\omega)$ și prima și a doua derivată în raport cu ω la $\omega = \omega_0$. Viteza de fază c , viteza grup v și coeficientul de dispersie D_v sunt legați de coeficienții β_0 , β' și β'' prin relațiile⁽⁵⁾:

$$c = \frac{\omega_0}{\beta_0}; \quad v = \frac{1}{\beta'}; \quad D_v = 2\pi\beta'', \quad (8.10)$$

ținându-se seama de relațiile de definiție din cazul dispersiei

⁽⁵⁾ C.L. Andrews, *Optics of the electromagnetic spectrum*, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ, (1960)

$$\frac{1}{v} = \frac{1}{2\pi} \frac{d\beta}{dv} = \frac{d\beta}{d\omega} \quad (8.11)$$

pentru viteza de grup și

$$D_v = \frac{1}{2\pi} \frac{d^2\beta}{dv^2} = 2\pi \frac{d^2\beta}{d\omega^2} = \frac{d}{dv} \left(\frac{1}{v} \right) \quad (8.12)$$

pentru coeficientul de dispersie.

Folosind cele trei presupuneri (anvelopă slab variabilă, dispersie slabă și efect neliniar mic) se arată că anvelopa $A(z, t)$ satisface următoarea ecuație diferențială numită *ecuația anvelopei*:

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} \right) A(z, t) - i \frac{\beta''}{2} \frac{\partial^2 A(z, t)}{\partial t^2} - i\gamma |A(z, t)|^2 A(z, t) = 0, \quad (8.13)$$

unde

$$\gamma = \frac{3}{2} \mu_0 c \omega_0 \chi^{(3)} = \frac{\omega_0}{2c} \frac{n_2}{Z} \quad (8.14)$$

este un coeficient care reprezintă efectul neliniar, $Z = \frac{Z_0}{n}$, $Z_0 = \left(\frac{\mu_0}{\epsilon_0} \right)^{1/2}$ și n_2 este

coeficientul din relația $n(I) = n + n_2 I$, definit prin (5.8). Pentru un mediu liniar

($\gamma = 0$) și fără pierderi ($\alpha = 0$), substituind pe $\beta'' = \frac{D_v}{2\pi}$ în (8.13), este reprodusă ecuația unei anvelope slab variabilă într-un mediu dispersiv:

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} \right) A(z, t) - i \frac{D_v}{4\pi} \frac{\partial^2 A(z, t)}{\partial t^2} = 0, \quad (8.15 a)$$

care pentru $\alpha \neq 0$, are forma

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} \right) A(z, t) + \frac{\alpha}{2} A(z, t) - i \frac{D_v}{4\pi} \frac{\partial^2 A(z, t)}{\partial t^2} = 0. \quad (8.15 b)$$

8.3. Deducerea ecuației anvelopei

Începem cu (8.5) și scriem:

$$F(t) = \text{Re}\{B(z, t) \exp[i(\omega_0 t - \beta_0 z)]\} \quad (8.16 a)$$

și

$$P_{NL}(t) = \text{Re}\{C(z, t) \exp[i(\omega_0 t + \beta_0 z)]\}, \quad (8.16 b)$$

unde anvelopele complexe $B(z, t)$ și $C(z, t)$ sunt presupuse funcții lent variabile de t și z . Vom exprima pe $B(z, t)$ și pe $A(z, t)$ în funcție de constanta de propagare liniară $\beta(\omega)$ și vom exprima pe $C(z, t)$ față de $A(z, t)$ în funcție de coeficientul neliniar $\chi^{(3)}$ și pe ultimul îl substituim în (8.5) pentru a obține o ecuație diferențială pentru $A(z, t)$.

Acum vom arăta că anvelopele $B(z, t)$ și $A(z, t)$ sunt legate prin

$$B(z, t) = \beta_0^2 A(z, t) - i2\beta_0\beta' \frac{\partial A(z, t)}{\partial t} - \beta_0\beta'' \frac{\partial^2 A(z, t)}{\partial t^2}. \quad (8.17)$$

Scriind că $A(z, t) = A(z, \Omega) \exp[i\Omega t]$ și $B(z, t) = B(z, \Omega) \exp[i\Omega t]$ și folosind pe (8.7), (8.8) și (8.16 a), obținem

$$B(z, \Omega) = \beta^2(\omega_0 + \Omega) A(z, \Omega). \quad (8.18)$$

Substituind aproximația

$$\beta^2(\omega_0 + \Omega) = \left(\beta_0 + \Omega\beta' + \frac{1}{2}\Omega^2\beta'' \right)^2 \cong \beta_0^2 + 2\beta_0 \left(\Omega\beta' + \frac{1}{2}\Omega^2\beta'' \right) \quad (8.19)$$

în (8.18), rezultă

$$B(z, \Omega) = \beta_0^2 A(z, \Omega) + 2\beta_0\beta'\Omega A(z, \Omega) + \beta_0\beta''\Omega^2 A(z, \Omega). \quad (8.20)$$

Deoarece $i\Omega A(z, \Omega)$ și $-\Omega^2 A(z, \Omega)$ sunt echivalente cu $\left(\frac{\partial}{\partial t}\right)A(z, t)$ și, respectiv

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right)A(z, t), \quad (8.20) \text{ dă pe } (8.17).$$

Valoarea pertinentă a polarizației neliniare P_{NL} este componenta $P_{NL}^{(t)} = 4\chi^{(3)}E^3(t)$ la frecvența ω_0 . Această componentă are o anvelopă:

$$C(z, t) = 3\chi^{(3)}|A(z, t)|^2 A(z, t). \quad (8.21)$$

Substituind pe (8.17) și (8.21) în (8.16) și (8.5), se obține o ecuație diferențială parțială neliniară pentru anvelopa $A(z, t)$, care se poate simplifica folosind aproximația anvelopei lent variabile

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} \{A(z, t) \exp[-i\beta_0 z]\} \approx \left[-2i\beta_0 \frac{\partial A(z, t)}{\partial z} - \beta_0^2 A(z, t) \right] \exp[-i\beta_0 z] \quad (8.22)$$

Deoarece neliniaritatea este un efect mic și anvelopa $C(z, t)$ variază lent, se presupune că

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right)\{C(z, t) \exp[i\omega_0 t]\} \approx -\omega_0^2 C(z, t) \exp[i\omega_0 t]$$

și se neglijează termenii de ordin mai înalt. Ecuația diferențială rezultantă pentru $A(z, t)$ este (8.13).

Ecuația (8.13) se poate obține dacă se presupune că mediul neliniar este aproximativ liniar cu o constantă de propagare $\beta(\omega) + \Delta\beta$, unde $\Delta\beta = \left(\frac{\omega_0}{c}\right)n_2 I$.

Intensitatea $I = \frac{|A(z, t)|^2}{2Z}$ este presupusă a fi variabilă suficient de lent astfel încât ea poate fi privită ca independentă de timp. Analiza Fourier care conduce la ecuația diferențială pentru mediul liniar (8.15 b), este acum modificată în mod simplu prin

adăugarea termenului $\Delta\beta A(z,t)$. Acest termen produce termenul adițional $\gamma|A(z,t)|^2 A(z,t)$, astfel încât (8.13) este reprodusă.

8.4. Solitoni. Ecuația lui Schrödinger neliniară (Anexa a IV-a)

Ecuația (8.13) guvernează amplitudinea complexă $A(z,t)$ a unui puls optic care se propagă în direcția z într-un mediu dispersiv neliniar extins cu viteza de grup v , parametru de dispersie β'' și coeficientul neliniar γ . O soluție a unei solitare este posibilă dacă $\beta'' < 0$ (adică, automodulării de fază pentru $n_2 > 0$).

Este util să standardizăm pe (8.13) prin normarea timpului, distanței și amplitudinii la scalarii comenzi τ_0, z_0 și, respectiv A_0 :

(1°) τ_0 este constanta care reprezintă durata de timp a pulsului;

(2°) Scala distanță este considerată a fi:

$$2z_0 = \frac{\tau_0^2}{|\beta''|}. \quad (8.23)$$

Din expresiile:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + \sigma \frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x = \frac{F(t)}{m} \quad (8.24)$$

și

$$\chi(v) = \chi_0 \frac{v_0^2}{v_0^2 - v^2 + iv\Delta v}, \quad (8.25)$$

dacă un puls gaussian de lărgime τ_0 se propagă într-un mediu liniar cu parametrul de dispersie β'' , lărgimea lui crește cu factorul $\sqrt{2}$ după o distanță $z_0 = \frac{\tau_0^2}{2|\beta''|}$.

Distanța $2z_0$ este, prin urmare, numită distanță de dispersie (ea este analoagă cu adâncimea focarului $2z_0$ într-un fascicul gaussian).

(3°) Scala A_0 este selectată a fi amplitudinea la care deplasarea de fază introdusă de automodularea de fază pentru o distanță de propagare $2z_0$ este egală cu unitatea. Astfel:

$$\frac{\omega_0}{c} \left[n_2 \left(\frac{A_0^2}{2Z} \right) \right] 2z_0 = 1. \quad (8.26 a)$$

Deoarece

$$\gamma = \left(\frac{\omega_0}{2c} \right) \frac{n_2}{Z}$$

și

$$z_0 = \frac{\tau_0^2}{2|\beta''|},$$

(8.26) este echivalentă cu

$$A_0 = \frac{(|\beta''|/\gamma)^{1/2}}{\tau_0}. \quad (8.26 \text{ b})$$

Intensitatea corespunzătoare este

$$I_0 = \frac{A_0^2}{2Z} = \frac{|\beta''|}{2\gamma Z \tau_0^2}. \quad (8.27)$$

Când amplitudinea de vârf a $A(z, t)$ a pulsului incident este mult mai mică decât A_0 , efectul dispersiei vitezei de grup domină și automodelarea fazei neliniară este neglijabilă. Cu toate acestea, vom vedea în cele ce urmează că atunci când $A(z, t) = A_0$, aceste două efecte se compensează unul cu altul astfel încât pulsul se propagă fără a se deforma și devine un *soliton*.

Considerând un sistem de coordonare care se mișcă cu viteza v și definind variabilele adimensionale:

$$\tau = \frac{t - \frac{z}{v}}{\tau_0}, \quad (8.28)$$

$$\zeta = \frac{z}{2z_0} = |\beta''| \frac{z}{\tau_0^2} \quad (8.29)$$

și

$$\psi = \frac{A(z, t)}{A_0} = \tau_0 \left(\frac{\gamma}{|\beta''|} \right)^{1/2} A(z, t), \quad (8.30)$$

ecuația (8.13) este transformată în *ecuația Schrödinger neliniară*

$$i \frac{\partial \psi}{\partial \zeta} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \zeta^2} + |\psi|^2 \psi = 0. \quad (8.31)$$

Soluția $\psi(\zeta, \tau)$ a ecuației (8.31) poate fi ușor convertită înapoi către anvelopa fizică complexă $A(z, t)$ prin utilizarea relațiilor (8.28) – (8.30).

Cea mai simplă soluție undă solitară a ecuației (8.31) este

$$\psi(\zeta, \tau) = \text{sech}(\tau) \exp\left[i \frac{\zeta}{2}\right], \quad (8.32)$$

unde $\text{sech}(\cdot) = \frac{1}{\cosh(\cdot)}$ este funcția secantă hiperbolică. Această soluție este numită

soliton fundamental. Ea corespunde la o anvelopă numită *soliton optic*:

$$A(z, t) = A_0 \text{sech}\left(\frac{t - z/v}{\tau_0}\right) \exp\left[\frac{iz}{4z_0}\right], \quad (8.33)$$

care se propagă cu viteza v fără să altereze forma sa. Această soluție este realizată dacă pulsul incident la $z = 0$ este

$$A(0,t) = A_0 \operatorname{sech}\left(\frac{t}{\tau_0}\right). \quad (8.34)$$

Anvelopa undei arătată în figura 8.2 c este o funcție secantă hiperbolică.

Anvelopa *solitonului fundamental* este o funcție bine fasonată cu valoarea de vârf $A(0,0) = A_0$, semilărgimea τ_0 și aria $\int \psi(0,t) dt = 2\pi A_0 \tau_0$. Intensitatea

$I(0,t) = \frac{|A(0,t)|^2}{2Z}$ are o lărgime totală la semimaxim $\tau_{\text{FWHM}} = 1,76\tau_0$. Lărgimea τ_0

poate fi selectată în mod arbitrar prin controlarea pulsului incident, însă

amplitudinea A_0 trebuie să fie ajustată astfel încât $A_0 \tau_0 = \left(\frac{|\beta''|}{\gamma}\right)^{1/2}$. Pentru un

mediu cu parametrii prescriși β'' și γ , prin urmare, picul amplitudinii este invers proporțional cu lărgimea τ_0 și picul puterii este invers proporțional cu τ_0^2 . Pulsul energiei $\int |A(z,t)|^2 dt$ este direct proporțional cu A_0 și, prin urmare, invers proporțional cu τ_0 . Astfel, un soliton de durată mai scurtă trebuie să transporte energie mai mare.

Solitonul fundamental este numai una din familia soluțiilor cu proprietăți solitare. De exemplu, dacă amplitudinea pulsului incident $\psi(0,t) = N \operatorname{sech}(\tau)$, unde N este număr întreg, soluția, numită unda soliton N , este o funcție periodică de z cu perioada $\zeta_p = \frac{\pi}{2}$, numită perioadă soliton. Aceasta corespunde la o distanță fizică

$z_p = \pi z_0 = \left(\frac{\pi}{2}\right) \frac{\tau_0^2}{|\beta''|}$, care este direct proporțională cu τ_0^2 . La $z = 0$, anvelopa $A(0,t)$

este o funcție secantă hiperbolică cu amplitudinea de vârf NA_0 . Când pulsul se propagă în mediu, el se contractă inițial, atunci despicările în pulsuri distincte care se amestecă (se unesc) după aceea și, eventual, reproduc pulsul inițial la $z = z_p$. Acest eșantion este repetat în mod periodic. Această compresie și expansiune periodică a undei multi-soliton este considerată pentru o neechilibrare periodică între comprimarea pulsului, care rezultă din cioparea (chirping) introdusă de automodularea fazei și împrăștierea pulsului cauzat de dispersia vitezei de grup. Comprimarea inițială a fost folosită pentru generarea pulsurilor subpicosecunde.

Pentru a excita solitonul fundamental, pulsul de intrare trebuie să aibă profilul secantei hiperbolice cu produsul amplitudine – lărgime $A_0 \tau_0$ din (8.26 b). O valoare inferioară a acestui produs va excita un puls optic ordinar, pe când o valoare mai mare va excita solitonul fundamental, sau posibil un soliton de ordin mai înalt, cu energia aparentă dintr-un puls ordinar.

8.5. Laseri cu solitoni

Folosind amplificarea Raman (§ 5.2) Pentru a depăși pierderile prin absorbție și împrăștiere, solitonii optici de o durată de câteva zeci de picosecunde au fost transmise cu succes prin fibre optice la câteva mii de kilometri. Deoarece proprietatea lor unică de a-și menține forma și lărgimea pe distanțe mari de propagare, solitonii optici au aplicații potențiale pentru transmiterea datelor digitale prin fibre optice la rate înalte și la distanțe mai mari decât cele posibile în prezent cu optica liniară.

Laserele cu fibre optice au fost de asemenea folosiți pentru a genera solitoni. de picosecunde. Laserul este o fibră cu un singur mod într-o cavitate cu configurația în inel (figura 8.3)

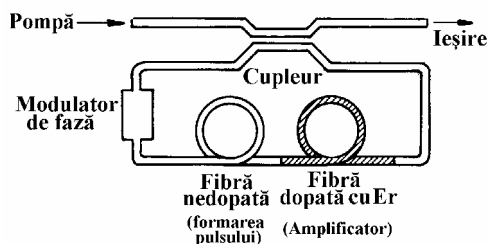


Fig. 8.3.

Fibra este o combinație a unui amplificator cu fibră dopată cu erbiu și o fibră nedopată cu condiția ca să se modeleze pulsul și acțiunea soliton. Pulsurile sunt obținute prin folosirea unui modulator de fază pentru a realiza <<mode-locking^{ul}>>.

Un sistem în totalitate integrat a fost dezvoltat folosind ca

pompă dioda laser InGaAsP și un modulator de fază integrat optic.

Solitoni de întineric au fost de asemenea observați. Aceștia sunt scipiri de durată scurtă în intensitate ale unor unde continue mai degrabă de lumină. Ei au proprietăți similare cu solitonii “strălucitori” care pot fi generați în regiunea normală de dispersie ($\lambda_0 < 1,3 \mu\text{m}$ în fibre optice cu siliciu). Ei manifestă trăsături robuste încât pot fi utili pentru manevrări optice.