

STUDIUL
PROFILULUI TRANSVERSAL AL INTENSITĂȚII
ȘI
CARACTERIZAREA SPECTRALĂ A FASCICULULUI
LASERULUI HE-NE (Model Spectra Physics)

APLICAȚII

PROIECT DE ACTIVITATE

- 1. Să se studieze profilul transversal al intensității în fasciculul laserului He-Ne Spectra Physics:**
 - a) ridicarea curbei de profil transversal;
 - b) indentificarea modului transversal al oscilației laser;
 - c) estimarea în aproximația câmpului îndepărtat a unghiului de divergență θ a fasciculului;
 - d) estimarea razei minime a fasciculului w_0 (beam waist);

- 2. Să caracterizeze energetic și spectral fasciculul laserului He-Ne Spectra Physics:**
 - a) măsurarea puterii laserului;
 - b) calcularea intensității maxime I_0 pe axa fasciculului;
 - c) ridicarea curbei de variație longitudinală a intensității I_0 ;
 - d) determinarea intensității spectrale medii I_λ (Se admite că lărgirea liniei de emisie 6238 Å este preponderent de tip Doppler.)
 - e) evaluarea numărului maxim de moduri longitudinale compatibile cu cavitatea laserului;
 - f) determinarea intensității energetice spectrale $I_{\lambda,\Omega}$ a fasciculului laserului;
 - g) compararea rezultatelor de la punctele a), b), d) și f) cu datele obținute pentru o sursă clasică, în particular Soarele, și stabilirea câtorva concluzii!

- 3. Utilizați laserul într-o aplicație de tip industrial. Exemplu:**

”Operații de trefilare (tragere în fire subțiri) controlate în timp real cu ajutorul laserului”.

APARATE ȘI MATERIALE

1. Laser He-Ne model Spectre Physics

Caracteristici la fabricație:

puterea de ieșire	1 mW	
mod transversal	TEM ₀₀	
distanța spectrală între modurile longitudinale ($c/2L$)		550Mhz
stare de polarizare	nepolarizat	

2. Fotodetector cu două capete (sonde):

sonda (a): fototranzistor ROL 32 cu lentilă;
sonda (b): fototranzistor ROL 32 fără lentilă;

3. Amplificator operațional (AO) de tensiune continuă (circuit integrat βA 741) cu patru trepte de amplificare (I: x1, II: x10, III: x100, IV: x1000).

4. Multimetru analogic.

5. Instrument pentru măsurarea puterii laserului.

6. Suport cu șurub micrometric pentru deplasare orizontală a sondei fotodetectoare.

7. Suport cu cremalieră pentru laser.

8. Suport cu fire verticale de diferite diametre.

9. Filtru uniform pentru atenuarea intensității laserului.

10. Banc optic și ecran de protecție.

11. Hârtie milimetrică și calculator de buzunar.

TEORIE

I. Introducere.

Un laser funcționează pe baza a trei componente:

1. Mediul optic activ care asigură prin structura energetică a centrilor săi activi (ioni, atomi, molecule, etc.) generarea radiației electromagnetice;
2. Sistemul de pompaj care asigură aportul de energie din exterior și menține inversia de populație;
3. Rezonatorul optic care joacă rolul unui oscilator pe frecvențe optice.

Laserul furnizează în exterior radiație electromagnetică de caracteristici și proprietăți total diferite față de radiația emisă de sursele clasice de radiație. Componentele unui laser pot fi urmărite în Figura 1.

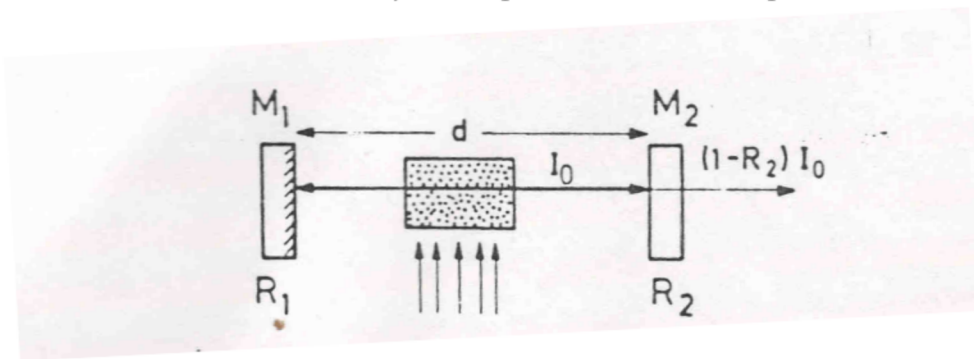


Figura 1

Rezonatorul optic acționează asupra radiației în mod *selectiv*, îndeplinind un dublu rol. Pe de o parte concentrează *spațial* radiația indusă asigurând *directivitate* fascicului emis. Pe de altă parte îndeplinind condiția de interferență constructivă numai pentru unde de o anumită frecvență asigură *monocromaticitate* și *intensitate* ridicată fascicului.

Funcționarea laserilor are la bază câteva ecuații de bilanț în care câștigul trebuie să depășească pierderea de radiație. În plus trebuie să se țină seama că propagarea undei în cavitate se face cu îndeplinirea ecuațiilor Maxwell cu condiții la limită impuse de calitatea și geometria cavității. Soluția sistemelor de ecuații evocate mai sus se materializează fizic printr-o configurație de câmp electromagnetic de o frecvență dată și cu distribuție energetică staționară bine determinată. Această configurație se numește *mod* sau *oscilație laser*.

În practică, uneori mai mult pentru scopuri didactice, modurile se clasifică în: *moduri transversale (spațiale)* și *moduri longitudinale (temporale)*. Se înțelege însă că în realitate aceste moduri sunt inseparabile: un fascicul laser este o *unitate de moduri spațio-temporale*.

Definiție: *Moduri longitudinale (axiale) sau moduri temporale.*

Pentru o distribuție transversală dată se impune ca în lungul cavității să avem întotdeauna un regim de propagare staționară. Această condiție se poate realiza numai pentru unde de o anumită frecvență: $\nu_k = k (c/2L)$, unde L este lungimea efectivă a cavității iar $k=1,2,\dots$ numere întregi. Condiția de mai sus, stabilită aici intuitiv, selectează ceea ce numim moduri longitudinale (axiale) sau moduri temporale (cele două denumiri sunt echivalente și provin din cele două posibile descrieri ale unei unde: descriere în domeniul frecvență respectiv descriere în domeniul timp). Deși numărul de frecvențe ar părea infinit de mare, practic numai anumite frecvențe sau moduri longitudinale depășesc condiția de prag a oscilației laser. În consecință numai undele de o anumită frecvență vor exista fizic în interiorul cavității și se vor propaga în exteriorul cavității ca semnal de ieșire al laserului. În lipsa unor condiții de stabilitate special impuse, semnalul de ieșire al laserului constă dintr-o distribuție fluctuantă de moduri ce acoperă o anumită plajă spectrală. Această plajă se identifică practic cu lărgimea reală a liniei laser ($\Delta\lambda$).

II. Radiația laser în interiorul cavității rezonante.

Cavitatea optică întreține, în condiții staționare, unde electromagnetice având diferite distribuții spațiale de amplitudine. Într-o primă aproximație, un *mod de oscilație* este o suprapunere de unde electromagnetice plane, independente de coordonatele transversale (x,y) al undei. În realitate pierderile prin difracție pe oglinzi impun o dependență a undei de coordonate transversale (x,y). În consecință nu se poate concepe existența de unde staționare intracavitate doar prin suprapunere de unde plane. Vorbim practic despre existența unei distribuții spațiale de amplitudini $A(x,y)$. Deducerea acestei distribuții nu este însă întotdeauna o problemă de matematică simplă. De bază rămâne teoria Kirchhoff-Fresnel a difracției care, aplicată în mod iterativ, conduce la rezultate numerice ce pot servi ca punct de plecare în rafinarea altor modele (cităm rezultatele și metodele de aproximație numerică ale lui Fox și Li).

Exemplu: Un rezonator cu două oglinzi plane aflate față în față la distanța d este echivalent în cea ce privește propagarea undei dus-întors cu străbaterea succesivă de n aperturi circulare plasate la distanța d una de alta (Figura 2).

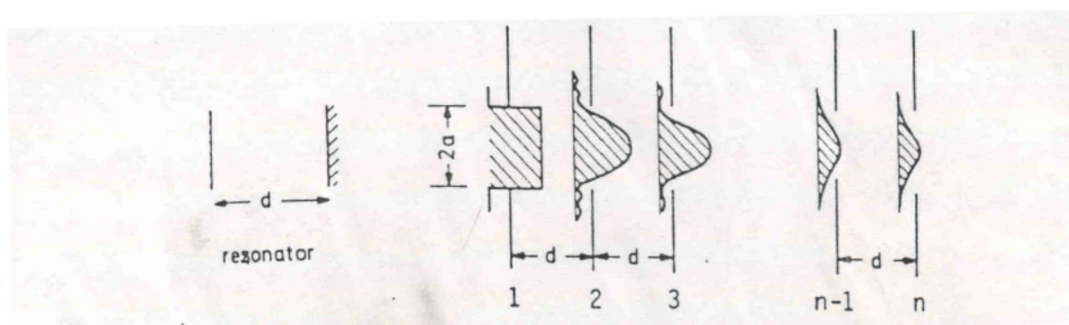


Figura2

Distribuția transversală a amplitudinii undei va fi desigur alterată de difracții succesive pe fiecare apertură. Se aplică teoria Kirchhoff-Fresnel în mod iterativ: distribuția $A_n(x,y)$ în planul celei de-a n -a aperturi este practic determinată complet de distribuția $A_{n-1}(x,y)$ în planul celei de-a $n-1$ aperturi.

Un *rezonator confocal* este acela pentru care distanța d între oglinzi este egală cu raza de curbură a oglinzilor b . Pentru acest tip particular de rezonator ecuațiile de distribuție a radiației se pot rezolva acceptabil dacă $a \ll d$, unde a este raza secțiunii transversale a oglinzii. Este cazul unei probleme cu simetrie sferică. Soluția analitică sau *distribuția staționară a amplitudinii câmpului electromagnetic* este:

$$A_{m,n}(x,y,z_0) = (\text{const}/w_s) \exp[-(w/w_s)^2] H_m(x/w_s) H_n(y/w_s) \exp(-i\phi) \quad (1)$$

Aici avem notațiile:

$H_{m,n}$: polinoamele Hermite de ordinul m , respectiv n

$\phi(w,z_0)$: faza undei în planul de secțiune transversală $z=z_0$

w și w_0 au expresiile:

$$w \equiv r = (x^2+y^2)^{1/2} \text{ și } w_s = (\lambda b/2\pi)^{1/2}(1+4z_0/b^2) \quad (2)$$

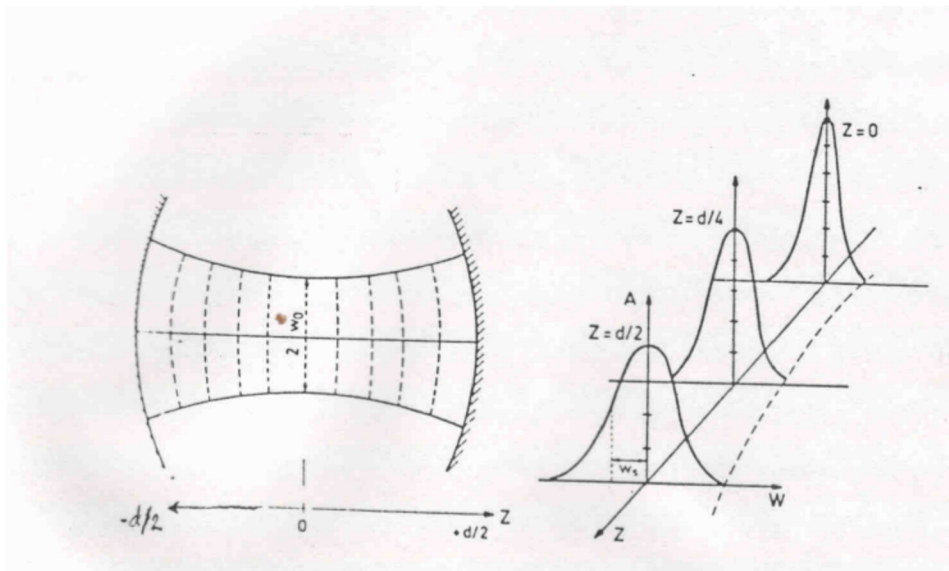


Figura 3

Figura 3 ilustrează grafic relațiile și notațiile matematice de mai sus. Analiza relației (1) ne arată că pentru $w = w_s$ amplitudinea undei descrește de e ori față de valoarea sa pe axă. Valoarea w_s pentru care amplitudinea se reduce de e ori este prin definiție *raza modului transversal*. Pentru $z_0 = 0$ (origine) se obține cea mai mică rază transversală.

$$w_0 = (\lambda b/2\pi)^{1/2} \quad (3)$$

Această valoare reprezintă "tală" fasciculului pe care literatura engleză o numește "waist"-ul fasciculului.

Analizând în detaliu propagarea undei în interiorul cavității confocale se demonstrează că suprafața de egală fază sau, mai simplu, *suprafața undei* este *sferică*. Radiația intracavitate nu este deci o suprapunere de unde plane! Raza suprafeței undei variază cu poziția undei în cavitate. În momentul reflexiei pe oglinzi, suprafața undei coincide exact cu suprafața oglinzilor. În mod cu totul singular, mai exact atunci când unda transversală secțiunea minimă sau zona de "strangulare" maximă are o suprafață plană ($R \rightarrow \infty$). Rezultatele sunt ilustrate în Figura 3.

Observație:

Nu am discutat în mod voit rolul polinoamelor Hermite $H_{m,n}$ și a funcției de fază $\phi(w,z_0)$. În definiția polinoamelor lui Hermite indicii n și respectiv m dau numărul de noduri (zerouri). Aceste zerouri se transmit amplitudinii $A(x,y)$ în direcția x și respectiv y . Figura 4 ilustrează alte câteva moduri transversale staționare sau $TEM_{m,n}$ (abreviere vine de la *Transverse Electro-Magnetic modes*), văzute în secțiune transversală față de direcția de propagare a fasciculului. Pentru $m=n=0$ se obține $H_{0,0} = 1$, tocmai cazul discutat mai sus. Acest mod transversal este numit mod *fundamental*. Modul are cea mai înaltă simetrie: distribuția în amplitudine se face după o curbă de *profil Gaussian*.

În profil Gaussian practic se concentrează la maximum energie pe axa rezonatorului întrucât prin simetrie prezintă cel mai mic factor de pierdere pe oglinzi. Este evident că un laser de putere mică (cazul laserului He-Ne) funcționează în mod obișnuit numai în modul transversal gaussian, fiind cel mai economic.

Cât privește rolul factorului de fază $\phi(w,z_0)$ din relația (1) acesta intervine în selectarea modului longitudinal deoarece schimbarea totală de fază la o propagare dus-întors trebuie să fie $2\pi m$ (unde $m = 0,1,2,\dots$).

III. Propagarea fasciculului laser de profil Gaussian în exteriorul cavității rezonante

Deși se admite adesea că fasciculul laser este *paralel* și se propagă sub forma unei *unde plane*, trebuie să știm că aceasta nu este decât o *aproximație*. Aproximația nu este deloc jenantă pentru unele măsurători calitative dar este total irealistă atunci când ne interesează adaptarea corectă a fasciculului laser cu alte dispozitive optice (lentile, filtre spațiale tip "pin-hole", analizoare spectrale sau de imagini, etc.). Chiar în absența sistemelor optice perturbatoare, fasciculul laser are în exteriorul cavității o oarecare divergență deși conservă aceeași lege de distribuție spațială. Fasciculul laser diverge pe măsura propagării în spațiu, conform Figurii 5.

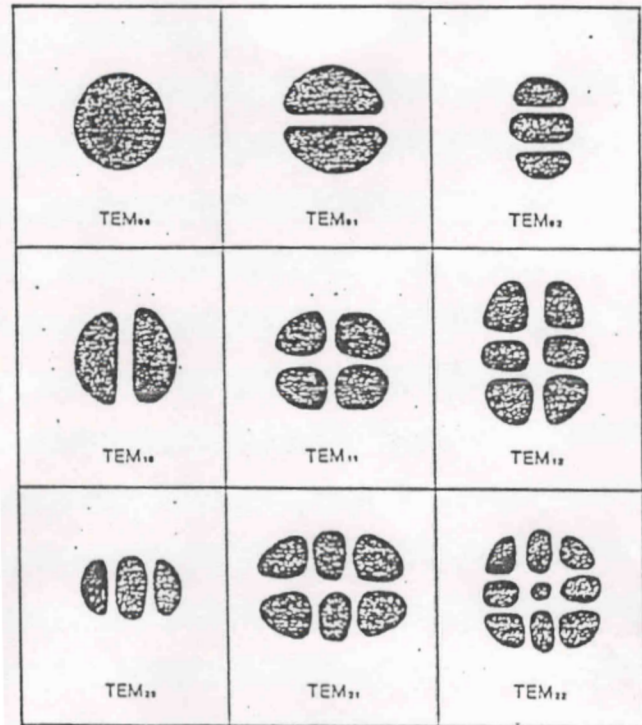


Figura 4

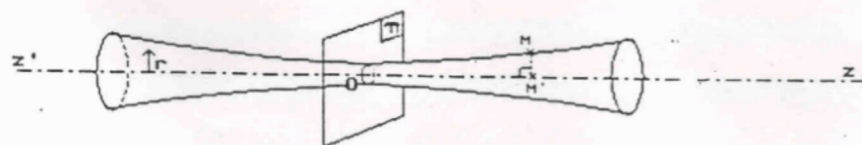


Figura 5

În Figura 5 liniile curbe delimitează ”înfașurătoarea” fascicului care se definește prin ansamblul punctelor M în care intensitatea I_M se reduce la e^2 față de intensitatea I_0 pe axa fascicului (recunoaștem aici aceeași definiție ca pentru w_s de mai sus: amplitudinea undei scade de fapt de e ori). Originea axei $z'z$ se ia în O , punct aparținând planului π în care fascicului are raza transversal minima w_0 (”waist”).

În cazul unui laser de mica putere, distribuția radial a intensității are, așa cum am mai anticipat, un profil Gaussian care materializează soluția matematică cea mai simplă a ecuației de propagare. Parametrii de propagare ai fascicului Gaussian sunt următorii (vezi Figura 6):

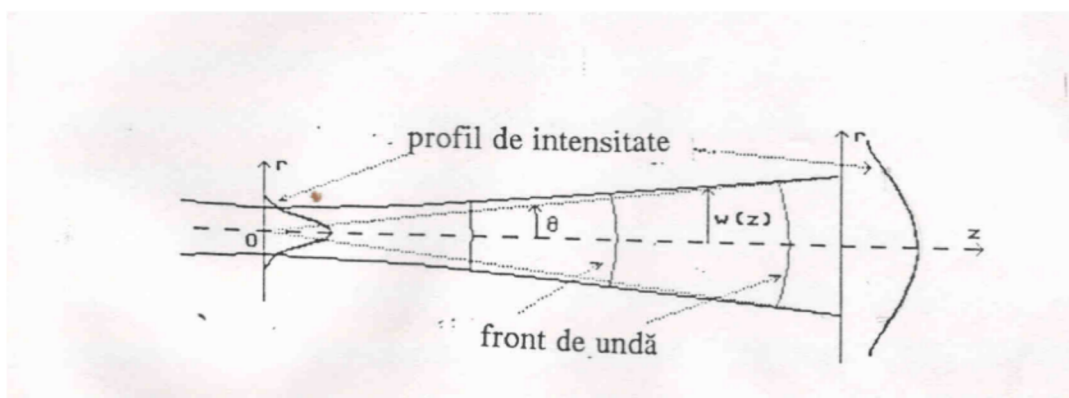


Figura 6

1. Raza fascicului, măsurată în secțiune transversal, acolo unde intensitatea în fascicul se reduce de e^2 față de valoarea maxima:

$$w(z) \quad w_z = w_0[1+(z/z_r)^2]^{1/2} \quad (4)$$

2. Raza de curbură a suprafeței de undă:

$$R(z) \quad R_z = z+z_r^2/z \quad (5)$$

unde $z_r = \pi w_0^2/\lambda$ numită ”lungime Rayleigh” (6)

3. Intensitatea pe direcția ortogonală a propagării descrește după o lege de tip Gaussian:

$$I(r, z) = AA^* = C^2(w_0/w_z)^2 \exp\{-2r^2/w_z^2\} \quad (7)$$

Constanta C se determinate din condiția de normare:

$$\int 2\pi r I(r) dr = P_0$$

P_0 este puterea [watt] a fascicului laser.

În final:

$$I(r, z) = I_0 \exp\{-2r^2/w_z^2\} \quad (8)$$

(8*) $I_0 \equiv C^2 = 2P_0/(\pi w_0^2)$ este intensitatea maxima [watt/m²] pe axa fascicului laser. (Interpretați relația de mai sus în lumina relației de definiție a intensității: $I = dP/dS!$)

Observații:

1. În planul $z=0$ raza de curbură $R_z \rightarrow \infty$ adică unda este plană.
2. Suficient de departe de "waist" adică pentru $z \gg z_r$ (în domeniul câmpului îndepărtat sau "far field") avem:

$$R_z = z \quad (9)$$

$$w_z = w_0(z/z_r) \quad (10)$$

3. În aproximația de mai sus (vezi Figura 7) centrul de curbură al undei situate fiind în origine, unghiul de divergență a fascicului se calculează din:

$$\text{tg}\theta = \theta = (R_z/w_z)^{-1} \quad (11)$$

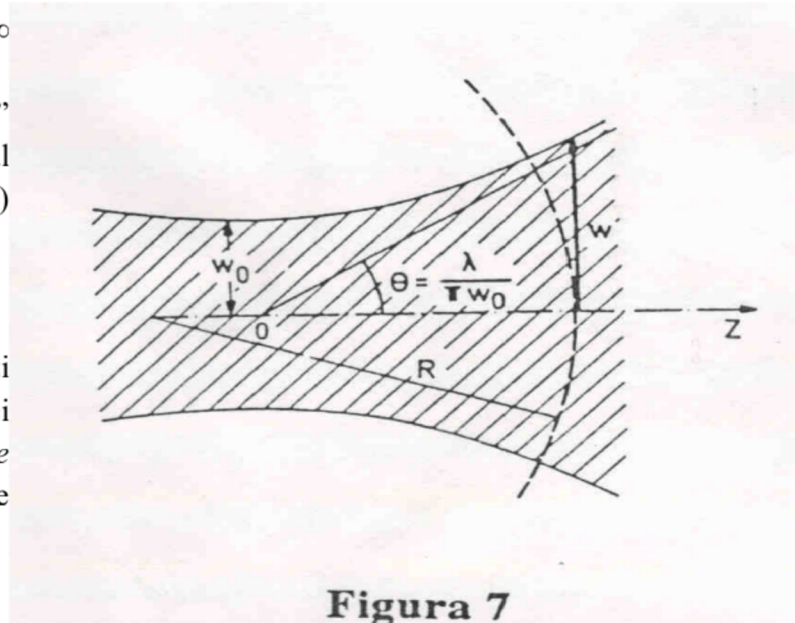


Figura 7

Rezultă:

$$2\theta = 2w_0/z_r = 2\lambda/\pi w_0 \quad (12)$$

Divergența fascicului provine din fenomenul de difracție. Cu toate acestea unghiul $\lambda/\pi w_0$ (adică $0,32 \lambda/w_0$) diferă de cel ce se măsoară atunci când o undă plană cade normal pe o diafragmă circulară de rază w_0 (care este $0,61 \lambda/w_0$). Explicați rezultatul!

În încheiere remarcăm faptul că propagarea unui fascicul laser nu se face în conformitate cu legile opticii geometrice, chiar în aproximația Gaussiană. Dar aspectele propagării fascicului laser prin sisteme optice nu intră pentru moment în intențiile acestei lucrări de laborator. Cititorul interes va găsi totuși o bogată literatură pe această temă.

ANEXA 1

LASERUL He-Ne

Construcție. Din punct de vedere istoric, laserul He-Ne este primul laser cu gaz. Construcția standard a unui laser He-Ne poate fi urmărită pe Figura 1. Un tub cilindric având diametrul interior de câțiva milimetri conține un amestec de Helium (90%) și Neon (10%) la o presiune de câțiva torri ($1 \text{ atm} = 760 \text{ torri}$). Principalii parametri constructive și de funcționare ai laserului He-Ne sunt: lungimea l a caviității rezonante, diametrul d al tubului, presiunea p a gazului din interior, curentul I de descărcare și tensiunea totală V între anod și catod. Valorile optime ale parametrilor sunt legate între ele prin câteva relații simple, stabilite mai ales pe cale experimentală.

Tubul cilindric în care are loc descărcarea este închis la o extremitate cu o oglindă plană care reflectă aproape perfect lumina la 6238 \AA ($R = 99,9\%$ coeficient de reflexivitate). La extremitatea opusă tubul este închis cu o fereastră perfect transparentă și orientată la unghiul Brewster ($\tan i = n$ sau $i = 57^\circ$ pentru sticlă de $n = 1,5$). Radiația emisă de laser este polarizată în planul de incidență al ferestrei Brewster, adică vertical. Oglinda de ieșire este de formă sferică. Ea permite ieșirea a $1,5\%$ din intensitatea radiației stocate în cavitate ($R = 98,5$). De regulă această oglindă nu este atașată de tub și poate fi schimbată pentru a modifica fie lungimea caviității fie configurația caviității (Atenție! Laserul din cadrul lucrării de laborator are caracteristicile puțin diferite de cele standard, descries mai sus. A se consulta fișa tehnică atașată referatului!)

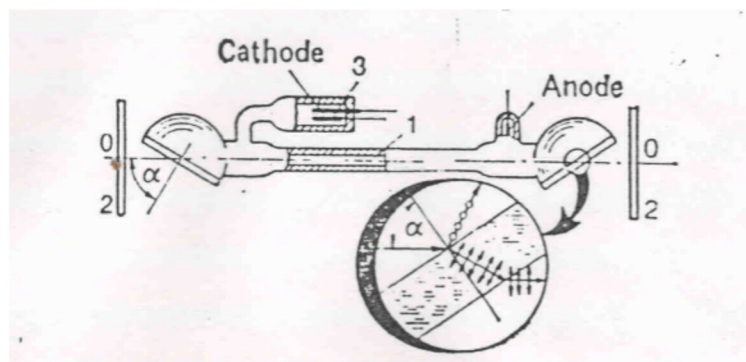


Figura 1

Funcționare. Scema nivelelor de energie a amestecului He-Ne este prezentată în figura 2. Mediul 9ctive, reprezentat de atomii de neon, este un 9ctive "cu patru nivele". Rolul de nivele superioare a tranziției laser este jucat de configurațiile **3s** și **2s**, iar cel de nivele inferioare de către configurațiile **3p** și respective **2p** din atomii de neon. O decărcare electrică continuă în tub produce prin bombardament electronic excitarea atomilor de heliu pe nivelele **2¹S₀** și respective **2³S₁**. Aceste nivele sunt metastabile, 9ctive9t9 cale de dezexcitare fiind ciocnirile cu pereții tubului sau cu atomii de neon. Prin alegerea de condiții experimentale potrivite, dominant este cea de a doua cale. Se ajunge prin transfer 9ctive9t de energie la popularea nivelelor **2s** și **3s** ale atomilor de neon. Efectul laser se poate obține pentru toate tranzițiile premise între configurațiile **2s** și respective **3s** spre configurațiile **2p** respective **3p** (vezi Figura 2) dar cea mai favorabilă este tranziția pentru linia 6238Å (**3s₂-2p₄**). Depopularea nivelelor de sosire 3p și 2p se face preponderant către nivelul 1s prin tranziții optice spontane. Dar relaxarea celui mai de jos nivel excitat 1s al atomului de neon spre starea fundamental nu se poate face decât prin ciocniri ale atomilor cu pereții tubului. Situația de mai sus reprezintă un dezavantaj serios al mediului 9ctive deoarece conduce la o adevărată "ștrangulare" a emisiei laserului cu He-Ne. Consecințe: o reducere a dimetrului tubului îmbunătățește performanțele laserului, dar cu toate acestea, nu se pot obține puteri mai mari de 50 mW.

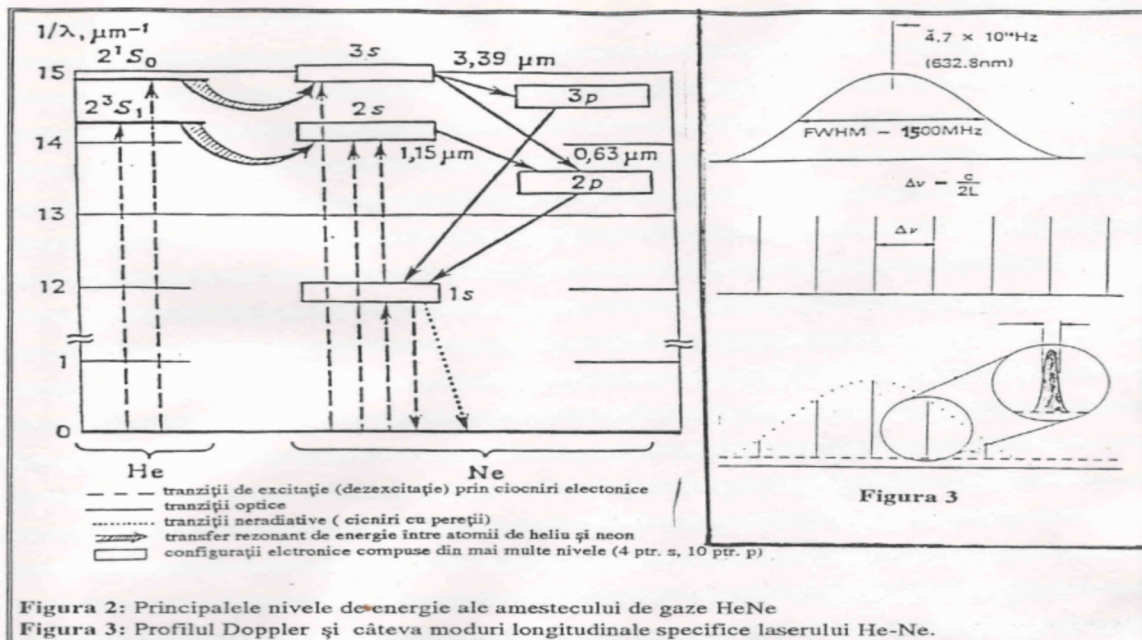


Figura 2: Principalele nivele de energie ale amestecului de gaze HeNe
 Figura 3: Profilul Doppler și câteva moduri longitudinale specifice laserului He-Ne.

Moduri. Lărgimea liniei laser 6238 Å este în principal datorată efectului Doppler (se

estimează că $\Delta\nu_{\text{Doppler}} \approx 1500 \text{ Mhz}$). Deoarece durata de viață a stării excitate 3s este doar de câteva zeci de nanosecunde, lărgimea naturală este mult inferioară lărgirii de tip Doppler care în acest caz domină lărgimea spectrală a leserului He-Ne. În cea ce privește modurile longitudinale distanța spectrală între două moduri consecutive se obține din condiția: $2L = m\lambda$ de unde: $\Delta\nu = (c/2L)$. De exemplu pentru o cavitate cu $L=0,5\text{m}$ se obține $\Delta\nu=300\text{Mhz}$. Efectul laser nu se produce decât atunci când se atinge condiția de prag (Figura 3). Practic lărgimea liniei laser este alcătuită dintr-o distribuție de câteva moduri transversal deoarece întotdeauna avem $\Delta\nu < \Delta\nu_{\text{Doppler}}$.

ANEXA 2

MĂRIMI, UNITĂȚI ȘI RELAȚII UTILIZATE ÎN FIZICA LASERILOR ȘI ÎN SPECTROSCOPIA LASER

Lungime de undă (λ)	Å(10^{-10} m) sau nm (10^{-9} m)
Număr de undă ()	cm^{-1}
Frecvență (ν)	GHz sau MHz
Energie (E)	eV (=1,6021 10^{-19} Joule)

Relații de transformare:

$$E = h\nu \text{ și } \nu = c/\lambda = c$$

$$h = 6,6262 \cdot 10^{-34} \text{ J/s și } c = 2,99793 \cdot 10^8 \text{ m/s}$$

Factori de conversie:

$$\lambda[\text{Å}] = 10^8/\nu \text{ cm}^{-1}$$

$$1 \text{ cm}^{-1} = 29,9793 \text{ GHz}$$

$$1 \text{ eV} = 8065,5 \text{ cm}^{-1}$$

Relații între lărgimi spectrale măsurate în $\Delta\lambda$ sau în $\Delta\nu$:

$$\Delta\lambda = \lambda_0^2 \Delta\nu/c$$

Mărimi energetice pentru caracterizarea radiației laser:

Denumire	Definiție	Unitate de măsură
Putere emisă	$P = dE/dt$	[W]
Intensitate totală	$I = dP/dS$	[W/m ²]
Intensitate spectrală	$I(\lambda) = dI/d\lambda$	[W/m ²]
Intensitate energetică	$I(\Omega) = dI/d\Omega$	[W/m ² Sr]
Intensitate energetică spectrală	$I(\lambda, \Omega) = dI/d\Omega d\lambda$	[W/m ³ Sr]

Formule și relații:

1. Lărgimea Doppler la semiînălțimea liniei de tranziție de la frecvența $\nu_0 = E_{21}/h$:

$$\Delta\nu/\nu_0 = \sqrt{(2kT \ln 2)/m}$$

unde T: temperatura în K; m: masa în u.a.m. ($1,66 \cdot 10^{-27}$ kg); c: viteza luminii; k: constanta lui Boltzmann = $1,38 \cdot 10^{-23}$ J/K

2. Formula lui Planck (necesară calculării intensității totale emise de Soare):

$$I(\lambda) = (2\pi hc^2/\lambda^2) [\exp (hc/\lambda kT) - 1]^{-1}$$

3. Formula lui Ștefan-Boltzmann (necesară calculării intensității totale emise de Soare):

unde $\rho = 5,67 \cdot 10^{-8}$ W m⁻² K⁻⁴; T = 5000 K și $R_{\text{Soare}} = 696\,000$ Km

4. Relații între Ω solid și θ trigonometric: $\Omega = 2\pi (1 - \cos \theta) \approx \pi\theta^2$ (θ foarte mic).

INDICAȚII DE LUCRU

Instrumente: laser, atenuator sau filtru neutru, fotodetector cu amplificator, volmetru și miliwatmetru.

Operații preliminare. Distanța între laser și suportul cu șurub micrometric pe care se va monta capul de măsură se ia cât mai mare posibil în condițiile de lucru date. Fasciculul se atenuază pentru toate măsurătorile de la punctul 1 cu un filtru uniform ce trebuie așezat perpendicular pe direcția de propagare a acestuia. Se urmărește de asemenea ca fasciculul să cadă perpendicular și pe suprafața fotodetectorului. *Pentru acest tip de măsurători se lucrează sonda b*, singura care are o suprafață fotosensibilă (baza unui fototranzistor) mult inferioară ariei spotului fasciculului. Se orientează și se vizualizează spotul în imediata apropiere a fantei circulare în care este plasat fototranzistorul. Pentru vizualizare se va utiliza o bucată de hârtie mată! Suportul pe care este montată sonda **b** se deplasează orizontal în fascicul cu ajutorul șurubului micrometric. *Se ajustează treapta de amplificare și sensibilitatea multimetrului.* Evitați situația în care să aveți capăt de scală la indicația de maxim! Când fasciculul este obturat, acul indicator trebuie să revină la capătul din stânga a scalei (Tensiunea de ofset este de numai mV iar saturația se atinge când indicația multimetrului depășește 8 V!). Fiți atenți la orientarea corectă a sondei în plan vertical: o puteți roti ușor în acest plan până obțineți indicația de maxim! Verificați toate acestea înainte de a începe măsurătorile!

Măsurători: *Tensiunea indicată de voltmetru este direct proporțională cu intensitatea radiației care cade pe baza fototranzistorului.* Se aduce sonda în exteriorul fasciculului și apoi cu ajutorul șurubului micrometric se deplasează transversal notând din 10 în 10 sutimi de mm indicația multimetrului. Se repetă măsurătorile!

1. Cu valorile medii calculate se reprezintă grafic pe hârtie milimetrică indicațiile voltmetrului în funcție de poziția transversală a sondei în fascicul! Se estimează curba de distribuție transversală cea mai probabilă! Veți recunoaște ușor tipul de mod transversal. După aceasta veți trece la determinarea diametrului efectiv $2w_z$ a fasciculului, măsurându-l practic între coordonatele transversale în care intensitatea maximă s-a redus e^2 ori față de maxim.

Se măsoară apoi cât mai exact distanța între poziția sondei de măsură și oglinda din spate a cavității laser (poziția este marcată pe carcasa laserului!). Se notează cu z această distanță. La acest tip de laser "beam waist"-ul este situat pe suprafața oglinzii din spate (originea fasciculului). Cu ajutorul relațiilor stabilite în partea teoretică se vor estima parametrii 2θ și w_0 . Identificați sursele de erori!

Cu relațiile (6) și (10) rezultă w_0

Cu relația (12) rezultă 2θ

2. Se măsoară puterea laserului cu ajutorul miliwatmetrului. Se calculează I_0 cu relația (8*). Din definiția lui I_0 se va stabili relația matematică care descrie profilul longitudinal și apoi se va reprezenta aproximativ graficul $I_0(z)$. Interpretați rezultatul!

Pe baza măsurătorilor, a caracteristicilor tehnice a laserului Spectra Physics și cu ajutorul relațiilor și formulelor date în Anexa II se vor rezolva punctelor d), e), f) și g). Concluzii. Pentru rezolvarea punctului 2(d) se ia $T = 400$ K.

3. Aplicație: Controlul diametrului unui fir subțire: fir metalic (liță), fir de mătase, etc. în timpul procesului de trefilare.

Fenomen fizic: Difracția de tip Fraunhofer.

Model în laborator: Difracția unui fascicul laser pe un fir este echivalentă cu difracția acestuia pe o fantă de lărgime D egală cu diametrul firului (teorema lui Babinet). Unda difractată rezultă conform principiului Huygens-Fresnel prin interferența undelor secundare (vezi figura de mai jos). Astfel expresia intensității difractate în direcția θ este dată de relația:

$$I = I_0 [\sin u / u]^2$$

$$\text{unde } u = [\pi b \sin \theta / \lambda]$$

Plasați ecranul de observație la o distanță $> 1,5$ metri de diafragma în care sunt întinse firele deoarece trebuie să vă găsiți în condițiile de observație de tip Fraunhofer. Trimiteți fasciculul neexpandat și neatenuat pe fir și observați pe ecran o distribuție de intensitate ca cea din figura de mai sus. Diametrul firului este dat de formula:

$$D = 2\lambda L / \Delta x$$

unde L este distanța măsurată pe banca optică între poziția diafragmei (fir) și poziția de observație, iar Δx este distanța între primele două minime de o parte și de alta a maximumului central.

Măsurători: Pentru măsurători de intensitate în planul de observație se va utiliza fotodetectorul, lucrând de data aceasta cu sonda a (mult mai sensibilă decât b dar de rezoluție spațială redusă). Se vizualizează pe o hârtie mată câmpul de interferență. Se va plasa sonda în vecinătatea primului minim. Prin deplasarea șurubului micrometric se caută punctul de întoarcere al acului incatorului. Această poziție se indentifică cu poziția x_1 a primului minim. Se acoperă sonda cu capacul de protecție și se deplasează traversând maximumul central până în zona primului minim. Se determină în același mod poziția primului minim notat acum x_2 . Se calculează Δx din media mai multor determinări. Deoarece șurubul micrometric are o cursă limitată se va urmări la început încadrarea celor două minime pe lungimea cursei șurubului!

Cum se controlează procesul de trefilare: La început se dispune în fascicul firul etalon. Două fotodectoare sunt reglate pe pozițiile primelor două minime laterale. În acest mod procesul de trefilare poate fi urmărit în timp real.

