UNIVERSITATEA „POLITEHNICA" TIMIŞOARA
FACULTATEA DE MECANICĂ

Ing. CONSTANTIN DUMACHE

CONTRIBUŢII PRIVIND DETERMINAREA POZIŢIEI UNEI SURSE DE RADIAŢIE ÎN INFRAROŞU FOLOSIND MODULAŢIA FLUXULUI RADIANT INCIDENT

Conducator Ştiinţific:

Profesor Universitar

Dr. Ing. IOAN NICOARĂ

2006

CUPRINS

Introducere

Războiul modern implică existenta unor sisteme complexe de conducere automatizată a focului pe timp de zi, pe timp de noapte sau în condiţii de vizibilitate redusă. În cadrul acestor sisteme, un rol important revine echipamentelor optoelectronice în infraroşu destinate observării, descoperirii şi localizării de la distanţă a obiectelor (ţintelor) de anumite dimensiuni şi aflate în terenul inamic. Prin construcţia lor, aceste sisteme asigură observarea, căutarea, descoperirea, identificarea şi localizarea ţintelor, determinînd coordonatele poziţiei acestora în raport cu anumite repere cunoscute, în vederea pregătirii datelor necesare executării focului.

Datorită perfecţionării continue a componentelor şi dispozitivelor optoelectronice aceste sisteme sunt capabile să ofere în timp real informaţii despre viteze, distanţe şi poziţii unghiulare ale ţintelor în raport cu sistemul de referinţă ales, să realizeze o mare viteză în prelucrarea şi transmiterea datelor obţinute, precum să asigure posibilităţi multiple de secretizare a activităţilor desfăşurate în condiţiile unei cercetări şi bruiaj intens al inamicului.

Descoperirea şi localizarea obiectelor din teren aflate la distanţe mari faţă de observator, se bazează pe proprietatea pe care o au corpurile cu temperatura mai mare de 0K, de a emite în mediu o parte din energia internă, sub forma radiaţiei electromagnetice. Această energie este emisă de corp în toate direcţiile spaţiului înconjurător şi, întrucît depinde numai de temperatura absolută a corpului, poartă numele de *radiaţie termică*.

Spre deosebire de alte moduri de transport a energiei termice – conductibilitate sau convecţie, radiaţia termică realizează acest transport la distanţe foarte mari, fără intermediul vreunei substanţe. Teoria electromagnetică a lui Maxwell [D8] demonstrează că, atât radiaţia termică cât şi alte forme de radiaţie (radiaţia luminoasă, radiaţia X sau γ etc.) sunt de natură electromagnetică şi se deosebesc între ele numai prin lungimea de undă. Dacă radiaţia vizibilă [D8] cuprinde zona (0,38 – 0,76)μm din spectrul electromagnetic, radiaţia termică se întinde pe o zonă mult mai mare, de la 0,76μm până la aproape 1000μm. Radiaţia termică cuprinsă în zona (0,76 – 15)μm se numeşte *radiaţie infraroşie* şi este cea mai utilizată.

În natură, radiaţia termică, ca şi alte forme de radiaţie, se propagă cu viteza luminii, este absorbită, reflectată, refractată sau difuzată de către obiectele din teren. Prin captarea şi înregistrarea radiaţiei emise de obiectele din teren se obţin informaţii ce privesc starea, forma şi dimensiunile acestora, sau compoziţia, temperatura, precum şi alte proprietăţi specifice lor. Găsirea mijlocului tehnic cel mai potrivit în captarea acestor radiaţii şi conversia lor în semnale electrice reprezintă o problemă complexă şi de mare actualitate. Tehnicile şi tehnologiile actuale folosite în detectarea şi localizarea obiectelor din teren utilizează o zonă relativ îngustă din spectrul radiaţiei termice şi anume infraroşu apropiat sau mediu. Această limitare este impusă de caracteristica spectrală a receptorului de radiaţie şi de absorbţia pronunţată a radiaţiilor cu lungimea de undă $\lambda > 0,76\mu$m, la propagarea acestora prin atmosferă.

Cercetări privind măsurarea şi prelucrarea radiaţiei în domeniul optic (ultraviolet, vizibil şi infraroşu), precum şi conversia acesteia în semnal electric ce urmează a fi prelucrat prin procedee electronice, au fost întreprinse şi la SC OPTICA SA Timişoara. În acest context trebuiesc evidenţiate realizările obţinute de specialişti în studiile teoretice şi aplicative efectuate asupra laserului cu fibră optică (1991), studii finalizate cu proiectarea şi execuţia prototipului telemetrului cu laser în impuls, cu fibră optică (1992).

Activităţile de omologare ale telemetrului s-au concretizat într-un număr însemnat de experimente executate în laboratoarele SC OPTICA SA, s-au în teren, pe baza unui program de omologare aprobat. Rezultatele obţinute în urma măsurărilor efectuate au scos în evidenţă un telemetru cu laser cu caracteristici performante. Astfel, domeniul de măsurare al telemetrului de (50...10.000)m, cu precizia de măsurare de ± 5m a oricărei distanţe măsurate, impuse în tema de cercetare – proiectare, au fost verificate în teren de către specialiştii topogeodezi militari.

Cercetarea în cadrul SC OPTICA SA în domeniul radiaţiei infraroşii este continuată cu alte aparate optoelectronice: luneta şi binoclul de vedere pe timp de noapte, aparate realizate la nivelul de prototip. Paralel cu activitatea de omologare a aparatelor de vedere pe timp de noapte, la SC OPTICA SA se începe un studiu pentru proiectarea şi execuţia unui sistem de conducere automată a focului. În cadrul acestui sistem s-a avut în vedere încorporarea telemetrului cu laser cu mediul activ YAG:Nd şi a lunetei de vedere pe timp de noapte, echipamente optoelectronice deja realizate, precum şi a unui cap optic capabil să asigure vizarea şi urmărirea automat a ţintelor termoradiante.

La cercetările care au cuprins atât studii teoretice fundamentale şi aplicative, cât şi experimente de anvergură efectuate pe sistemele optoelectronice menţionate, o contribuţie originală şi substanţială şi-a adus autorul tezei de doctorat, rezultatele fiind publicate în reviste de specialitate sau în proceedings-urile unor conferinţe naţionale sau internaţionale.

Din motive financiare, în anul 1995, conducerea SC OPTICA SA întrerupe colaborarea cu specialiştii optoelectronişti proveniţi de la Institutul de Cercetări al Armatei şi sunt abandonate programele de cercetare şi proiectare începute.

Teza ***Contribuţii privind determinarea poziţiei unei surse de radiaţie în infraroşu folosind modulaţia fluxului radiant incident*** continuă efortul de cercetare început la SC OPTICA SA, şi prezintă studiile teoretice întreprinse de autor în domeniul infraroşu şi cercetările aplicative care au vizat sistemele optoelectronice de descoperire şi localizare a surselor termoradiante din teren.

Pentru doctorand, elaborarea temei propuse a necesitat aprofundarea şi dezvoltarea metodelor de cunoaştere a fenomenelor fizice asociate radiaţiei termice, a particularităţilor transmisiei acesteia prin canale neghidate, precum şi a procedeelor de prelucrare optoelectronică a radiaţiei captate şi afişarea rezultatelor obţinute.

Determinarea poziţiei sau a coordonatelor unei surse termoradiante din teren în raport cu cu un sistem de referinţă dat, folosind procedeul de modulaţie optică a radiaţiei infraroşii este rezolvată de sisteme tehnice complexe. Aceste sisteme, numite prescurtat SCOD, au în compunere un ansamblu optic destinat captării şi prelucrării optice a radiaţiei infraroşii purtătoare de informaţii despre starea energetică a obiectelor din teren, şi o aparatură electronică specializată care asigură conversia semnalului optic format în semnal electric ce urmează a fi prelucrat prin procedee electronice.

Un avantaj deosebit al sistemului SCOD este acela că, realizează procesul de măsurare a coordonatelor liniare sau unghiulare ale obiectului fără a intra în contact cu acesta. Acest gen de măsurare face posibilă măsurarea de la distanţe foarte mari, sau în medii corozive, cu temperaturi ridicate, vibraţii mecanice etc.

Sistemele SCOD au şi dezavantaje – măsurarea este influenţată de gradul de omogenitate optică a atmosferei, de fluctuaţiile statistice ale semnalului optic captat şi de procedeul de modulaţie optică utilizat. De asemenea, existenţa zgomotelor externe şi interne ale receptorului de radiaţie contribuie la creşterea erorilor de măsurare.

Pentru a asigura o precizie maximă în determinarea poziţiei obiectului, în teză parametrii optici ai sistemului SCOD sunt supuşi unei optimizări. Principiul sintezei sistemului optimal SCOD, considerat ca un filtru optic liniar, constă în determinarea semnalului optic util din zgomot (semnalul perturbator), astfel încât eroarea medie pătratică să fie minimă (criteriul de optimalitate utilizat).

Elementul asupra căruia se acţionează în vederea asigurării unei transmisii maxime a semnalului optic util şi a unei transmisii minime a semnalului parazit este discul modulator care, în cadrul sistemului SCOD îndeplineşte simultan două funcţiuni: modulează fluxul energetic incident la pupila de intrare a ansamblului optic şi filtrează optic semnalul rezultat în urma modulaţiei optice.

Tema tratată în teză, determinarea poziţiei sau a coordonatelor unei surse termoradiante din teren în raport cu un sistem de referinţă dat, folosind procedeului de modulaţie optică a radiaţiei infraroşii emis de sursă şi captată de ansamblul optic al sistemului SCOD, este de mare actualitate şi pentru elaborarea ei doctorandul şi-a propus mai multe obiective.

Obiectivele concrete ale tezei pot fi formulate prin următoarele probleme de rezolvat:

1. **fenomenul de emisie şi propagare a radiaţiei termice:**
   - studiul proprietăţilor specifice şi a mărimilor caracteristice radiaţiei infraroşii;
   - studiul tipurilor de surse naturale şi artificiale care radiază în infraroşu;
   - metode de calcul analitic şi numeric a mărimilor energetice specifice radiaţiei emise de o sursă termoradiantă şi a radiaţiei captate de un receptor de radiaţie.

2. **semnalul optic necoerent:**
   - formarea semnalului optic şi mărimi caracteristice;
   - filtrarea spaţială şi spectrală a semnalului optic;
   - procedee de modulaţie optică şi necesitatea creerii subpurtătoarei optice;

3. **optimizarea procesului de determinare a poziţiei unei surse termoradiante prin modulaţia combinată a subpurtătoarei optice;**

4. **determinarea parametrilor optimali ai sistemului SCOD – distanţa maximă la care este posibilă descoperirea sursei termordiante.**

Pentru a răsunde problematicii enunţate, în teză sunt aprofundate şi dezvoltate o serie de teme, dispuse pe capitole, după cum urmează:

Cap.1, ***Consideraţii generale asupra sistemelor de descoperire şi localizare a obiectelor termoradiante aflate în teren***, este detinat prezentării unor principii generale legate de descoperirea obiectelor termoradiante din teren, condiţiile în care se realizează această descoperire, precum şi procedeele de descoperire utilizate - scanarea spaţiului obiect sau analiza spaţiului imagine. De asemenea, sunt prezentate şi analizate schema de principiu a sistemelor de descoperire şi localizare a surselor termoradiante din teren, a principalelor elemente care intră în compunerea sistemului sau care influenţează funcţionarea acestuia. În continuare, este analizat drumul parcurs de radiaţie, de la sursa termoradiantă la sistemul optic receptor, modulaţia acesteia şi transformarea ei în semnal electric cu anumiţi parametri determinaţi. De asemenea, sunt prezentate principalele caracteristici ale sistemului optic utilizat la captarea radiaţiei infraroşii şi este analizată optimizarea acestora, printr-o dispunere adecvată a discului modulator în raport cu celelete elemente optice, pentru a asigura o transmisie maximă a fluxului energetic incident util.

În încheierea cap.1 este analizat un sistem optoelectronic de descoperire şi localizare a surselor termoradiante, care scanează câmpul de vedere al sistemului în planul imagine a obiectivului, folosind o diafragmă modulatoare tip “spirala lui Arhimede”.

Cap.2, ***Fenomenul de radiaţie termică,*** este destinat prezentării şi tratării unui punct de vedere original asupra mecanismului de generare a radiaţiei termice emise de o microsursă şi propagarea acesteia în spaţiu sub formă de undă electromagnetică sferică, folosindu-se modelul dipolului electric oscilant, legile electrodinamicii clasice şi ecuaţiile lui Maxwell. Cu ajutorul acestui model sunt stabilite principalele caracteristici ondulatorii ale radiaţiei termice produsă de microsursă, precum şi transmisia în spaţiu a energiei radiante prin intermediul undei electromagnetice. O caracteristică esenţială a modelului folosit, o constituie faptul că, el redă doar aspecte ondulatorii ale microsursei analizate, şi anume, pune în evidenţă proprietăţile şi caracteristicile câmpului de radiaţie şi ale undei electromagnetice asociate. De asemenea, sunt stabilite principalele mărimi energetice care definesc starea radiantă din spaţiu produsă de o sursă macroscopică de dimensiuni mici şi, pe baza teoriei fluxurilor radiante, este dedusă legea lui Lambert. În încheierea cap. II sunt stabilite principalele mărimi energetice care caracterizează radiaţia emisă de o structură macroscopică de o anumită suprafaţă şi cu o anumită configuraţie geometrică.

În cap.3, ***Radiaţia termică emisă de surse macroscopice***, sunt prezentate legile radiaţiei termice de echilibru. Este analizat spectrul radiaţiei termice, este definit câmpul de radiaţie termică produs de o sursă şi reprezentarea intuitivă a acesteia prin suprafeţe de undă şi raze optice.

Este analizată sursa termică punctiformă şi sunt prezentate mărimile care definesc radiaţia emisă de aceasta. În continuare, sunt prezentate sursele de suprafaţă mică, cu diferite forme geometrice şi sunt stabilite relaţiile matematice existente între mărimile energetice care definesc radiaţia emisă, dimensiunile sursei şi distanţa sursă – observator. În finalul capitolului este prezentată o metodă originală pentru determinarea caracteristicii de radiaţie a unei surse termice cu o formă geometrică complexă.

În cap.4, ***Studiul semnalelor optice. Transmisia acestora prin diafragme modulatoare***, sunt tratate probleme referitoare la obţinerea semnalelor optice necoerente cu ajutorul diafragmelor modulatoare cu secţiune fixă sau variabilă, particularităţile acestor semnale şi clasificarea lor. Este analizată posibilitatea reprezentării semnalelor optice periodice cu ajutorul seriilor Fourier şi, ca aplicaţie, sunt determinate caracteristicile spaţiale şi frecvenţiale ale semnalului optic de forma unei succesiuni de impulsuri dreptunghiulare. In continuare, cu ajutorul integralelor Fourier şi Hankel sunt tratate semnalele optice neperiodice. Ca aplicaţie, sunt analizate semnalele optice neperiodice tip şi semnalele optice obţinute cu ajutorul discurilor modulatoare simple şi combinate, sunt determinate principalele caracteristici spaţiale şi frecvenţiale ale acestor semnale şi este prezentată o metodă de calcul a caracteristicii spectrale. De asemenea, sunt tratate semnalele optice aleatoare, sunt evidenţiate principalele caracteristici ale acestora şi sunt studiate câteva semnale aleatoare tip. În final, sunt prezentate metoda de obţinere a unui semnal optic aleator, procedeul de măsurare a mărimilor energetice specifice semnalului, schema de măsurare folosită, modul de calcul a caracteristicilor statistice ale semnalului şi determinarea funcţiei de corelaţie.

În cap. 5, ***Filtrarea semnalelor optice***, este tratată problema filtrării spaţiale şi spectrale a semnalelor optice şi este analizată o metodă de filtrare electronică a semnalelor electrice rezultate la ieşirea receptorului de radiaţie, în vederea asigurării unui raport semnal util/zgomot optim (maxim).

Filtrarea spaţială a semnalelor optice este studiată pe baza teoriei filtrelor liniare. În cadrul acestei teorii, răspunsul sau reacţia unui sistem optic liniar şi invariant spaţial reprezintă o integrală de convoluţie între semnalul optic aplicat la intrare şi funcţia pondere (funcţia imaginea punctului) a sistemului optic considerat. În domeniul frecvenţelor spaţiale funcţia pondere a sistemului optic trece în caracteristică de frecvenţă sau funcţie de transfer optic. Aceasta pune în evidenţă modul în care sistemul optic filtrează frecvenţele spaţiale ale semnalului optic aplicat la intrare. Sunt analizate diferite elemente optice, efectul aperturii asupra funcţiei pondere şi răspunsul acestor elemente pentru un semnal aplicat la intrare de tip treaptă (fasciculul de raze paralele). Este analizată transmisia semnalului treaptă printr-o apertură de o formă geometrică oarecare şi rezultatele sunt particularizate pentru apertura dreptunghiulară şi circulară.

Este prezentată o metodă de calcul a funcţiei de transfer optic a unui sistem optic cu o funcţie pupilară de formă circulară şi se determină spectrul energetic al semnalului de la ieşire.

Sunt analizate şi diafragmele modulatoare cu structură periodică, se prezintă o metodă de calcul a funcţiei de transfer optic particularizată pentru diafragma cu benzi paralele şi diafragma tablă de şah şi se face un studiu comparatv asupra eficacităţii diafragmelor în transmisia semnalelor optice tip.

În final este analizată posibilitatea îmbunătăţirii raportului semnalului util/zgomot folosind filtrarea spectrală şi filtrarea electronică.

În cap. 6, ***Studiul modulaţiei semnalelor optice***, sunt tratate probleme referitoare la modulaţia fasciculelor optice necoerente, formarea semnalului optic modulat şi localizarea surselor termoradiante după demodulaţia si prelucrarea electronică a semnalelor modulate optic. Sunt prezentate tipurile de modulaţie optică şi sunt analizate modulaţia armonică de amplitudine, modulaţia de fază sau de frecvenţă, modulaţia în durată şi în frecvenţă a impulsurilor optice.

Sunt studiate posibilităţile de modulaţie a radiaţiei optice necoerente cu ajutorul discurilor modulatoare. Este stabilită ecuaţia semnalului optic rezultat la ieşirea discului modulator, se determină spectrul şi caracteristicile esenţiale ale semnalului optic modulat. Pentru un disc modulator prevăzut cu o apertură circulară se determină caracteristica de modulaţie şi, pe baza ei, sunt calculate principalele caracteristici ale semnalului modulat. De asemenea, este studiată posibilitatea formării unei subpurtătoare optice şi codificarea în parametrii acesteia a datelor referitoare la poziţia unghiulară a imaginii sursei termoradiante.

În încheierea capitolului este tratată problema detecţiei şi localizării surselor termoradiante. Este stabilită ecuaţia distanţei şi sunt determinaţi coeficienţii de transmisie ai radiaţiei infraroşii de către atmosferă pe distanţele de 1, 5, 10, 20 şi 50Km. Cu ajutorul coeficienţilor calculaţi şi pe baza datelor de catalog ale receptorului de radiaţie, folosind o metodă grfoanalitică, este determinată distanţa maximă de acţiune a sistemului SCOD.

Cap. 7 al tezei, ***Concluzii finale şi contribuţii originale***, face o sinteză a lucrării şi sunt prezentate cele mai importante contribuţii şi concluzii rezultate în urma studiilor efectuate. Acestea se regăsesc în cele 15 referinţe bibliografice şi contractul de cercetare ştiinţifică *Cercetări privind detecţia şi localizarea surselor de radiaţii în infraroşu*, contract nr. 36/98, tema 27, cod CNCSU 301

*

* *

Autorul consideră o datorie să-şi exprime recunoştinţa faţă de conducerea Universităţii “Politehnica” din Timişoara pentru încrederea acordată de a fi acceptat să-mi efectuez studiile de doctorat în cadrul acestei pretigioase instituţii de învăţământ superior şi pentru condiţiile creeate pe parcursul întregii activităţi desfăşurate.

Adresez totodată, cu profundă recunoştinţă, respectoase mulţumiri Domnului prof. universitar dr.ing. Ioan Nicoară pentru îndrumarea ştiinţifică de înaltă ţinută şi sprijinul permanent acordat în definitivarea tezei de doctorat, pentru observaţiile şi indicaţiile preţioase făcute asupra lucrării şi pentru modul cum a condus doctoratul.

Timişoara 14.05.2006 Autorul

CAP.1

Considerații generale asupra sistemelor de descoperire și localizare a obiectelor termo-radiante aflate în teren

1.1 Schema de principiu și clasificarea sistemelor SCOD

Modul de funcționare a sistemul de căutare, observare și descoperire, denumit în continuare SCOD, se bazează pe recepția radiației emise de obiect (țintă), în anumite domenii ale spectrului infraroșu și conversia acesteia în semnal electric, supus unei prelucrări electronice ulterioare.

Recepția radiației este posibilă datorită proprietăților undelor electomagnetice, din care se amintesc: - fenomenele de reflexie și refracție; - propagarea în vid cu viteza luminii; - propagarea în linie dreaptă a frontului undei dacă mediul este omogen și izotrop. Fenomenele menționate pot fi utilizate la localizarea obiectelor termoradiante numai în măsura în care între parametrii radiației emise de obiect și coordonatele geometrice ale acestuia există o dependență funcțională univocă și precis determinată.

În fig.1.1 se prezintă schema de principiu a unui sistem SCOD, în care sunt evidențiate elementele esențiale ale sistemului și elementele care influențează funcționarea acestuia. Aceasta cuprinde: 1 - sursa de radiație sau obiectul observat aflat la temperatura T; 2 - sistemul optic; 3,4,5 - blocul de recepție și prelucrare a semnalelor electronice; 6 – canalul neghidat de propagare a radiației (atmosfera terestră).

Radiația emisă de obiectul căutat, în propagare este perturbată de radiația emisă de alte surse termice, cu dimensiuni foarte mari și care formează radiația fondului.

În unele cazuri, obiectul observat (1) este iluminat în infraroșu de către un sistem optic de generare și transmisie a unui flux energetic radiant auxiliar.

Sistemul optic (2) captează o parte din fluxul energetic emis sau reflectat de obiectul observat, îl prelucrează optic şi îl focalizează pe suprafața sensibilă a receptorului de radiație (3). Acesta converteşte semnalul optic în semnal electric, pe care îl trimite în blocul de prelucrare a semnalelor electrice, în vederea obținerii informației utile.

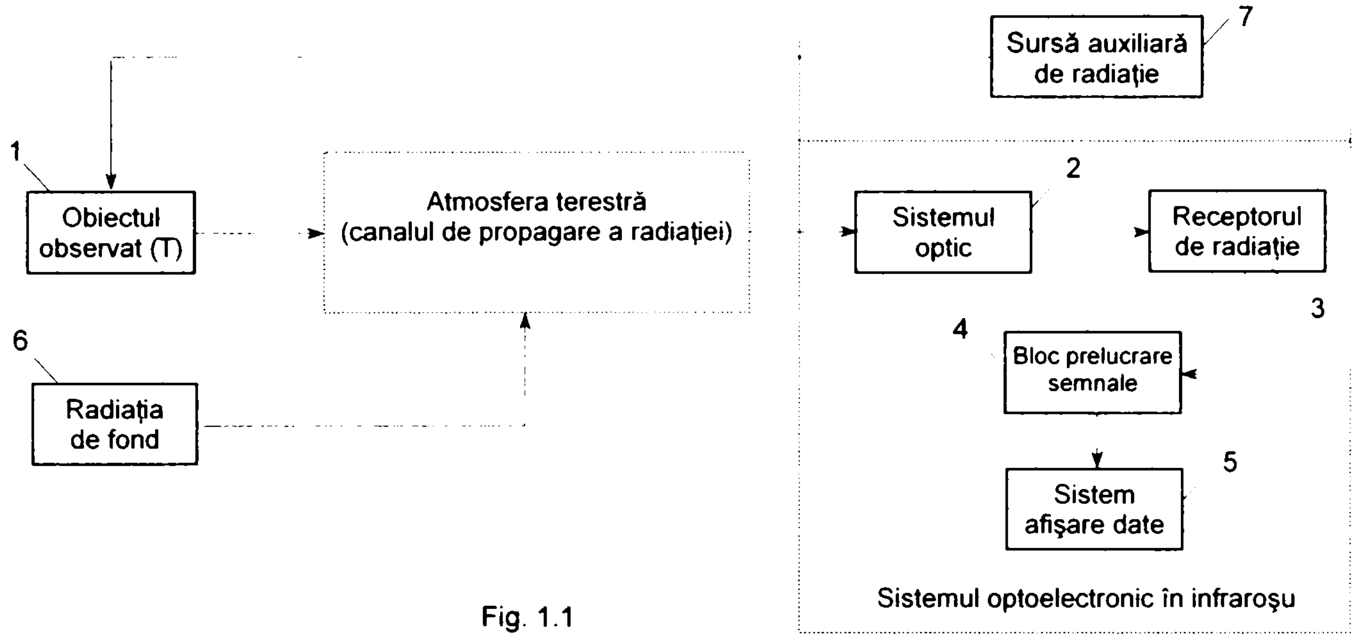


Fig. 1.1

Aceste informații pot fi vizualizate direct ca imagine televizată, utilizând un sistem de afişare (display) sau pot fi depozitate pe un suport magnetic pentru a fi prelucrate ulterior cu ajutorul unui sistem de calcul. Pentru a simplifica sistemul, informația utilă poate fi înregistrată direct pe peliculă fotografică. Înregistrarea se poate efectua în infraroşu dacă semnalul prelucrat de sistemul optic se aplică direct plăcii fotografice, sau în vizibil, dacă acest semnal este trecut printr-un tub convertor de imagine, care asigură translația spectrului semnalului optic din zona infraroşu în vizibil, cu păstrarea constantă a strălucirii pentru fiecare lungime de undă.

O clasificare a sistemelor SCOD în infraroşu este dificil de realizat deoarece, în prezent, există o multitudine de aparate având atât principii constructive, cât şi destinații dintre cele mai diverse. O primă clasificare a acestor sisteme se poate face după metoda folosită la descoperirea şi observarea obiectelor din teren: activă, pasivă sau combinată:

– *Sistemele active,* la care funcționarea se bazează pe iluminarea câmpului observat cu un fascicul de raze infraroşii cu λ cunoscut, folosindu-se o sursă generatoare de radiații şi un sistem optic de transmisie a acestor radiații. Radiația transmisă reprezintă semnalul purtător, iar modulația în amplitudine a semnalului se realizează la obiect, funcție de capacitatea de reflexie a suprafeței sale. Folosirea metodei active simplifică foarte mult partea de recepție a sistemului optoelectronic, dar presupune în acelaşi timp şi existența unei surse de radiație de mare putere. Întrucat spectrul radiației emise poate fi influențat de anumite condiții meteorologice, funcționarea şi performanțele sistemului pot fi puternic afectate.

Un alt inconvenient al acestui sistem îl reprezintă şi posibilitatea descoperirii şi localizării sursei generatoare de radiaţii.

– *Sistemele pasive,* la care funcţionarea se bazează numai pe utilizarea radiaţiei termice emise de obiect. În acest caz, sistemul optic captează pe lângă semnalul util şi alte semnale, parazite, provenite de la radiaţia de fond (radiaţia termică de echilibru existentă în atmosferă şi radiaţia emisă de obiectele cu dimensiuni mari). Deoarece toate semnalele captate sunt comparabile ca mărime, este necesar ca prin procedee optice şi electronice să se prelucreze semnalul amestec recepţionat în vederea extragerii semnalului util. Aceste sisteme asigură secretul acţiunii de căutare, observare şi localizare a obiectelor din teren.

– *Sistemele combinate,* la care funcţionarea se bazează pe observaţia că un obiect care are o putere de absorbţie mare are şi o putere de emisie mare (legea lui Kirchhoff). În teren sunt dispuse obiecte cu suprafeţe care au un coeficient de reflexie foarte bun, într-un domeniu spectral cunoscut. Aceste obiecte sunt iluminate de surse generatoare de radiaţie. Prin reflexia radiaţiei se acoperă o anumită zonă observată din teren. La pătrunderea unui obiect străin în această zonă, care are un factor de absorţie maximă în domeniul spectral al radiaţiei existente în zonă, atunci radiaţia emisă de acesta va fi cu mult mai mare faţă de radiaţia parazită existentă în mediu. În acest caz, partea de recepţie a sistemului se simplifică foarte mult întrucât nu mai sunt necesare procedee speciale de filtrare. Aceaste sisteme asigură şi selecţia obiectelor din teren observate.

O altă clasificare a sistemelor în infraroşu se face după destinaţie. Acestea se împart în:

- radiometre;
- sisteme de căutare;
- sisteme de urmărire;
- sisteme de formare/redare imagini;
- sisteme de legătură în infraroşu;
- sisteme pentru determinarea distanţei.

– *Sistemele radiometrice.* Sunt destinate captării energiei radiante emise de obiectele din teren şi determinarea distribuţiei spectrale a acestei energii. Pentru domenii spectrale înguste sunt folosite aparate numite *spectrometre*.

– *Sistemele de căutare.* Cuprinde aparatura destinată descoperirii şi localizării în teren (determinarea coordonatelor obiectului descoperit în raport cu sistemul de referinţă ales) a obiectelor fixe şi mobile aflate în câmpul de observare. Aceste sisteme prezintă o mare diversitate, atât constructivă, cât şi ca principiu de lucru – de la cele mai simple aparate, care în momentul desoperirii sursei termice în teren emit semnale sonore, până la cele mai complexe, care prin scanare asigură descoperirea obiectelor termoradiante mobile şi oferă, în timp real, date despre poziţia acestora.

Sistemele de formare a imaginilor în infraroşu. Sunt reprezentate de camerele de luat vederi în infrarosu, cu cele mai diverse construcţii. Dacă la celelalte tipuri de aparate în infraroşu analizate, imaginea formată de sistemul optic este aproape un punct în care este concentrată întreaga energie a radiaţiei captate, sistemele optice ale camerelor de luat vederi în infraroşu trebuie să formeze o imagine cât mai fidelă unei anumite zone a spaţiului obiect analizat.

Sistemele de urmărire în infraroşu. Sunt destinate descoperirii obiectelor termoradiante mobile şi urmărirea acestora în timp, cu o anumită eroare.

Un sistem SCOD care lucrează după metoda pasivă trebuie să asigure următoarele funcţiuni:

- să descopere şi să identifice obiectul căutat;
- să semnalizeze prezenţa în spaţiu a obiectului descoperit;
- să urmărească obiectul dacă acesta este în mişcare;
- să determinarea poziţiei obiectului în raport cu referenţialul ales;
- să determine unele caracteristici ale obiectului: dimensiuni geometrice, temperatură, compoziţie spectrală etc.

1.2 Obiectele din teren - surse de radiaţie în infraroşu

1.2.1 Consideratii generale

În general, termenul de sursă de radiaţie în infraroşu se atribuie oricărui obiect din teren care emite sau reflectă o radiaţie electromagnetică. Această radiaţie este o *radiaţie necoerentă* reprezentând o suprapunere de unde electromagnetice cu lungimi de unda foarte diferite si faze cu variaţii haotice. Din acest motiv, evaluarea cantitativă a radiaţiei emise se face numai cu ajutorul marimilor energetice ca: energie radiantă, flux energetic radiant, intensitate energetică, şi strălucire energetică, care de fapt reprezintă parametrii radiaţiei.

Sursele din teren care fac obiectul căutării si decoperirii poarta numele de *ţinta*, celelalte obiecte se constituie în *elemente de fond.*

Radiaţia care pleacă de la un obiect poate fi *proprie* sau *reflectată.*

Radiaţia proprie reprezintă radiaţia emisă de un obiect pe seama rezervei de energie internă, sau pe seama radiaţiei absorbite din mediul exterior. Dacă in acest schimb de energie radiantă temperatura obiectului se păstrează constantă, radiaţia emisa de corp reprezintă o *radiatie de echilibru*, care depinde de temperatura absolută a obiectului, de forma geometrică si de emisivitatea suprafeţei sale. Radiaţia existentă in natură se poate considera o radiaţie de echilibru, deoarece variaţiile de temperatură ale obiectelor din teren se produc într-un timp mult mai mare decât timpul necesar măsurării parametrilor radiaţiei.

Radiţia reflectată reprezintă radiaţia provenită de la sursele naturale (Soarele, Luna, suprafaţa terestră, atmosfera etc.) sau artificiale (proiectoare, markere etc.) şi reflectata de suprafaţa obiectului analizat. Radiaţia reflectată depinde de capacitatea de reflexie a suprafeţelor obiectului.

Radiaţia emisa sau reflectată de un obiect pune în evidenţă mai multe caracteristici ale obiectului: temperatură, formă, dimensiuni, culoare, compoziţie chimică etc., însă reprezentarea acestor caracteristici se face indirect, prin intermediul parametrilor radiaţiei. Raportând spaţiul la un sistem ortogonal de axe, mărimile energetice ale radiaţiei vor reprezenta in fiecare punct din spaţiu funcţii de variabilele independente x,y,z. Aceste mărimi definesc un câmp de radiaţie nestaţionar, care în domeniul analizat D este determinat atât de regimul energetic al obiectelor căutate şi aflate în domeniul D, cât şi de factorii externi acestora – radiaţia emisa şi reflectată de elementele fondului.

Descoperirea obiectelor din teren se realizează pe baza unui singur parametru al radiaţiei emise de acestea – *strălucirea energetică,* definită ca fluxul energetic emis de unitatea de suprafaţă, pe o direcţie normală la aceasta, într-un unghi solid egal cu unitatea. Rezultă că, strălucirea unui punct din câmpul de radiaţie depinde de coordonatele punctului si de parametrii directiei de observaţie.

Pentru marea majoritate a obiectelor din teren (corpuri solide cu suprafaţă rugoasă) strălucirea energetică b_e se poate considera ca fiind o mărime constantă, pe orice direcţie de observaţie apropiată de normala la suprafaţa radiantă, adică reprezintă o funcţie de punct $b_e = f(x,y,z)$. Întrucât variaţia strălucirii dupa coordonata z (profunzimea câmpului) este nesemnificativă, strălucirea câmpului de radiaţie se poate reprezenta printr-o funcţie bidimensională f(x,y) care descrie distribuţia de strălucire într-un plan perpendicular pe direcţia de observaţie. Strălucirea fondului prezintă o variaţie aleatoare în timp si spaţiu, însă aceasta se produce într-un timp mult mai mare decît timpul necesar măsurărilor parametrilor cîmpului de radiaţie. Din aceste motive stralucirea fondului se considera constantă.

Măsurarea şi înregistrarea parametrilor câmpului de radiaţie se realizează cu echipamente care au în compunere *sisteme optice*, deoarece în procesul de măsurare acestea nu influenţează regimul termic al obiectului observat şi al câmului de radiaţie analizat. Măsurările efectuate se bazează pe analiza imaginii câmpului de radiaţie şi transformarea parametrilor acestuia în semnale electrice.

1.2.2 Descoperirea surselor termice (țintelor) din teren

Explicarea modului în care sistemele SCOD descoperă obiectele din teren şi identifică țintele se bazează pe următoarele ipotezele simplificatoare:

– fiecare obiect din teren emite o radiație necoerentă, asemanatoare corpului cenusiu;

– în medii omogene şi izotrope radiația emisă se propaga rectiliniu, cu viteza luminii şi în toate direcțiile;

– propagarea radiației după o direcție se realizează sub forma unui fascicul de raze foarte îngust;

– intensitatea energetică a mai multor fascicule de radiație necoerentă, care se suprapun într-un punct din spațiu, este egală cu suma intensităților fiecărui fascicul în parte.

Pe baza acestor ipoteze simplificatoare, rezultă că într-un punct din spațiu, aflat pe direcția de observare, strălucirea energetică reprezintă suma între strălucirea obiectului observat şi strălucirea fondului, care se presupune constantă. Strălucirea produsă de alte obiecte, ce nu se află pe direcția de observare, este neglijată (legea cosinusului). Radiația electromagnetică provenită de la obiectele observate (se presupune că obiectele sunt dispuse într-un plan perpendicular pe direcția de observare), este focalizată de către sistemul optic în planul focal unde este dispus şi receptorul de radiație. Imaginea obținută în planul focal este caracterizată de strălucirea b(x,y) asemănătoare cu distribuția de strălucire din cîmpul de radiație ale obiectelor observate. În acest caz, pozițiile punctelor de maxim ale funcției b(x,y) vor coincide cu pozițiile obiectelor din teren. Prin detectarea acestor maxime de către receptorul de radiație, se asigură transformarea variației spațiale a semnalului optic într-o variație temporală de tensiune sau curent, care prin prelucrare electronică pune în evidență poziția obiectelor căutate în raport cu un referențial dat. Dacă asupra receptorului de radiație s-ar focaliza întregul câmp de radiație observat, la ieşirea acestuia se obține o tensiune continuă, determinată de o strălucire medie a câmpului de radiație (receptorul de radiație realizează o mediere a radiației incidente pe suprafața sa). În acest caz, cu semnalul electric obținut nu se pune în evidență nici un detaliu (maxim local de strălucire) din câmpul obiect, ci numai o strălucire medie corespunzătoare unui obiect cu dimensiunile egale cu ale cîmpului observat.

1.2.3 Scanarea spațiului obiect

Pentru a obține detaliile dorite, suprafața câmpului de radiație sau imaginea acestuia, trebuie împărțită în elemente de suprafață astfel încît, fiecare element de suprafață obținut să prezinte o strălucire aproximativ constantă. În acest caz, focalizînd succesiv pe suprafața receptorului radiaţia cuprinsă în limitele fiecărui element, la ieşirea acestuia se obţine un semnal electric care după prelucrare pune în evidenţă informaţiile dorite (fig.1.2). Din figură se observă că variaţiile în timp ale semnalului electric $u(t)$ obţinut sunt proporţionale cu străucirea elementelor de suprafaţă parcurse într-o anumită ordine. Prin această explorare s-a realizat o modulaţie în amplitudine a semnalului electric în funcţie de strălucirea spaţială a cîmpului radiaţie. Cu cît numărul de elemente în care s-a descompus cîmpul de radiaţie este mai mare, cu atît mai multe informaţii (detalii ale cîmpului) vor fi conţinute în parametrii semnalului electric.

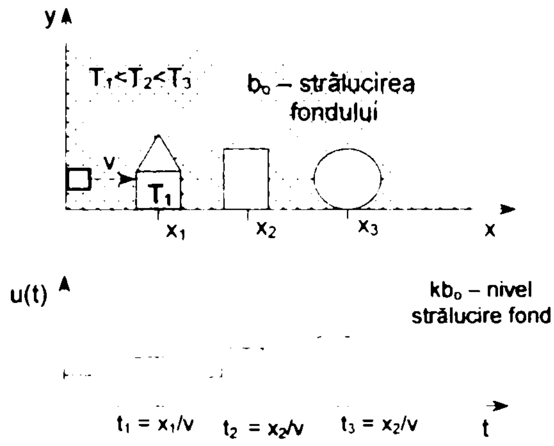


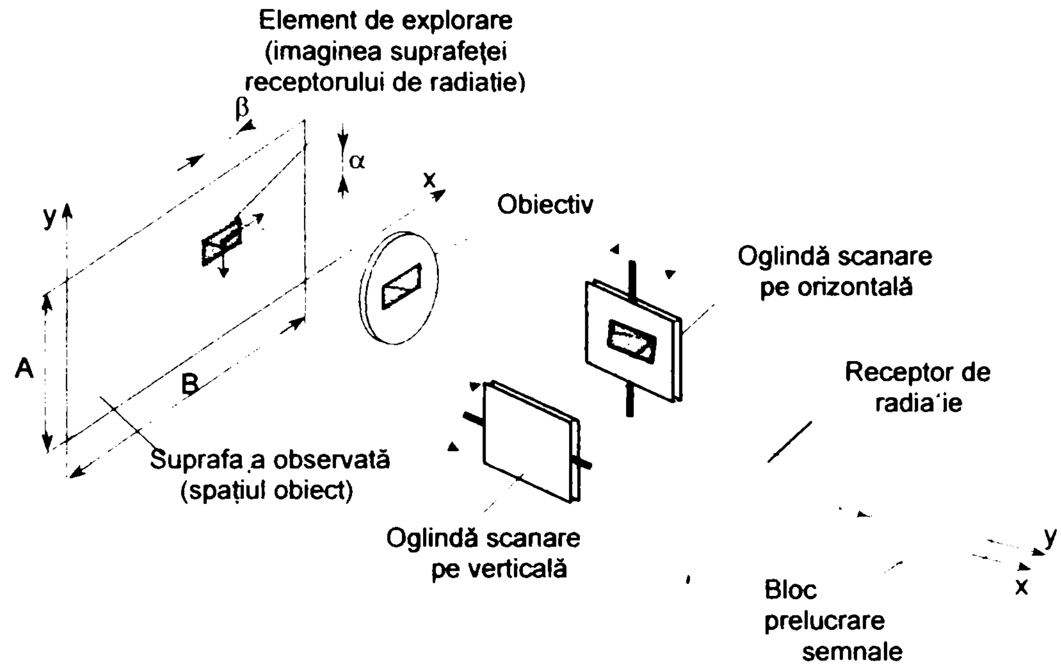
Fig. 1.2

Din exemplu prezentat rezultă că:

– informaţiile (detaliile câmpului) sunt conţinute numai în componenta variabilă a semnalului electric. Componenta continuă a tensiunii este proporţională cu o strălucire medie (strălucirea fondului);

– descoperirea şi localizarea obiectelor din teren reprezintă un proces complex ce cuprinde mai multe operaţii desfăşurate simultan sau succesiv: *căutarea, analiza imaginii, identificarea* (*selectarea*) şi *localizarea* obiectelor, operaţii posibil de realizat numai dacă acestea au o strălucire (temperatură) diferită de aceea a fondului.

Căutarea reprezintă o explorare sistematică a câmpului de radiaţie (scanare) sau a imaginii acestuia (analiza imaginii). În fig. 1.3 se prezintă schema celui mai simplu dispozitiv de observare a cîmpului termic din spaţiul obiect (scanare în planul obiect). Acesta are în compunere un sistem optic, un receptor monoelement, un bloc de prelucrare a semnalelor electrice şi două oglinzi plane care execută mişcări oscilatorii în raport cu două axe reciproc perpendiculare. Sistemul poate lucra numai cu o singură oglindă dacă se foloseşte pentru direcţie o matrice de receptori punctiformi dispuşi în linie. Câmpul vizual instantaneu al sistemului optic este determinat de mărimile unghiulare ale unui receptor punctiform de radiaţie, iar câmpul de observare de unghiurile de rotaţie ale oglinzilor plane. Pentru explorarea cîmpului se foloseşte proprietatea oglinzii plane care, dacă este rotită cu unghiul α, raza incidentă trebuie rotită cu unghiul 2α pentru ca raza reflectată să-şi păstreze direcţia. În acest mod, la rotirea oglinzii orizontale, fasciculele de raze provenite de la toate punctele dispuse pe o linie orizontală în spaţiul obiect, vor fi reflectate numai pe direcţia receptorului de radiaţie. Întrucît raza reflectată nu-şi schimbă direcţia, analiza procesului de scanare se poate face considerind imaginea suprafeţei receptorului proiectată în spaţiul obiect (fig. 1.3).



1.2.4 Frecvenţa de scanare a spaţiului obiect

Notînd cu $a\times b$ dimensiunile liniare ale suprafeţei receptorului şi cu f distanţa focală a obiectivului, rezultă că dimensiunile unghiulare ale elementului de explorare (scanare) sunt: α = a/f şi β = b/f, exprimate în mrad. De exemplu dacă, $a = b$ = 0,05mm şi f = 50mm rezulta $\alpha = \beta$ = 1mrad. Dacă suprafaţa scanată se afla la distanta D = 1000m de sistem, elementul de scanare este un pătrat cu latura de 1m. Pentru scanarea cîmpului, oglinda execută o mişcare oscilatorie cu frecventa F şi viteza unghiulară Ω. În acest caz, fasciculul incident la suprafaţa oglinzii se roteşte cu viteza unghiulară 2Ω şi elementul de explorare, aflat la distanţa D se deplasează cu viteză $v = 2\pi.FD$. Viteza de deplasare a elementului de scanare este limitată de constanta de timp a receptorului (inerţia receptorului). În fig.1.4 este prezentat un caz limită în care obiectele observate, de aceeaşi dimensiune, (egală cu suprafaţa elementului de explorare) sunt dispuse la distanţa $T_\alpha = 2\alpha D$. În acest caz, strălucirea cîmpului după direcţia x este o funcţie periodică, de perioadă spaţială T_α şi are expresia analitică

$$b(x) = \begin{cases} b_o \; pentru \; 0 < x < T_\alpha/2, \\ 0 \quad pentru \; T_\alpha/2 < x < T_\alpha. \end{cases}$$

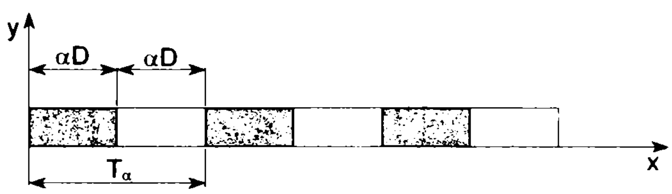


Fig. 1.4

La deplasarea cu viteza v a elementului de explorare strălucirea $b(x)$ se transformă prin intermediul receptorului de radiaţie într-un semnal electric cu variaţie temporală $u(t)$. Variabila x este legată de variabila t prin relaţia $x = vt$. Frecvenţa spaţială f_α se poate exprima în funcţie de frecvenţa temporală f

$$f_\alpha = \frac{1}{T_x} = \frac{1}{vT} = \frac{f}{v}, \tag{1.1}$$

sau $f = vf_\alpha = \dfrac{v}{2\alpha}$, unde v este viteza de explorare a spaţiului obiect şi f – frecvenţa modulatoare a semnalului electric. Considerând suprafaţa explorată de dimensiuni $A \times B$ (fig. 1.5) rezultă că, numărul de elemente explorate pe un rînd este $A/\alpha D$ şi a celor explorate pe coloană – $B/\beta D$. Întrucît numărul total de elemente explorate este $A.B/\alpha\beta D^2$ se obţine frecvenţa maximă a semnalului electric modulat $f_{\max} = \dfrac{A.B}{2\alpha\beta}\dfrac{N}{D^2}$, unde N reprezintă numărul de cadre explorate într-o secundă.

Deoarece informaţia despre poziţia ţintelor este conţinută numai în partea variabilă a semnalului electric obţinut, acesta este supus procesului de filtrare, suprimându-se componenta continuă proporţională cu strălucirea fondului. Amplitudinea componentei variabile a semnalului fiind foarte mică, de ordinul µV (diferenţa de temperatură dintre ţintă şi fond poate fi sub 1°C), semnalul rezultat este amplificat în vederea prelucrării electronice. Mişcarea elementului de explorare se face cu viteză constantă, după orice traiectorie cu condiţia ca în timpul unui ciclu să fie cuprinse toate punctele câmpului o singură dată.

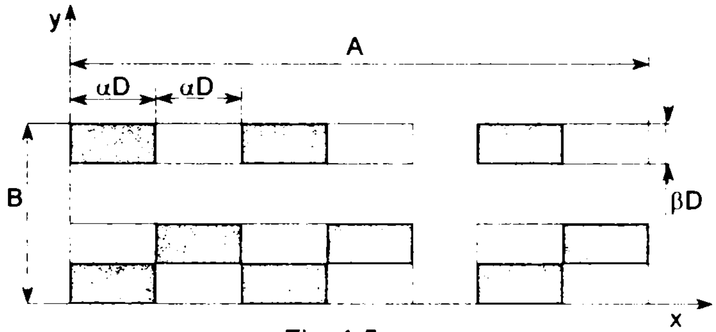


Fig. 1.5.

Viteza maximă de scanare este determinată de constanta de timp τ a receptorului de radiaţie. În fig. 1.6. se arată forma aproximativă, distorsionată a impulsului de curent obţinut la ieşirea receptorului de radiaţie, cînd la intrarea acestuia se aplică o succesiune de impulsuri optice, de formă dreptunghiulară, cu perioada de repetiţie T_α şi durata t_α.

Se observă că, la dispariţia impulsului optic curentul generat de receptor începe să descrească după o exponenţială, ocupînd o anumită zonă pe durata pauzei impulsului optic. Dacă viteza de explorare este mare, apare

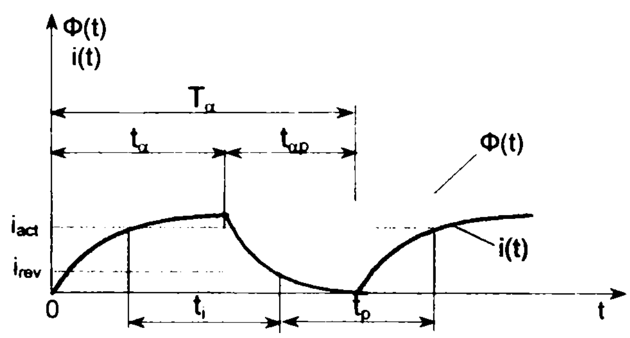


Fig. 1.6.

riscul ca descreşterea impulsului de curent să nu se termine în timpul $t_{\alpha p}$ şi să înceapă o nouă creştere de curent. În acest caz, mărimea componentei medii a semnalului electric creşte şi, în mod corespunzător se reduc amplitudinile componentelor variabile determinînd pierderea de informaţii (detalii) transmisie. Întrucît un proces tranzitoriu se consideră aproximativ încheiat după un timp egal cu cel puţin două constante ale receptorului, rezultă condiţia pe care trebuie să o îndeplinească perioada de repetiţie a impulsului optic: $T_\alpha \geq 2\tau$, sau $vT \geq 2v\tau$, de unde rezultă $v \leq T_\alpha/2\tau = \alpha/\tau$, cu T_α perioada de repetiţie spaţială a semnalului optic. În acest mod, eroarea cauzată de distorsiunea de formă a impulsului electric, se poate reduce considerabil prin limitarea frecvenţei de succesiune a impulsurilor optice.

1.2.5 Explorarea spaţiului imagine

Căutarea mai poate fi realizată şi prin explorarea imaginii cîmpului de radiaţie termică. În acest scop se foloseşte o *diafragmă analizoare* dispusă în planul focal şi care execută o mişcare cu o viteză determinată. Mişcarea diafragmei pe suprafaţa imaginii se poate realiza după orice

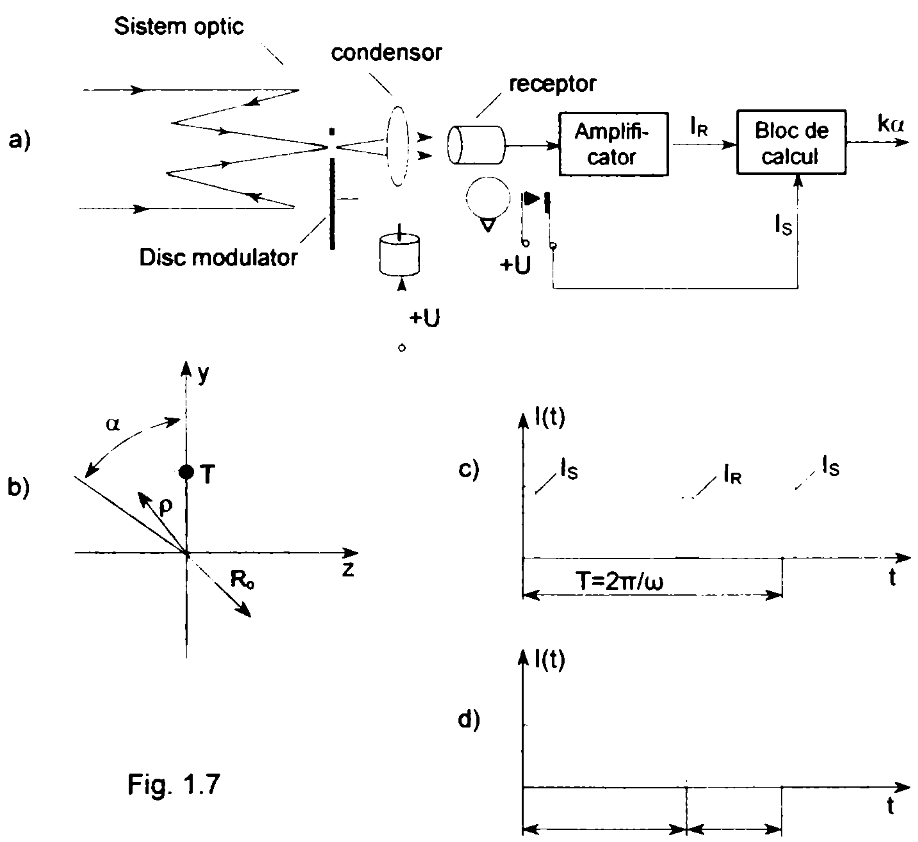


Fig. 1.7

traiectorie, cu condiţia ca deschiderea diafragmei să treacă prin toate punctele imaginii, o singură dată, în timpul unui ciclu. Şi în acest caz, numărul de elemente în care se descompune imaginea este determinat de dimensiunile deschiderii diafragmei. Deplasarea diafragmei pe fiecare element de imagine se realizează cu dispozitive mecanice.

În fig. 1.7 a se prezintă un sistem de analiză a imaginii cîmpului termic, în care se foloseşte o diafragmă modulatoare (fig.1.7 b) prevăzută cu o fantă de forma spiralei lui Arhimede ($\rho = a.\varphi$). Întrucît cîmpul termic observat se află la o distanţă mare de sistemul optic, imaginea acestuia se formează în planul focal şi are forma unui cerc mic de rază *r*. Pentru ca întreaga energie conţinută în cercul de dispersie să ajungă la receptor, lăţimea fantei trebuie să fie egală cu cel puţin 2*r*.

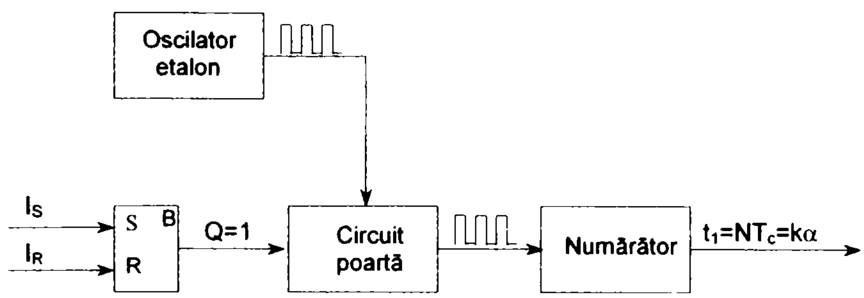
Sistemul mai cuprinde un condensor care, indiferent de mersul razelor prin obiectivul sistemului (înclinarea acestora faţă de axa optică), le concentrează pe suprafaţa unui cerc cu diametrul unui cerc egal cu diametrul suprafeţei sensibile a receptorului de radiaţie. Condensorul permite reducerea substanţială a suprafeţei sensibile a receptorului şi asigură o iluminare constantă a acesteia indiferent de poziţia sursei de radiaţie faţă de axa optică a sistemului.

Operaţia de căutare a sursei se realizează prin rotirea diafragmei cu viteză unghiulară ω constantă, de un motor electric . Imaginea câmpului de radiaţie este descompusă în elemente de imagine de forma unei spirale. Fiecare element de imagine este analizat de către fantă dacă conţine sau nu sursa căutată (ţinta).

Pentru a simplifica procesul de descoperire a ţintei, se consideră că aceasta se află pe axa oy, luată ca axă de referinţă. În acest caz, dependenţa între unghiul de rotaţie al diafragmei, $\alpha = \omega t$, şi distanţa ρ a ţintei faţa de axa optică este una liniară $\rho = a\alpha$. Unghiul de rotaţie α al diafragmei pînă la interceptarea ţintei este proporţional cu timpul t_1. Cînd diafragma trece prin poziţia de zero (raza maximă a spiralei R_o coincide cu axa oy) cama (6) acţionează comutatorul K_1 şi spre blocul de calcul (5) se trimite un impuls electric de sincronizare I_S. Acest impuls (fig.1.8) se aplică pe intrarea S a bistabilului B, care basculează în starea Q = 1, deschizând circuitul de poartă şi trecerea impulsurilor de tact spre numărător. Impulsurile de tact sunt generate de un oscilator etalon şi au o perioadă T_c riguros constantă.

Cînd fanta intersectează imaginea sursei, la ieşirea receptorului de radiaţie apare un impuls I_R, care se aplică pe intrarea R a bistabilului. Acesta trece în starea Q = 0, închizând circuitul de poartă şi oprind astfel procesul de numărare. În intervalul de timp t_1 numărătorul a înregistrat N impulsuri de tact, deci $t_1 = N.T_c = k\alpha$.

Fig. 1.8



1.3 Localizarea obiectelor din teren cu sistemul SCOD

1.3.1 Consideraţii generale

Localizarea obiectelor din teren este posibilă datorită radiaţiei termice emise de acestea. In medii omogene şi izotrope radiaţia termică se propagă în linie dreaptă, sub formă de undă electromagnetică, având viteze apropiate de viteza luminii în vid. În condiţii reale, propagarea radiaţiei este influenţată de mai mulţi factori: proprietăţile solului, forma reliefului, neomogenitatea, turbulenţa şi ionizarea atmosferei care, în anumite limite, influenţează viteza şi direcţia de propagare a undelor electromagnetice. Cu toate aceste limitări, folosind mijloace optice adecvate în captarea unei fracţiuni din radiaţia emisă de o sursa termica, se pot obţine informaţii importante privind poziţia acesteia în raport cu un referenţial dat.

Se precizeaza că fenomenul de radiaţie termică poate fi utilizat la determinarea cu precizie a coordonatelor unei surse termice numai în măsura în care sunt satisfăcute condiţiile:

- sursa termică se află la o distanţă apreciabilă faţă de observator, încât imaginea acesteia formată de un sistem optic să fie un punct;
- atmosfera prin care se propagă radiatia termică este considerată omogrnă şi izotropă.

În aceste condiţii, radiaţia se propagă în linie dreaptă şi permite determinarea unghiului format de axa optică a sistemului optic utilizat şi linia de vizare a sursei termice.

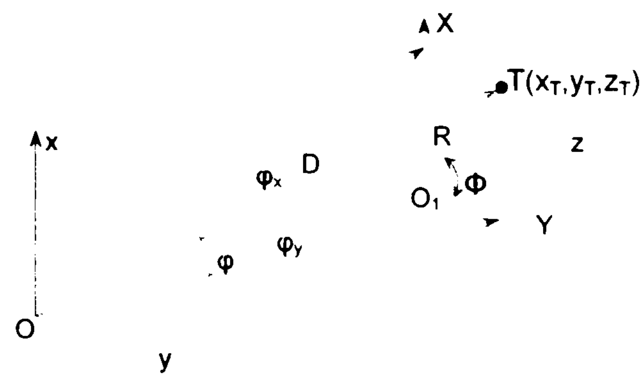


Fig. 1.9

Poziţia surse termice T (fig.1.9), în raport cu sistemul de coordonate cartezian Oxyz dat se determină prin coordonatele (x_T,y_T,z_T). Acest sistem de coordonate are axa x orientată după verticala locului de observare (punctul de observare O), axa y conţinută într-un plan tangent la suprafaţa terestră în punctul O şi orientată după o direcţie prestabilită, iar axa z în acelaşi plan orizontal şi perpendicular pe axa y. Între coordonatele (x_T,y_T,z_T) ale sursei şi unghiul φ format de axa z şi linia care uneşte originea O cu sursa T (linia de vizare) există relaţiile

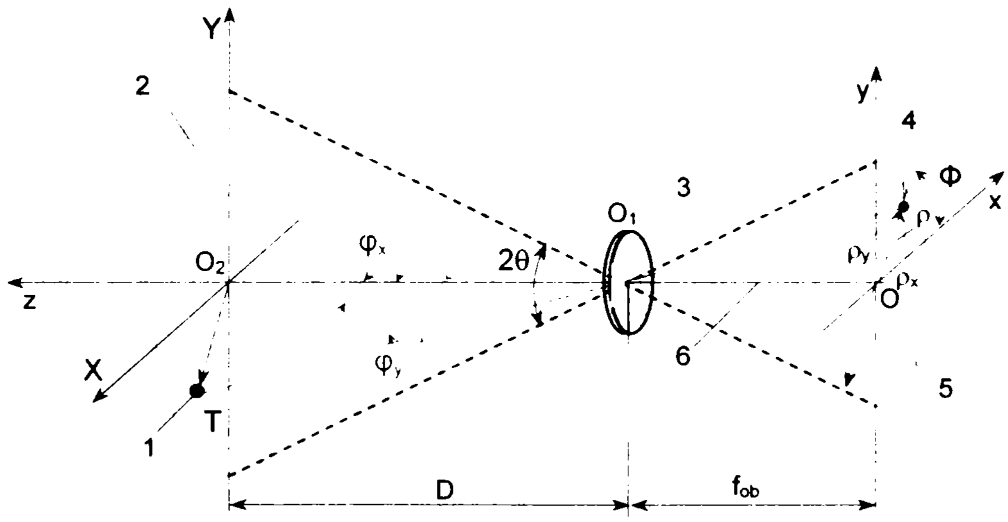
$$OT = D = \sqrt{x_T^2 + y_T^2 + z_T^2}, \quad \text{cu} \quad tg\varphi_y = \frac{y_T}{z_T}, \quad tg\varphi_x = \frac{x_T}{z_T} \quad \text{şi} \quad tg\varphi = \sqrt{tg^2\varphi_y + tg^2\varphi_x}.$$

Există aplicaţii în care interesează poziţia sursei termice în raport cu axa z. Această poziţie este determinată de unghiurile φ_x şi φ_y, numite în literatura de specialitate *unghiuri de abatere*. Componentele unghiului φ în planul orizontal x = 0, respectiv planul vertical y = 0 formează unghiurile de înălţare φ_x, respectiv de azimut φ_y. Componentele unghiulare (φ_x, φ_y) formeaza coordonatele unghiulare ale sursei T în raport cu axa z si pot fi determinate după poziţia imaginii sursei termice formată în planul focal imagine a unui sistem optic (obiectiv) in raport cu axa optica, cand aceasta coincide cu axa z.

Modul în care sistemul optic formează imaginea unei surse termice si elementele care definesc această imagine sunt prezentat în fig. 1.10, unde:

- *planul obiect* (2) conţine obiectul termic T observat şi este perpendicular pe axa optică a sistemului;
- *planul imagine* (5) este perpendicular pe axa optică în care se formează imaginea obiectului termic;
- *unghiul optic de vedere* reprezintă unghiul 2θ la vîrful unui con a cărui axă coincide

Fig. 1.10.



1 – obiectul termic observat; 2 – planul de dispunere a obiectului; 3 – obiectiv; 4 – imaginea obiectului; 5 – planul focal imagine; 6 – axa optică.

cu axa sistemului optic şi cu vîrful dispus în centrul sistemului optic. Baza conului este în spaţiul obiect la o distanţă egală cu distanţa maximă de acţiune a sistemului SCOD. Obiectul observat se poate afla în oricare punct din interiorul conului, iar imaginea lui se proiectează pe suprafaţa sensibilă a receptorului de radiaţie (coincide cu planul focal imagine), care formează un semnal electric;

- *axa sistemului optic* este o linie cuprinsă în limitele cîmpului optic cu propietatea că, dacă obiectul observat se află în oricare punct al acestei linii tensiunea la ieşirea receptorului de radiaţie este nulă. De obicei axa sistemului SCOD coincide cu axa optică a obiectivului;
- *planul de abatere a obiectului observat* este planul care conţine axa sistemului optoelectronic şi linia care uneşte centrul pupilei de intrare a obiectivului cu centrul obiectului termic observat (linia sau direcţia de vizare, sau de observare);

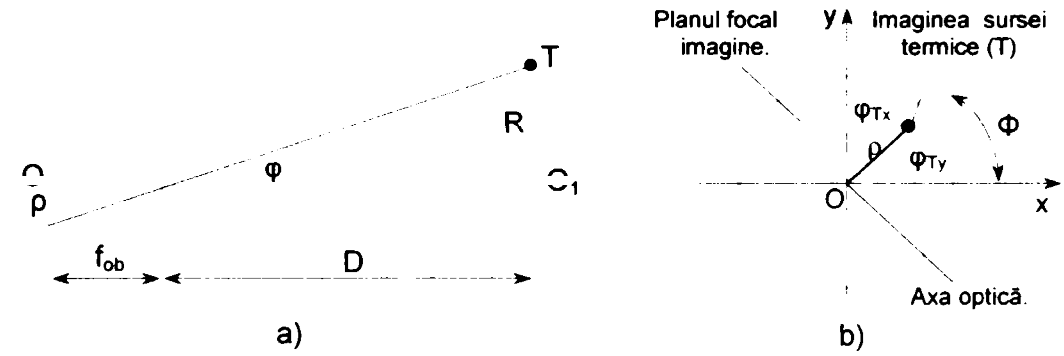
- *unghiul de fază* – unghiul Φ care determină poziţia planului de abatere în raport cu planul orizontal y = 0, considerat plan de referinţă.

1.3.2 Calculul unghiului de abatere

În sistemul SCOD unghiul de abatere φ, respectiv componentele sale φ_x şi φ_y se determină după poziţia imaginii sursei termice T în planul imagine al sistemului optic (fig.1.11).

Pozitia imaginii sursei T in planul focal Oxy este caracterizată de mărimea ρ (distanta OT) şi unghiul de fază Φ (fig.1.11,b). Dacă sursa termică T se află pe axa z, unghiul de abatere este nul (φ = 0) şi imaginea acesteia coincide cu punctul O (centrul planului focal) al planului focal prin care trece şi axa optică a sistemului. Dacă sursa termica T este deplasată faţă de centrul O_1 (fig. 1.11, a), apare unghiul de abatere φ şi imaginea acesteia se deplasează faţă de

Fig. 1.11.



centrul planului focal cu o distanţă oarecare ρ, proporţională cu unghiul de abatere φ. Notînd cu f_{ob} distanţa focală a obiectivului şi avîndu-se în vedere că în aplicaţii practice unghiul de abatere φ prezintă valori mici (sub 3°), rezultă ecuaţiile care caracterizează abaterea liniară a imaginii sursei T faţă de punctul O

$$\rho = f_{ob} tg\varphi \approx f_{ob}\varphi ,$$

cu f_{ob} – distanţa focală a sistemului optic,

$$\rho_y = f_{ob} tg\varphi_y \approx f_{ob}\varphi_y, \quad \rho_x = f_{ob} tg\varphi_x \approx f_{ob}\varphi_x, \qquad (1.2)$$

şi

$$\rho = \sqrt{\rho_y^2 + \rho_x^2} = f_{ob}\sqrt{tg^2\varphi_y + tg^2\varphi_x} \approx f_{ob}\sqrt{\varphi_y^2 + \varphi_x^2} . \qquad (1.3)$$

Mărimea ρ se determină cu ajutorul analizorului de imagine dispus in planul focal imagine.

Schema de principiu a sistemului optoelectronic care asigura determinarea semnalelor φ_x si φ_y este prezentata in fig. 1.12. Aceasta se compune din ansamblul optic de vizare a sursei termice (1), format din două oglinzi (sistem Cassegren), din care oglinda concavă 2 – oglindă principală, iar oglinda concavă 3 – oglindă secundară, care focalizează fluxul energetic captat în planul analizorului de imagine (discul modulator) 4. Acesta modifică sau modulează unul sau mai multi parametrii ai fluxului energetic incident funcție de poziția imaginii surei termice in raport cu punctul O (parametrii ρ și Φ). Receptorul de radiatie 6 transformă fluxul energetic modulat într-un semnal electric variabil $i_f(t)$ care este trimis in preamplificatorul 7. Semnalul obținut la ieșirea preamplificatorului conține două informații: distanța de la imaginea suresei termice la axa optică a sistemului și unghiul de fază Φ (fig. 1.11,b). Cu ajutorul discriminatorului de fază 8 tensiunea U(ρ,Φ) este convertită în două tensiuni proporționale cu φ_x și φ_y, componentele unghiului de abatere. Blocul de sincronizare (10), prin tensiunea de alimentare $U_\sim$

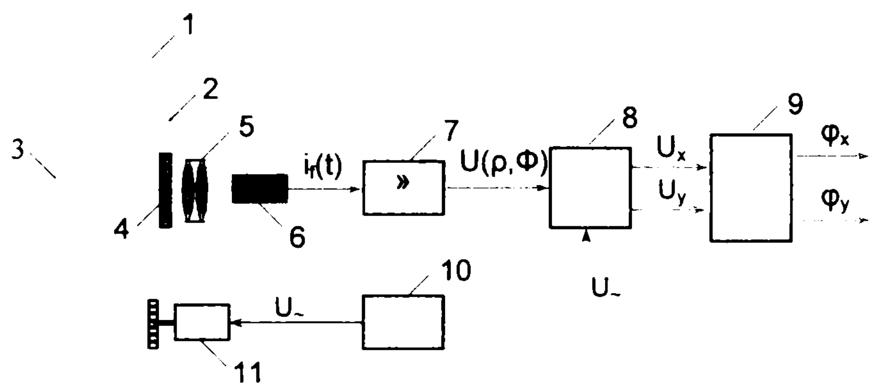


Fig. 1.12 Schema optoelectronica de calcul a unghiurilor φ_x si φ_y.
1 – ansamblu optic tip Cassegren; 2 – oglinda concava principala; 3 - oglinda concava secundara; 4 – discul modulator; 5 condensor; 6 – receptor de radiatie; 7 – preamplificator; 8 – demodulator; 9 – bloc amplificator; 10 – bloc de sincronizare; 11 – motor antrenare girorotor.

asigură funcționarea sincronă a demodulatorului și a motorului 11 de antrenare a discului modulator. La ieșirea blocului de amplificare 10 se obțin tensiunile $U_x = k\ \varphi_x$ si $U_y = k\ \varphi_y$. Dacă, de exemplu, cu ajutorul unui telemetru cu laser se determină distanța de la sursa termică la sistemul optic, atunci pe baza tensiunilor furnizate de blocul de amplificare se pot determina coordonatele sursei termice în sistemul de coordonate ales.

1.3.3 Regimurile de lucru ale sistemului SCOD

Pentru descoperirea și localizarea surselor termoradiante din teren sistemul SCOD trebuie să aibă două regimuri de lucru: regimul de *căutare* și regimul de *localizare* a surselor termice (determinarea coordonatelor sursei în sistemul de coordonate ales).

Sistemul execută *căutarea* obiectelor termice explorând spaţiul obiect. Pentru a cuprinde o suprafaţă de căutare cât mai mare, în procesul de explorare a spaţiului obiect, ansamblul optic este fixat într-o suspensie giroscopică şi execută, după o anumită traiectorie, o mişcare rapidă în două planuri reciproc perpendiculare - în azimut şi în înălţare. Ca rezultat al acestei mişcării axa optică a sistemului parcurge toate punctele spaţiului obiect. În momentul în care sursa termoradiantă intră în câmpul de vedere al sistemului optic, la ieşirea receptorului de radiaţie apare un impuls de curent care trece sistemul în regim de localizare (se dă comanda pentru determinarea poziţiei sursei în raport cu originea sistemului de coordonate).

In fig.1.13 se prezintă schema cinematică a unui sistem giroscopic care lucrează în cele două regimuri. În regimul de căutare sistemul realizează explorarea spaţiului obiect pe rânduri. Ansamblul optic 1 este dispus într-o suspensie giroscopică cu două grade de libertate, care asigură o urmărire continuă a sursei termice vizate după unghiului φ_x si φ_y. Ansamblul optic este de tip Cassegren, sau variante modificate, cu oglinda (concavă) principală fixată pe rotorul giroscopului şi cu suprafaţa reflectoare a oglinzii secundare orientată spre orificiul oglinzii principale. Prin orificiul oglinzii principale trece axului rotorului giroscopului. Acesta are forma unui tub având la partea dinspre oglindă fixat discul modulator, iar în partea opusă sunt dispuse condensorul şi receptorul de radiaţie (fig.1.12). Ecranarea produsă de oglinda secundară reprezintă cca 25% din suprafaţa oglinzii principale, care este compensată prin creşterea

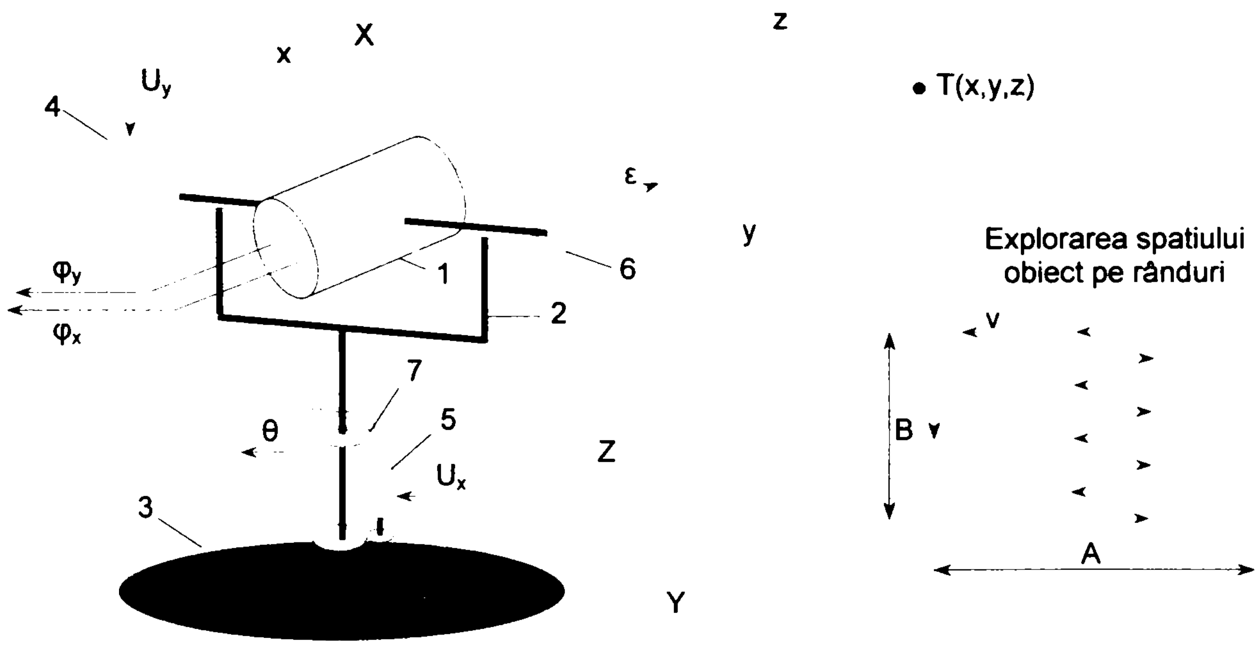


Fig.1.13. Schema cinematica a sistemului SCOD. 1 – sistemul optic; 2 – suspensie giroscopica; 3 – baza sistemului SCOD; 4 – motor electric pentru miscare in jurul axei y (miscare dupa unghiul de tangaj θ); 5 - motor electric pentru miscare in jurul axei x (miscare dupa unghiul de inaltare ε); 6 – traductor de unghi ε; 7 - traductor de unghi θ.

diametrului oglinzii principale. Dacă oglinzile folosite in sistem sunt sferice, sistemul optic este însoțit de toate aberațiile de ord. 3. Pentru a înlătura aceste aberații se folosesc oglinzi cu suprafețe asferice.

Pentru a asigura un optim al raportului semnal util/zgomot, necesar pentru obținerea unei distanțe maxime de acțiune a sistemului SCOD, sistemele optice utilizate la căutarea surselor termice au un câmp de vedere mic. Prin utilizarea sistemelor optice cu câmp de vedere mic se asigură şi o micşorate substanțială a aberațiilor de comă, astigmatism şi curbură a câmpului etc.

Radiația provenită de la sursa termoradiantă este direcționată de oglinda principală a sistemului optic pe suprafața reflectoare a oglinzii secundare. Aceasta focalizează radiația captată în planul analizorului de imagine, dispus la un capăt al axului rotorului giroscopului.

Analizorul de imagine reprezintă cel mai important element al sistemului SCOD şi îndeplineşte următoarele funcțiuni:

- explorează succesiv elementele planului imagine;
- analizează imaginea obiectelor termoradiante ;
- modulează fluxul energetic captat.

Analizorul de imagine este confecționat dintr-un material cu o transmisie optică foarte bună pentru radiația infraroşie. Reprezintă o lamelă de formă circulară, cu fețe plan – paralele. Pe una din fețe sunt dispuse zone transparente şi zone opace, cu o anumită configurație geometrică şi care se succed periodic. Datorită mişcării de rotație, analizorul de imagine întrerupere periodic fasciculului de raze care trece din planul imagine spre receptorul de radiație. Odată cu analiza elementelor din planul imagine, analizorul de imagine transformă distribuția spatială a iluminării energetice într-o funcție periodică de timp, întroducând în succesiunea de impulsuri optice formate informații despre poziția imaginii sursei termice în planul focal (parametrii ρ şi Φ). Întreruperea periodică a fasciculului de raze este echivalentă cu o modulație în amplitudine şi fază a fluxului incident, motiv pentru care analizorul de imagine de formă circulară este numit şi *disc modulator*. Pentru diminuarea influenței fondului parazit (radiația provenită de la surse termice cu dimensiuni mari) elementele transparente ale discului modulator au dimensiunile comparabile cu dimensiunile imaginii sursei termice căutate. În acest caz discul modulator modulează numai fluxul energetic provenit de la imaginea sursei termoradiante. Fluxul energetic provenit de la obiectele care au o suprafață mare cuprinde câteva elemente transparente ale discului modulator şi nu se mai modulează.

Giroscopul cu două grade de libertate este dispus pe un suport de referință sau o bază 3, care coincide cu planul XOY a sistemului fix de coordonate carteziene. Solidar cu ansamblul optic al sistemului SCOD este sistemul cartezian Oxyz, cu axa Oz axă a sistemului optic.

În regimul de căutare a sursei termoradiante axa optică a sistemului SCOD explorează spațiul obiect pe rânduri (fig.1.13). Distanța între două rânduri este determinată de câmpul de vedere al ansamblului optic (unghiul 2θ din fig.1.10).

Mişcarea pe un rând a axei optice este determinată de mişcarea de precesie a giroscopului. Această mişcare se manifestă numai dacă viteza unghiulară de rotație a rotorului giroscopului este foart mare (aprox. 20.000 – 25.000 rot/min) şi constă în aceea că, dacă asupra unei axe a giroscopului acționează o forță, aceasta duce la rotirea rotorului giroscopului într-un plan perpendicular pe această forță. Viteza unghilară de precesie a axului rotorului este $\omega_{prec} = M/J\Omega = const.$, unde M este momentul activ produs de motorul electric de corecție 4 sau 5, J – momentul de inerție a rotorului giroscopului şi Ω - viteza unghiulară de rotație a rotorului giroscopului.

Dacă tensiunea de alimentare U_y a motorului de corecție 4 (sau curentul I_y care trece prin motor) este constantă în timp $U_y = U_o$, axa optică a sistemului execută o mişcare de precesie în planul yOz, cu viteză unghiulară constantă. După parcurgerea unui rând, tensiunea U_y se anulează şi la motorul de corecție 5 se aplică tensiunea U_x = const., care determină o precesie a axei optice în planul xOz, deci trecerea la un nou rând. În continuare, se anulează tensiunea U_x şi motorului de corecție 4 i se va aplica o tensiune cu polaritate schimbată $U_y = - U_o$, determinând o precesie în sens invers, in planul yOz. Mişcarea axei optice cu viteză foarte mare, în două planuri reciproc perpendiculare, este posibilă întrucât mişcarea de precesie a rotorului giroscopului este lipsită de inerție. Poziția unghiulară instantanee a axei optice, în sistemul de coordonate fix XYZO, este determinată de traductoarele de unghi 6 şi 7 montate pe cadrul interior şi exterior al sistemului giroscopic.

În momentul în care obiectul termic pătrunde în câmpul de vedere al ansamblului optic, sistemul SCOD trece în regim de localizare. În acest regim, sistemul SCOD realizeaza suprapunerea axa optice a sistemului cu linia de vizare a sursei termice. În acest scop sunt folosite componente unghiului de dezacord φ_x şi φ_y. Tensiunile $U_x = k\ \varphi_x$ si $U_y = k\ \varphi_y$ dupa amplificare in blocul 9 se aplica motoarelor de corectie 4 si 5 (fig.1.13), dispuse pe axele cadrelor interior si exterior ale giroscopului. Daca $\varphi \neq 0$ atunci $\Delta U \neq 0$ si motoarele de corectie produc doua momente $M_x \neq 0$ si $M_y \neq 0$ care determina precesia axei optice spre linia care uneste originea O cu sursa termica T. Precesia inceteaza cind cele doua linii se suprapun, adica cand $\Delta U = 0$. De la transmitatoarele de unghi 6 si 7 se culeg semnale proportionale cu unghiurile ε si θ (unghiurile de azimut si inaltare). Tensiunile proporționale cu unghiurile φ_x şi φ_y sunt aplicate motoarelor de corecție 4 şi 5, care pe drumul cel mai scurt roteşte ansamblul optic pentru a suprapune axa optică cu linia de vizare.

1.3.4 Calculul coordonatelor obiectului termic

Conform opticii geometrice obiectivul sistemului SCOD realizează o transformare liniară a coordonatelor din spaţiul obiect (x_T,y_T), în coordonatele din spaţiul imagine (x,y), conform relaţiilor

$$\rho_y = \frac{f}{D} y \quad \text{şi} \quad \rho_x = \frac{f}{D} x,$$

unde f este distanţa focală a obiectivului şi D – distanţa de la sistemul optic până la planul obiect.

Considerând că imaginea obiectelor se formează în limitele opticii gaussiene, coordonatele punctului obiect sunt

$$z = \frac{D}{f}\sqrt{f^2 - (\rho_x^2 + \rho_y^2)}, \quad y = \frac{D}{f}\rho_y \quad \text{şi} \quad x = \frac{D}{f}\rho_x, \tag{1.4}$$

exprimate în triedrul Oxyz legat de sistemul optic, cu Ox – axa optică a sistemului.

Sarcina sistemului SCOD este de a determina coordonatele x şi y cu o precizie maximă folosind modulaţia fasciculului de raze incident. Poziţia obiectului termoradiant poate fi precizată şi în raport cu un sistem cartezian convenabil ales. Astfel, pentru a putea defini exact acest sistem de axe, se alege drept referinţă verticala locului în punctul de observare (originea sistemului de axe coincide cu punctul de observaţie). Planul perpendicular pe verticala locului este un plan orizontal materializat prin "baza" sistemului SCOD. Planul orientat spre direcţia nord (sau oricare reper ales) şi perpendicular pe baza sistemului reprezintă planul de referinţă. Intersecţia dintre planul de referinţă şi planul orizontal formează axa de referinţă (axa z). Unghiul format de axa optică a sistemului cu baza (x = 0) reprezintă unghiul de înălţare ε, iar unghiul format de proiecţia axei x pe planul y = 0 reprezintă unghiul de azimut θ. Întrucât distanţa de la punctul de observaţie la punctul T nu poate fi determinată exact prin procedee optice, măsurarea acesteia se face cu ajutorul unui telemetru cu laser, a cărui axe coincide cu axele ansamblului optic şi execută mişcări identice cu acesta.

Pentru a determina coordonatele (XYZ) ale sursei termice în raport cu sistemul de coordonate XYZO se au în vedere relaţiile de transformare

$$\begin{vmatrix} x \\ y \\ z \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} X \\ Y \\ Z \end{vmatrix},$$

unde a_{ij} sunt elementele matricii de transformare $A_{\varepsilon\theta\varphi}$ a coordonatelor X,Y,Z în coordonatele x,y,z ale sistemului mobil. Dacă orientarea axelor Ox, Oy şi Oz ale sistemului mobil este definită prin intermediul unghiurilor lui Euler (ε,θ,φ) elementele matricii de transformare au următoarele expresii

$$a_{11} = \cos\varepsilon\cos\varphi - \sin\varepsilon\cos\theta\sin\varphi;$$
$$a_{12} = \sin\varepsilon\cos\varphi + \cos\varepsilon\cos\theta\sin\varphi;$$
$$a_{13} = \sin\theta\sin\varphi;$$
$$a_{21} = -\cos\varepsilon\sin\varphi - \sin\varepsilon\cos\theta\cos\varphi;$$
$$a_{22} = -\sin\varepsilon\sin\varphi + \cos\varepsilon\cos\theta\cos\varphi;$$
$$a_{23} = \sin\theta\cos\varphi;$$
$$a_{31} = -\sin\varepsilon\sin\theta;$$
$$a_{32} = \cos\varepsilon\sin\theta;$$
$$a_{33} = \cos\theta.$$

Între coordonatele punctului T(X,Y,Z) după triedrul fix OXYZ şi coordonatele aceluiaşi punct (x,y,z) după triedrul mobil Ox,y,z există următoarea relație matricială

$$\begin{bmatrix} X \\ Y \\ Z \end{bmatrix} = A^{-1}_{\varepsilon\theta\varphi} \begin{bmatrix} x \\ y \\ z \end{bmatrix}, \qquad \text{cu} \qquad A^{-1}_{\theta\varepsilon\varphi} = \frac{1}{\det(A_{\theta\varepsilon\varphi})} A^{T}_{\theta\varepsilon\varphi}$$

unde $A_{\varepsilon\theta\varphi}$ este matricea de transformare a coordonatelor, $A^{-1}{}_{\varepsilon\theta\varphi}$ – matricea inversa, $A^{-T}{}_{\varepsilon\theta\varphi}$ – matricea transpusa, ε – unghiul de înălțare, θ – unghiul de azimut şi φ – unghiul de ruliu (rotația în jurul axei optice).

Sistemul de localizare prezentat în fig.1.13, care permite determinarea coordonatelor unghiulare ale sursei termice în raport cu sistemul xyzO legat de ansamblul optic, lipseşte rotația in jurul axei z, deci φ = 0 si rezulta

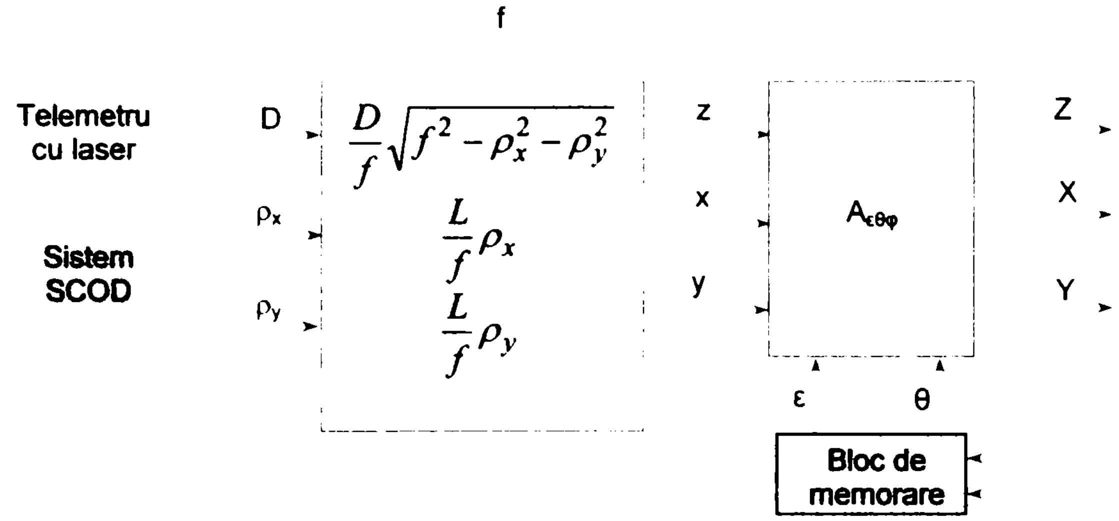
$$\begin{bmatrix} X \\ Y \\ Z \end{bmatrix} = A_{\varepsilon\theta\varphi} \begin{bmatrix} x \\ y \\ z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\varepsilon & \sin\varepsilon & 0 \\ -\sin\varepsilon\cos\theta & \cos\varepsilon\cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\varepsilon\sin\theta & \cos\varepsilon\sin\theta & \cos\theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \frac{D}{f}\rho_x \\ \frac{D}{f}\rho_y \\ \frac{D}{f}\sqrt{f^2 - (\rho_x^2 + \rho_y^2)} \end{bmatrix}, \qquad (1.5)$$

unde, după cum s-a mai arătat, coordonatele ρ_x şi ρ_y sunt determinate de sistemul SCOD, iar distanța D se determină cu ajutorul telemetrului cu laser.

Funcționarea sistemului SCOD se bazează pe faptul că imaginile cuprinse în interiorul unghiului 2θ sunt proiectate în planul focal al obiectivului şi, întrucât strălucirea obiectelor este puțin diferită de strălucirea fondului, la ieşirea receptorului de radiație se obțin două semnale suprapuse. Prin modulația fluxului radiant incident, semnalul provenit de la fond se atenuează, iar semnalele provenite de la obiectele din teren se accentuează. La ieşirea receptorului de radiație, sub acțiunea fluxului radiant modulat se obține un semnal electric care după filtrare va conține cele două componente ale unghiului de abatere φ.

În fig.1.14 se prezinta schema bloc a unui sistem SCOD. Se observa ca din compunerea sistemului mai face parte si un telemetru cu laser, un dispozitiv de memorare care furnizeaza valorile unghiurilor ε si θ , precum si un dispozitiv de calcul pentru efectuarea calculelor

Fig. 1.14



mentionate in schema. Pentru efectuarea calculelor trebuie sa se cunoasca functiile $\varepsilon = \varepsilon(t)$ si $\theta = \theta(t)$ care definesc miscarea triedrului mobil fata de triedrul fix.

1.4 Propagarea radiaţiei infraroşii în atmosferā

Ca fenomene de bazā care au loc la propagarea radiaţiei infraroşii în atmosferā se menţioneazā:

– absorbţia selectivā produsā de vaporii de apā, dioxidul de carbon şi ozonul din atmosferā (moleculele de azot şi oxigen ne având moment de dipol nu posedā benzi de absorbţie în spectrul vizibil şi infraroşu);

– difuzia produsā de particulele fine aflate în suspensie în atmosferā.

Pentru radiaţia infraroşie cu $\lambda > 1\mu m$ şi în gama înālţimilor $H < 12km$ absorbţia radiaţiei este produsā numai de vaporii de apā şi dioxidul de carbon. Absorbţia celorlalte gaze este nesemnificativā şi se neglijeazā.

Apa este o componentā atmosfericā care apare sub diferite stāri de agregare: solidā (zāpadā sau cristale de gheaţā), lichidā (picāturi de ceaţā sau ploaie) şi gazoasā (vaporii de apā din atmosferā). Spectrul de absorbţie al vaporilor apā este foarte complex şi este dispus atît în domeniul vizibil cît şi în cel infraroşu, centrat pe urmātoarele lungimi de undā 0,71; 0,83; 0,93; 1,13; 1,38; 1,86; 2,01; 2,63 şi 5µm. Deoarece masa vaporilor de apā este mult mai mare în comparaţie cu a altor gaze, vaporii de apā absorb cea mai mare parte a radiaţiei infraroşii, mai ales în zonele spectrale de (5,5...7)µm şi mai mare de 13µm.

Concentraţia vaporilor de apā în atmosferā este variabilā, cuprinsā între (0,001...0,4)% în unitatea de volum şi depinde de poziţie geograficā, înālţime şi condiţii meteorologice locale.

Cea mai mare cantitate de vapori de apă se întîlneşte pînă la altitudinea de 5000m.

Dioxidul de carbon este conţinut în atmosferă în cantităţi reduse. Concentraţia dioxidului de carbon se menţine în limitele (0,03...0,05)%, pînă la altitudinea de 12km, după care începe să scadă. La sol, în zona centrelor industriale concentraţia de dioxid de carbon este mai mare faţă de medie, în schimb în zonele cu vegetaţie densă această concentraţie scade. Spectrul de absorbţie a dioxidului de carbon este dispus în zona infraroşu a spectrului şi cuprinde benzi de absorbţie centrate pe următoarele lungimi de undă 4,4μm şi 14,7μm. Pierderile de energie radiantă la propagarea unei radiaţii monocromatice print-un mediu oarecare sunt evaluate cu ajutorul *coeficientului spectral de absorbţie* $\alpha(\lambda)$, numeric egal cu fluxul energetic monocromatic absorbit de mediu din fluxul energetic iniţial considerat egal cu unitatea, pentru fiecare unitate de lungime parcursă de radiaţie.

Legea după care se produce absorbţia de energie radiantă în mediu poartă numele de *legea lui Bugera* şi are forma

$$\Phi_\lambda(x) = \Phi_{o\lambda}.e^{-\alpha(\lambda).x}, \tag{1.6}$$

unde x reprezintă distanţa parcursă de radiaţie în mediu.

Pentru gaze, coeficientul spectral de absorbţie $\alpha(\lambda)$ este proporţional cu concentraţia C a particulelor din mediu $\alpha(\lambda) = C\gamma$, unde γ reprezintă un coeficient ce depinde numai de propietăţile de absorbţie ale particulelor considerate. Relaţia (1.10) devine

$$\Phi_\lambda(x) = \Phi_{o\lambda}.e^{-\gamma.Cx},$$

numită *legea lui Beer.*

Valorile coeficientului $\alpha(\lambda)$ sunt prezentate sub forma de tabele într-o serie de lucrări de specialitate [D1,H1,H5,K5,L1,L3] pentru condiţii meteorologice normale şi diferite lungimi de undă, distanţă parcursă de radiaţie fiind de $x = 1$km.

Coeficientul de transmisie a atmosferei [K5], în intervalul spectral $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$, se calculează cu integrala

$$\tau_{\lambda_2-\lambda_1} = \frac{1}{\Delta\lambda}\int_{\lambda_1}^{\lambda_2}\tau(\lambda)d\lambda, \tag{1.7}$$

unde $\tau(\lambda)$ reprezintă variaţia coeficientului spectral de transmisie a atmosferei. Analizînd variaţia coeficientului $\tau(\lambda)$ rezultă că benzile de absorbţie ale vaporilor de apă, dioxidului de carbon şi ozon nu acoperă în totalitate spectrul infraroşu şi rămîn unele zone din spectru în care atmosfera prezintă transparenţă mare faţă de radiaţia infraroşie. Aceste zone sunt numite *ferestrele optice ale atmosferei* şi acoperă următoarele lungimi de undă: 0,95-1,05μm; 1,2-1,3μm; 1,5-1.8μm;

2,1-2.4µm; 3,3-4,2µm; 4,5-5.1µm; 8-13µm. Odată cu creşterea altitudinii scade concentraţia de elemente absorbante din unitatea de volum, ceea ce determină lărgirea ferestrelor optice de transmisie în infraroşu. Întrucît atenuarea fluxului energetic în zonele spectrului $\tau(\lambda)$ acoperite de benzile de absorbţie poate atinge 80%, caracteristica de sensibilitate spectrală a receptorului de radiaţie folosit în sistemul SCOD trebuie să corespundă zonei spectrale în care există o fereastră optică.

1.5 Dispozitive optice utilizate în sistemele SCOD

1.5.1 Consideratii generale

Dispozitivele optice utilizate în sistemele SCOD sunt destinate pentru amplificarea iluminării energetice a radiaţiei captate şi focalizarea acesteia pe suprafaţa sensibilă a receptorului de radiaţie.

Elementele dispozitivelor optice folosite în domeniul infraroşu al spectrului electromagnetic, în principiu nu diferă de elementele dispozitivului optic folosit în vizibil.
Singura diferenţă care apare, o reprezintă materialele optice utilizate. Acestea trebuie să prezinte un coeficient de transmisie sau de reflexie foarte bun pentru razele infraroşii.

Faţă de dispozitivele optice care lucrează în vizibil, sistemele SCOD nu trebuie să prezinte o putere de rezoluţie la fel de bună, ceea ce determină o simplificare considerabilă a schemei constructive a părţii optice a sistemului SCOD.

Întrucât radiaţia emisa de obiectele din teren se propagă în toate direcţiile, sistemul optic va capta numai o anumită fracţiune din această radiaţie, pe care o focalizează pe suprafaţa sensibilă a receptorului.

Pentru a evalua calităţile sistemului optic care lucrează cu un receptor de radiaţie se foloseşte mărimea numită *coeficent de amplificare optică.* Acest coeficient caracterizează eficacitatea cu care este utilizată radiaţia optică captată de sistemul optic de către receptorul de radiaţie.

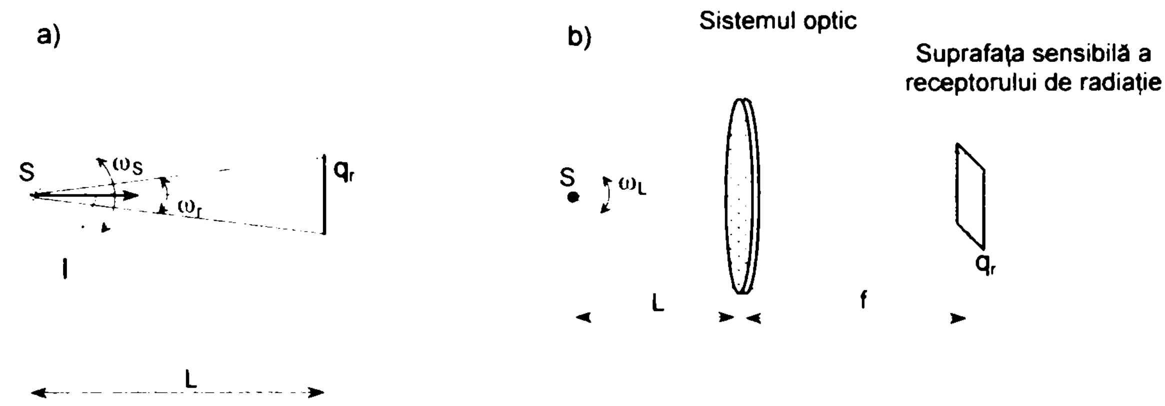
Se consideră o sursă radiantă de intensitate I, care se află la distanţa L de suprafata sensibilă q_r a receptorului de radiaţie. Fluxul energetic incident pe suprafaţa receptorului este

$$\Phi_r = I\omega_r = I\frac{q_r}{L^2},$$

iar fluxul emis de sursă în unghiul solid ω_S este $\Phi_S = I\omega_S$. Dacă sursa de radiaţie se află la o distanţă mare faţă de receptor, rezultă că raportul ω_r/ω_S este mic, ceea ce semnifică un flux incident la suprafaţa receptorului mic.

Pentru a mări raportul Φ_r/Φ_S se foloseşte un sistem optic (fig.1.15).

Fig.1.15



În acest caz, fluxul incident asupra sistemului optic este $\Phi_L = I\omega_L$ şi neglijând pierderile în sistemul optic, se poate considera că întreaga cantitate de flux ajunge la receptor, deci $\Phi_L = \omega_L/\omega_r\,\Phi_r = k\Phi_r$. Marimea k caracterizează eficacitatea sistemului optic la iluminarea energetică a receptorului de radiaţie.

Coeficientul de amplificare optică se poate scrie sub forma

$$k = \frac{\omega_l}{\omega_r} = \frac{S_l}{q_r} ,$$

unde S_L este aria suprafeţei pupilei de intrare a sistemului optic. Dacă se consideră că sistemul optic are coeficientul de transmisie τ, se obţine coeficientul de amplificare optică

$$k = \tau\frac{S_l}{q_r} .$$

Coeficientul k poate avea valori cuprinse între 25...50.000. Pentru un sistem optic cu diametrul pupilei de intrare D = 10cm, şi k = 25, rezultă suprafaţa receptoare q_r= 3,14cm^2, iar dacă k = 50.000, rezultă q_r = 0,157cm^2.

Dispozitivele optice folosite în sistemele SCOD se împart in trei grupe:

- *dispozitive optice cu lentile*, format numai cu lentile. În acest caz, fluxul incident traverseaza medii cu indici de refracţie diferiţi;
- *dispozitive optice cu oglinzi*, formate numai cu oglinzi. Fluxul incident traversează dispozitivul optic numai datorită reflexiilor produse pe una sau mai multe oglinzi;
- *dispozitivele optice mixte*, formate din lentile şi oglinzi.

Dispozitivele optice cu lentile se compun din una sau mai multe lentile (sau combinaţii de lentile). Dacă focarele a două sisteme de lentile coincid, se obţine un *sistem telescopic*, folosit pentru observarea obiectelor termoradiante îndepărtate. Pentru sistemele optice care lucrează cu un receptor de radiație este necesar să se cunoască iluminarea energetică a imaginii produsă de fluxul energetic incident. Fluxul emis de suprfața S a sursei termoradiante (fig.1.16) este $\Phi = BS\omega\cos\alpha$, unde B este strălucirea energetică a suprafeței sursei și α – unghiul format de direcția de propagare a razelor infraroșii și normala la suprafața S. Dacă distanța L este mare, se poate considera cosα ≈ 1. (sistemul optic captează fascicule care se propagă în vecinătatea axei optice).

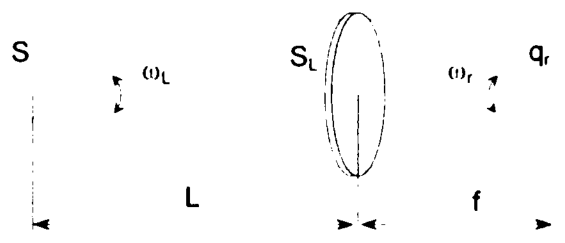


Fig. 1.16

La propagarea razelor infraroșii prin sistemul optic, datorită pierderilor prin reflexie și absorbție, fluxul energetic incident se micșorează, astfel că la suprafata sensibilă a receptorului ajunge $\Phi_r = BS\omega_L\tau$, unde ω_L este unghiul solid sub care se vede pupila de intrare a sistemului optic din centrul sursei de radiație. Notînd cu ω_r unghiul solid sub care se vede pupila de intrare a sistemului optic și cu B_r – strălucirea energetică din planul imagine, rezultă $\Phi_r = B_r\omega_r q_r$, sau după efectuarea calculelor, se obține

$$B_r = \tau B\frac{S}{q_r}\frac{\omega_r}{\omega_L} = \tau B,$$

relație ce evidențiază faptul că stralucirea din planul imagine este determinată numai de strălucirea obiectului si de coeficientul de transmisie al sistemului optic și nu depinde de nici un alt parametru al sistemului optic, sau de distanța obiect – imagine. Pentru a obține o strălucire bună a imaginii termice a obiectului trebuie ca transmisia sistemului optic τ să fie cât mai apropiată de unu în domeniul spectral infraroșu. De asemenea, sistemul optic în infraroșu trebuie să fie format dintr-un număr mic de componente optice, pentru ca pierderile prin reflexie și absorbție să fie minime.

Iluminarea energetică a imaginii termice este

$$E_r = \frac{\Phi}{q_r} = \frac{BS\omega_L\tau}{q_r} = B\tau\frac{S_L}{f^2}$$

de unde rezultă că iluminarea energetică în planul imagine este proporționala cu strălucirea B a obiectului și unghiul solid ω_L sub care se vede pupila de intrare a sistemului optic din centrul suprafeței S. Relația de mai sus se poate scrie sub forma

$$E_r = \frac{\pi}{4}B\tau\left(\frac{D_L}{f}\right)^2. \tag{1.8}$$

Raportul D/f reprezintă deschiderea relativă a sistemului optic, iar $(D/f)^2$ – puterea luminoasă a sistemului optic. Pentru a obține o iluminare energetică cât mai bună a imaginii termice este necesar ca raportul D/f >1 (să fie supraunitar), dar pentru a obţine detalii cât mai multe in imagine, sistemul optic trebuie corectat, adică trebuiesc folosite mai multe lentile, ceea ce in final duce la micşorarea coeficientului τ. Rezultă că o iluminare bună nu se poate obţine folosind obiective cu deschidere relativă mare, ci numai în cazurile în care D/f < 1.

1.5.2 Dispunerea optima a discul modulator

Majoritatea obiectivelor folosite în sistemele SCOD au în planul focal dispus un disc modulator care modulează fluxul incident la suprafaţa receptorului. În acest caz receptorul se dispune la o anumită distanţă faţă de planul focal al obiectivului (fig. 1.17).

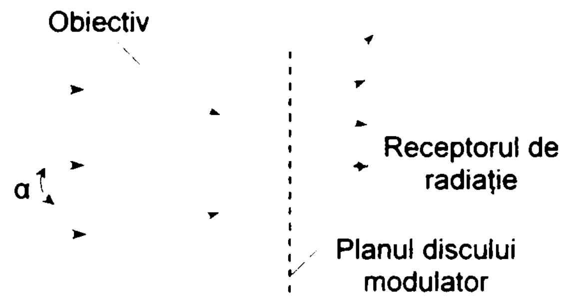


Fig. 1.17

Dacă sursa de radiaţie este deplasată în raport cu axa optică a sistemului, fasciculul de raze incidente la pupila de intrare va fi înclinat cu unghiul α faţă de această axă şi o parte din razele fasciculului vor trece pe lângă montura receptorului, determinând pierderi considerabile de energie radiantă. Pentru a capta si aceste raze este necesar să se mărească suprafaţa sensibilă a receptorului, însă această mărire de suprafaţă va înrăutăţi caracteristica de sensibilitate a sistemului. Acest inconvenient este înlăturat prin întroducerea unei lentile suplimentare, numită condensor. Condensorul poate fi format dintr-o singură lentilă sau dintr-un ansamblu de lentile. Daca centrul focar al condensorului coincide cu centrul focar al obiectivului, ansamblul optic format se comportă ca un sistem optic telescopic.

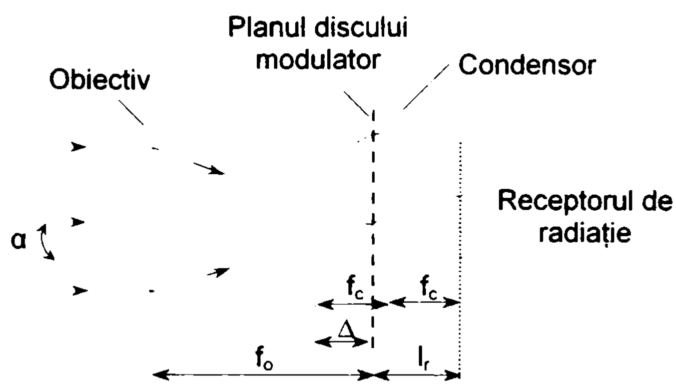


Fig.1.18

Studiind mersul razelor prin sistem (fig.1.18) se observă că după trecerea de condensor acestea sunt focalizate în limitele suprafeţei unui cerc indiferent de înclinare lor faţă de axa optică. În acest mod, condensorul permite micşorarea suprafeţei sensibile a receptorului de radiaţie şi, în acelaşi timp, asigură o iluminare energetică constantă pe această suprafaţă, indiferent de poziţia sursei de radiaţie faţă de axa optică a sistemului (în limitele unghiului de câmp al sistemului optic).

Funcţionarea optimă a receptorului de radiaţie este asigurată dacă fasciculul de raze incident la pupila de intrare acoperă permanent circa 90% din suprafaţa sensibilă a acestuia.

Sistemul optic din fig.1.18 prezintă un gabarit minim pentru $f_c = \Delta$, adică condensorul este dispune în planul focal al obiectivului.

Dacă sunt cunoscute: - distanţa focală f_o şi diametrul d_o ale obiectivului; - distanţa focală f_c a condensorului, din [K5] rezultă următoarele mărimi

- diametrul condensorului $d_c = 2 f_o tg\alpha$;

- diametrul suprafeţei receptorului $d_r = d_c \dfrac{f_c}{f_o - f_c}$;

- distanţa la care se dispune receptorul faţă de condensor $l_r = \dfrac{f_c . f_o}{f_o - f_c}$.

Aceste formule sunt folosite la dimensionarea preliminară a sistemului optic deoarece în planul focal al obiectivului se dispune elementul modulator.

1.5.3 Particularităţi constructive ale obiectivelor în infraroşu

Suprafaţa sensibilă a receptorului poate fi micşorată considerabil dacă este folosit un *condensor cu imersie* (fig.1.19). În acest caz, strălucirea în planul imagine se calculează cu $B' = (n'/n)^2 \tau . B = n'^2 \tau . B$, deci creşte de n'^2 faţă de cazul în care între suprafaţa receptorului şi lentila condensorului ar fi existat un strat de aer.

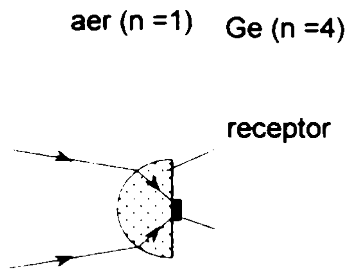


Fig. 1.19

Întrucît obiectele din teren se află la o distanţă apreciabilă faţă de sistemul optic, fasciculele de raze infraroşii provenite de la aces[illegible] a un[illegible] r[illegible]i [illegible]'e'. În [illegible], [illegible]bi[illegible]ivul sistemuiui formează în planul său focal numai o imagine de difracţie, sub forma unei pete circulare (difracţia Fraunhofer). Circa 85% din cantitatea totală de energie radiantă care traversează obiectivul se concentrează în zona centrală a petei formînd un cerc cu raza unghiulară $\vartheta = 1.22 \dfrac{\lambda}{d_o}$ şi raza liniară $r = 1{,}22 \lambda \dfrac{f_o}{d_o}$, unde d_o este diametrul monturii obiectivului, f_0 – distanţa focală şi λ – lungimea de undă a unei unde monocromatice ce compune fasciculul incident. Deoarece mărimile f_0 şi d_0 sînt constante pentru un sistem dat, toate obiectele din teren vor fi redate în planul imagine prin cercuri de difracţie de acelaşi diametru $2r$, dar de străluciri diferite funcţie de mărimea fluxului energetic primit de la fiecare obiect, proporţional cu stralucirea şi mărimea suprafeţei obiectului.

Schemele optice cu oglinzi concave sau convexe (de formă sferică, parabolică, eliptică sau hiperbolică) asigură realizarea unei construcţii optice simple, compacte cu un coeficient de transmisie foarte bun şi cu absenţa aberaţiilor cromatice. Toate sistemele optice cu oglinzi pot fi reduse la patru scheme tipice, în care oglinda cu diametrul cel mai mare este o oglindă concavă, numită *oglindă principală*, iar celelalte oglinzi, numite *secundare*, se dispun în faţa oglinzii principale formînd sistemele *antefocale*, sau după focarul principal, formînd sistemele *postfocale*. Rolul oglinzilor secundare este de a lungi sau de a scurta distanţa focală a sistemului şi de a forma un fascicul de raze convergent sau paralel dincolo de oglinda principală.

Sistemele optice oglindă – lentilă îmbină toate avantajele pe care le prezintă lentilele, cît şi oglinzile în formarea unor imagini lipsite de aberaţii. Asemenea sisteme se mai numesc şi *catodioptrice*. În sistemele optice mixte lentila corectoare este folosită pentru micşorarea aberaţiilor de sfericitate. Lentila corectoare înclină diferit razele incidente la oglinda principală, astfel încît acestea converg într-un singur punct de pe axa optică. La un asemenea sistem, pentru o deschidere relativă de 1:1 şi un unghi de cîmp de 25^{0}, aberaţia de sfericitate nu depăşeşte 1mrad, iar aberaţiile de comă şi astigmatism sunt neglijabile. Cu toate acestea aberaţiile condiţionate de curbura cîmpului nu se reduc şi o imagine clară se obţine numai pe o suprafaţă sferică, numită suprafaţă focală. Din aceste motive, suprafaţa sensibilă a receptorului tip matrice linie sau dreptunghi folosit în sistemele cu oglinzi sferice prezintă o formă sferică identică cu suprafaţa focală a sistemului.

1.6 Receptorul de radiaţie

1.6.1 Consideratii generale

Receptorul de radiaţie este destinat conversiei energiei radiante captate de sistemul optic în semnal electric. Receptorul de radiaţie reprezintă cel mai important element al sistemului SCOD, deoarece el face legătura între partea optică şi cea electronică a sistemului şi prin caracteristicile sale, în principal, impune performanţele sistemului în ansamblu.

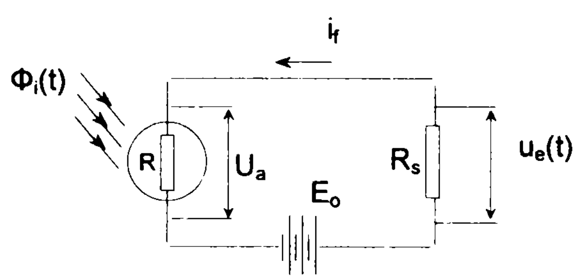


Fig. 1.20

Deoarece receptorul de radiaţie este un transformator de energie, el poate fi analizat ca un element prevăzut cu o intrare caracterizată prin suprafaţa captatoare de arie q_r, numită suprafaţă sensibilă a receptorului, asupra căreia se aplică fluxul radiant incident Φ_i şi un circuit de ieşire în care se obţine o mărime de natură electrică sub forma unei tensiuni, curent sau impedanţă electrică.

Detecţia sau conversia semnalului optic $\Phi_i(t)$ (fluxul incident la suprafaţa receptorului modulat prin scanare sau cu o diafragmă modulatoare) în semnal electric $u_s(t)$ se realizează cu o schemă (fig. 1.20.) care conţine receptorul de radiaţie R, o sursă de tensiune constantă E_o, necesară fixării punctului de funcţionare şi o rezistenţă de sarcină R_S la bornele căreia se culege semnalul de ieşire $u_s(t)$.

Principala caracteristică a receptoruli de radiaţie este *caracteristica fotoelectrică* $i_f = f(\Phi_i)$ şi exprimă dependenţa curentului fotoelectric al receptorului funcţie de fluxul incident $\Phi_i(t)$.

În regim de funcţionare dinamică curentul fotoelectric este o funcţie de fluxul incident $\Phi_i(t)$ şi de tensiunea variabilă U_a aplicată la bornele receptorului $i_f = f(\Phi_i, U_a)$. Componenta variabilă a acestui curent este

$$di_f = \frac{\partial i_f}{\partial \Phi_i}.d\Phi_i + \frac{\partial i_f}{\partial U_a}.dU_a = S.d\Phi_i + g.dU_a,$$

unde S reprezintă sensibilitatea integrală (statică) a receptorului şi $g = 1/r_i$ – conductanţa receptorului (r_i – rezistenţa internă a receptorului). Deoarece $dU_a = -R_s di_f$, rezultă

$$di_f = S.d\Phi_i - gR_s di_f,$$

sau

$$di_f = \frac{S}{1+gR_s}.d\Phi_i = S_d.d\Phi_i, \qquad (1.9)$$

unde S_d reprezintă sensibilitatea receptorului în regim dinamic. Este evident că $S_d < S$, adică sub acţiunea fluxurilor variabile sensibilitatea receptorului se micşorează. Tensiunea la ieşirea schemei de detecţie este

$$u_e(t) = R_s di_f = R_s S_d = m\Phi_o,$$

unde $m = \Delta\Phi/\Phi_o = (\Phi_M - \Phi_m)/\Phi_o$ este *gradul de modulaţie* ($0 < m < 1$).

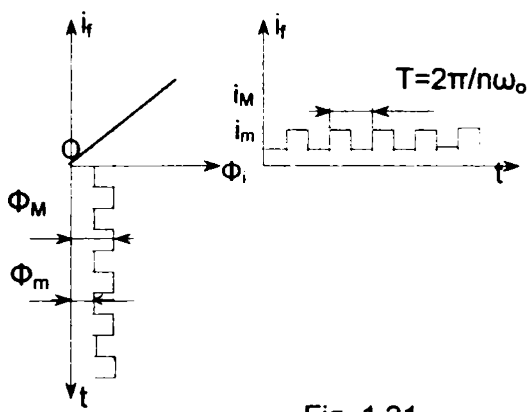


Fig. 1.21

Din relaţia obţinută rezultă că tensiunea de ieşire a schemei de detecţie a fluxului incident depinde de gradul de modulaţie m, de rezistenţa de sarcină R_s şi este independentă de tensiunea de alimentare E_o.

Pentru variaţii mici ale fluxului incident $\Phi_i(t)$ caracteristica fotoelectică reprezintă o dreaptă (fig.1.21) cu panta S_d (sensibilitate dinamică integrală). Punctul de funcţionare a schemei de detecție se alege la mijlocul domeniului de variație a fluxului incident (Φ_M + Φ_m)/2 (variația fluxului modulat $\Delta\Phi = \Phi_M - \Phi_m$ trebuie să se afle pe porțiunea liniară a caracteristicii).

Fluxul modulat $\Phi_i(t)$ poduce la ieşirea receptorului un curent pulsatoriu. Spectrul curentului $i_f(t)$ conține o componentă continuă şi armonici impare, rezultate din descompunerea în serie Fourier

$$\Phi_i(t) = \frac{\Phi_o}{2} + \frac{2\Phi_o}{\pi}\sum_{k=1}^{\infty}\frac{1}{2k+1}\sin[(2k+1\}n\omega_o t], \qquad (1.10)$$

unde Φ_o este fluxul incident pe suprafața discului modulator, n – numărul de elemente transparente (sau opace) ale discului şi ω – viteza unghiulară de rotație a discului modulator.

Transformarea fluxului în curent fiind liniară (detecție liniară), curentul fotonic obținut are acelaşi spectru ca şi fluxul $\Phi_i(t)$. Pentru a înlătura armonicile cu frecvențe $\omega > n\omega_o$, curentul $i_f(t)$ este filtrat cu ajutorul unui filtru simplu format din condensatorul C şi rezistența R (fig.1.22).

La ieşirea filtrului se obține tensiunea sinusoidală

$$u_m(t) = k\left(\frac{\Phi_o}{2} + \frac{2\Phi_o}{\pi}\sin n\omega_o t\right),$$

care, în funcție de tipul de modulație folosit va conține informația dorită în amplitudinea, frecvența sau faza semnalului.

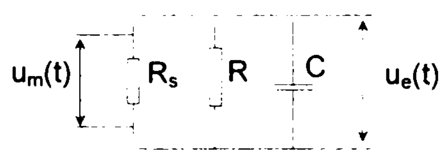


Fig. 1.22.

1.6.2 Particularitățile de lucru ale receptorului de radiatie

Elementele receptoare utilizate în sistemele SCOD trebuie să îndeplinească, în general, următoarele condiții:

- să prezinte o caracteristică de sensibilitate spectrală apropiată ca formă şi spectru cu caracteristica de radiație spectrală a țintei;
- să posede o sensibilitate integrală mare;
- să aibă un nivel redus al zgomotelor proprii;
- fotocurentul să prezinte o variație liniară funcție de fluxul incident, într-un domeniu spectral cît mai mare;
- amplitudinea semnalului de ieşire să depindă puțin de frecvența de modulație a fluxului incident (receptorul trebuie să prezinte o constantă de timp cît mai mică).

Cele mai folosite elemente receptoare pentru descoperirea şi localizarea surselor termoradiante sunt dispozitivele semiconductoare ca: fotorezistența, fotodioda şi fototranzistorul.

În unele cazuri speciale sunt folosite diodele *p-i–n*, fototranzistorii cu efect de cîmp sau alte structuri fotoreceptoare de tipul *p-n-p-n*.

Fotorezistența reprezintă cel mai simplu dispozitiv fotoreceptor, a cărui funcționare se bazează pe variația conductivității electrice a unui strat subțire semiconductor sub acțiunea radiației optice. Rezistența electrică a stratului semiconductor se modifică sub acțiunea fotonilor conținuți în fluxul incident, sau cu temperatura ca urmare a generării purtătorilor liberi (electron-goluri). În absența fluxului incident fotorezistența este parcursă de un curent mic, numit *curent de întuneric*.

Fotodioda reprezintă o joncțiune *p-n* polarizată invers, în care curentul invers este modulat de fluxul radiant incident. Construcția diodei asigură ca partea cea mai mare din radiația incidentă să pătrundă pînă la regiunea *p-n*, unde fiind absorbită, sunt generate perechi de purtători de sarcină. Numai fotonii cu energia $h\nu$ mai mare sau egală cu lărgimea ΔE a benzii interzise vor fi capabili să producă tranziția electronilor din banda de valență în banda de conducție, adică să formeze perechi electroni-goluri. Deoarece radiațiile infraroșii au lungimi de undă mari ($\lambda > 0{,}76\mu m$), fotonii conținuți în aceste fluxuri posedă energii relativ mici. Din aceste motive, semiconductoarele folosite în infraroșu trebuie să prezinte o energie ΔE de formare a perechilor electroni-goluri mică. Cele mai folosite materiale sunt sulfurile, telurile și selenurile diferitelor elemente. Pentru domeniul infraroșu cele mai utilizate materiale sunt sulfura de plumb (PbS), telura de plumb (PbTe), selenura de plumb (PbSe), precum și siliciul, germaniul, etc.

Creșterea sensibilității elementului fotoreceptor presupune micșorarea curentului de întuneric. Întrucît acesta depinde de temperatura și aria joncțiunii *p-n*, în sistemele SCOD sunt folosiți fotoreceptori cu aria suprafeței sensibile de ordinul $100\mu m \times 100\mu m$ și cu temperatura de lucru pînă la $-220^{\circ}C$ obținută cu ajutorul unor instalații speciale de răcire. În sistemele de scanare sunt folosite dispozitive fotoreceptoare cu transfer de sarcină (CCD) executate sub formă microminiaturizată și integrate în diferite ansambluri numite *matrici de receptori* dispuși în linie, în dreptunghi sau pătrat.

Dispozitivele CCD se realizează sub forma unor structuri integrate MOS cu mai mulți electrozi poartă (pînă la 1024×1024). Această structură permite transformarea semnalelor optice în semnal electric. Fluxul radiant incident la suprafața matricii de microreceptori pătrunde printre electozii poartă și provoacă în interiorul materialului semiconductor generarea intensă de perechi electroni-goluri, care se vor acumula în gropile de potențial din dreptul porților polarizate corespunzător. Mărimea sarcinii acumulate în groapa de potențial este proporțională cu intensitatea locală a fluxului radiant incident. În acest mod, în interiorul semiconductorului se obține o distribuție de sarcină electrică identică cu distribuția de strălucire din planul imagine.

După un timp oarecare (cel puţin două constante de timp ale microreceptorului) sarcina spaţială este deplasată sub acţiunea impulsurilor de tact spre dispozitivul de citire. La ieşirea acestuia se obţine o anumită succesiune de impulsuri cu diferite amplitudini, a căror înfăşurătoare formează un semnal video supus prelucrării electronice pentru a obţine informaţiile dorite. Viteza de citire a matrici este determinată de viteza de explorare a spaţiului obiect.

1.7 Concluzii şi contribuţii originale

Primul capitol este destinat unei succinte prezentări a tuturor sistemelor de localizare a surselor termoradiante, cu evaluarea avantajelor şi neajunsurilor acestora. Se defineşte sistemului SCOD ca un sistem optoelectronic capabil să asigure căutarea, descoperirea, identificarea si localizarea automată a surselor (obiectelor sau tintelor) termoradiante din teren, care au anumite caracteristici geometrice si de radiatie, pe baza radiatiei captate.

Este prezentată schema de principiu a sistemului SCOD şi se explica, intr-o maniera simplificata, transmisia semnalului optic de la sursa termoradianta la receptorul de radiatie, conversia acestuia în semnal electric si prelucrarea electronica in vederea obtinerii informaţiei dorite – localizarea sau determinarea poziţiei sursei termoradiante.

Sunt prezentate principalele elemente componente ale sistemului SCOD şi elementele care influenteaza functionarea acestuia, precum si interactiunea care apare între aceste elemente pentru a asigura transmisia optimă a semnalului purtator de informatii. Urmind sensul acestei transmisii sunt analizate probleme referitoare la:

- sursele de radiaţie în infraroşu;
- descoperirea surselor termice prin procedee optice;
- localizarea surselor termice;
- propagarea radiaţiei infraroşii în atmosferă;
- dispozitive optice utilizate în sistemele SCOD;
- dispozitivele de recepţie şi conversie a radiaţiei infraroşii, precum si performantele si particularitatile constructiv – functionale ale acestora.

In lucrare sunt prezentate şi analizate sisteme care rezolvă problema localizării unei surse termoradiante prin procedee optice. Aceste procedee constau in descompunerea spatiului obiect folosind metoda de scanare, sau a spatiului imagine format de sistemul optic, folosind metoda analizei spaţiului imagine si transformarea distributiei spaţiale de stralucire energetica, cu ajutorul receptorului de radiatie, intr-un semnal electric cu variatie temporala. În acest caz localizarea sursei termoradiante este posibila intrucit intre distributia spatiala de stralucire b(x,y) si marimea temporala u(t) formata exista o legatura functionala univoca.

Contributii: În cap.1 se trateaza o temă de mare actualitate, si anume, determinarea cordonatelor unei surse termoradiante din teren in raport cu un sistem de referinta dat, folosind procedee de modulatie optică a fluxului energetic radiant captat de un sistem optic.

Tema abordată reprezintă o aplicaţie a fenomenului de radiaţie termică a corpurilor. Pe baza particularităţilor acestui fenomen şi a proprietăţilor sistemului optic în transmisia radiaţiei captate, sunt elaborate: un model matematic care rezolvă problema poziţiei surse termice şi un sistem tehnic SCOD care asigură determinarea automată a coordonatelor sursei termice. O particularitate esenţială a metodei prezentate, o reprezintă faptul că, ea asigură localizarea surselor termice numai pe baza radiaţiei emise de aceasta, independent de alte surse de informaţii.

De si studiul teoretic si relatiile matematice care stau la baza fenomenului de radiaţie termică au fost stabilite la inceputul anului 1900, cunoştintele din domeniul infrarosu nu s-au cristalizat decit in ultimile decenii, şi anume, odată cu dezvoltarea componentelor electronice, optoelectronice, şi in mod deosebit a tehnicii de calcul. Din aceste motive, tratarea problematicii din cap.1 şi a celorlalte capitole ale lucrării au necesitat studiul unui amplu material bibliografic, analizat critic şi competent, sistematizarea cunoştinţelor dobândite şi prezentarea lor într-o formă unitară şi originală.

De asemenea, problematica tratată în cap.1 sintetizeaza atât contribuţiile autorului ca rezultat al studiilor şi experienţei proprii în exploatarea echipamentelor în infrarosu, precum şi cele mai recente realizari in domeniul optoelectronicii. Preocuparile autorului au vizat, in primul rand, folosirea unei metode unitare în prezentarea şi evaluarea sistemelor SCOD, amintindu-se problematica terminologiei specifice domeniului, a caracteristicilor şi parametrilor sistemului. Complexitatea sistemelor SCOD, cu multe regimuri de functionare, au conditionat necesitatea tratării teoretice generale a problemelor privind descoperirea surselor, independent de constructia si functionarea lor.

Bibliografie: [A1], [A3], [C2], [C5], [C6], [C7], [C9], [C12], [D2], [D8], [D9], [D10], [D14], [D15], [D16], [D17], [D21], [D24], [G3], [G6], [G18], [H1], [H4], [H5], [I1], [I3], [K3], [K5], [L1], [L2], [L3],[M2], [M4], [N2], [N4], [N7], [N10], [P8], [R1], [S1], [S2], [S3], [S5], [S11], [S13], [V1], [Z3], [Z4].

CAP. 2

FENOMENUL DE RADIAŢIE TERMICĂ

2.1 Consideraţii fundamentale privind radiaţia termică

Radiaţia termică reprezintă o emisie continuă de energie a suprafeţei oricarui corp aflat la o temperatură mai mare de 0K. Energia emisă, numită *energie radiantă,* este datorată agitaţiei termice a microsistemelor atomice (atomi, molecule, ioni etc.) sau microsurselor care alcatuiesc suprafaţa corpului. Într-o sursă macroscopică exista un numar foarte mare de microsurse (de ordinul $10^{15}cm^{-2}$), fiecare emiţând într-un timp de aproximativ 10^{-8}sec. o undă elementară, caracterizată de amplitudine, frecvenţă, stare de polarizare şi direcţie de propagare riguros determinate. Unda emisă de sursa macroscopică va fi o undă electromagnetică nepolarizată (naturală), rezultată din suprapunerea undelor elementare emise de fiecare microsursă în parte. Din aceste motive, analizată macroscopic, radiaţia termică este de natură electromagnetică, se propagă în mediul înconjurator sub formă de undă electromagnetică, cu viteza luminii în vid, producând fenomene de reflexie, refracţie, difracţie şi absorbţie atunci când intalneşte alte corpuri.

Radiaţia termică se deosebeşte de alte tipuri de radiaţie prin mecanismul de excitaţie al "sistemului emiţător de radiaţie". În cazul fenomenelor de radiaţie termică, sistemul emiţător este reprezentat de microsistemele atomice (microsurse) care transformă energia termică a corpului în energie radiantă. Procesul prin care se realizează această transformare este asigurat de oscilaţia termică a microsistemelor ce constituie suprafaţa corpului.

Pentru a descrie şi explica fenomenul de radiaţie termică la nivelul structurii materiale, în decursul timpului s-au impus doua moduri de reprezentare a microsistemelor atomice aflate în oscilaţie termica şi s-au dezvoltat două teorii: *teoria cuantică* si *teoria electromagnetică*.

2.1.1 Teoria cuantică

Procesele elementare care condiţionează radiaţia termică se pot explica numai dacă se admite că microsistemele ce constituie suprafaţa corpurilor se comportă ca oscilatori armonici elementari. Fiecare oscilator elementar emite sau absoarbe în unitatea de timp o cantitate de energie radiantă ce este un multiplu întreg al cantităţii de energie elementară $h\nu$. De fapt, aceasta a fost ipoteza formulată de Planck (1900) la stabilirea legii de radiaţie a corpului negru. Astfel, Planck a presupus ca energia fiecărui oscilator elementar nu poate avea orice valoare, ci numai anumite valori date de relatia

$$\varepsilon_n = nh\upsilon \qquad (2.1)$$

unde υ este frecvenţa de oscilatie a oscilatorului elementar, dependentă de temperatura absolută a corpului, $h = 6{,}62.10^{-34} Js$ – constanta lui Planck, iar n – numar cuantic.

Din relatia (2.1) rezulta că energia oscilatorului este *cuantificată*, adică oscilatorul nu emite şi nu absoarbe radiaţie în mod continuu, ci doar în mod discret, luand valori care reprezintă multipli întregi ai cantitaţii elementare $h\nu$, numită *cuantă de energie*.

Întrucat energia unei cuante este foarte mică, la scara macroscoică fenomenele de emisie sau absorbţie de energie radiantă prin cuante de energie sunt neperceptibile pentru orice receptor de radiaţie.

Pentru a descrie formal mecanismul de emisie a unui microsistem atomic se poate utiliza modelul atomic a lui Bohr. Potrivit acestui model electronii se mişcă în jurul nucleului pe orbite circulare sau eliptice, formând invelişul electronic, cu o sarcină electrica negativă egală cu sarcina pozitivă a nucleului.

Dacă nu primeşte şi nu cedează energie, electronul se menţine pe o orbita distinctă şi bine determinată, careia îi corespunde energia ε_n. Pentru ca electronul să treacă pe o orbită mai îndepartată de nucleu, corespunzator energiei ε_m, el trebuie să primească o energie egala cu $\Delta = \varepsilon_m - \varepsilon_n$. Atomii la care unul sau mai mulţi electroni au trecut pe orbite superioare, devin *atomi excitaţi*. Atomii excitaţi *spontan* datorită agitaţiei termice sau *stimulaţi* de prezenţa unei radiaţii exterioare revin în stare iniţială şi emit o radiaţie de frecvenţă

$$\upsilon = \frac{1}{nh}(\varepsilon_m - \varepsilon_n), \qquad (2.2)$$

în care ε_m este energia stării excitate, iar ε_n - energia uneia dintre stările stabile.

Radiația emisă $(\varepsilon_m \geq \varepsilon_n)$ sau radiația absorbită $(\varepsilon_m \leq \varepsilon_n)$ este o radiatie *monocromatica*, de frecventa υ conform relației (2.2) și de energie

$$\Delta\varepsilon = |\varepsilon_m - \varepsilon_n| = nh\upsilon . \qquad (2.3)$$

Radiația emisă de suprafața corpului, pe o anumită direcție, este o radiație *policromatică* rezultată din suprapunerea radiațiilor monocromatice emise de fiecare microsistem pe direcția considerată.

Trebuie subliniat ca Planck a cuantificat energia radiantă la emisie, dar a continuat să presupună că propagarea acesteia se face sub forma de undă electromagnetică.

Einstein (1905) pentru a explica fenomenul fotoelectric formulează o ipoteză remarcabila: energia emisă de un oscilator armonic elementar se propagă în mediu în cantități precise de energie, numite *fotoni*. Energia unui foton este dată de relația $\varepsilon = h\upsilon$.

Astfel, Einstein consideră că radiația emisa de sursa pe o anumită direcție este constituita din fotoni care se propagă în spațiu sub forma unui flux de fotoni și nu ca o undă electromagnetică, deci radiația emisă de o structură materială are o natură *corpusculară*.

2.1.2 Teoria electromagnetica

Natura electromagnetică a radiației și propagarea acesteia sub formă de undă electromagnetică au fost stabilite cu ajutorul teoriei clasice a fenomenelor electromagnetice (teoria electromagnetică a luminii – Maxwell 1865 și teoria microscopică a fenomenelor electromagnetice sau teoria electronilor – Lorentz 1895). În conformitate cu teoria electronilor microsursele sunt neutre electric, însă datorită vibrației termice acestea se transformă în dipoli electrici oscilanți.

Astfel, într-un punct îndepartat, comportarea electrică a microsursele poate fi descrisă simplu și intuitiv pe baza *modelului dipolului electric oscilant*. Acest model este un sistem abstract, format din două sarcini electrice $-q$ si $+q$ dipuse la o distanță r foarte mică între ele și care prezinta un moment electric de dipol $\vec{p}$ egal cu momentul de dipol al microsistemului considerat

$$\vec{p} = q\vec{r}, \qquad (2.4)$$

cu $\vec{r}$ un vector de modul $|\vec{r}| = r$ orientat de la sarcina $-q$ spre sarcina $+q$.

Conform teoriei clasice dipolul va emite unde electromagnetice numai dacă momentul sau de dipol electric este variabil în timp.

Din relatia (2.4) rezultă două posibilităţi de radiaţie a dipolului:

– sarcina electrică este variabilă în timp şi r = const. Acest mod de radiaţie este specific sistemelor radiotehnice;

– sarcina electrică se păstrează constantă, în schimb vectorul $\vec{r}$ îşi modifică în timp atât mărimea, cât şi direcţia. Acest mod de radiaţie reprezintă unul din modurile posibile de emisie a microsurselor care alcatuiesc o structură materială. Considerând modelul lui Bohr pentru atomul de hidrogen (fig.2.1), se observă că electronul care se roteşte în jurul nucleului formează un dipol electric de moment $\vec{p} = q\vec{r}$, variabil în timp. Mişcarea pe o traiectorie circulară sau eliptică a electronului poate fi descompusă în două mişcării oscilatorii, de-a lungul a doua direcţii perpendiculare si defazate între ele cu $\pi/2$.

Aşadar, din punct de vedere electric, modelul analizat este echivalent cu doi dipoli electrici orientaţi după două direcţii perpendiculare şi ale căror oscilaţii sunt defazate. În regim variabil ($d\vec{p}/dt \neq 0$), câmpul electric din exteriorul fiecărui dipol va fi tot variabil şi conform ecuaţiilor lui Maxwell, determină un câmp magnetic variabil. Ansamblul de câmpuri variabile (electric si magnetic), care coexistă simultan, în orice punct din spaţiu, si se generează reciproc în timp, formează un *câmp electromagnetic*. Întrucat în procesul de generare a celor două câmpuri sunt cuprinse şi puncte vecine punctului considerat, câmpul electromagnetic “înaintează” în spaţiu sub formă de *undă electromagnetică*. Unda electromagnetică emisă de un dipol este o undă *liniar polarizată*. Unda emisă de modelul analizat este o undă eliptic polarizată, deoarece cele două unde componente sunt defazate cu $\pi/2$.

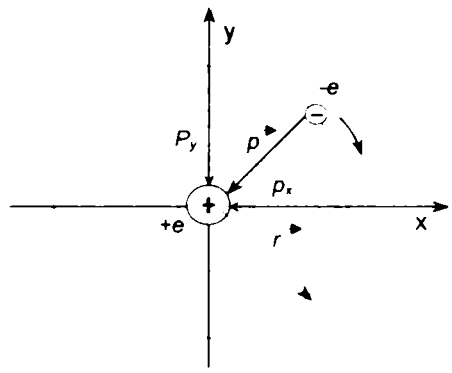


Fig.2.1

Trebuie subliniat că un dipol electric oscilant (sau orice sarcină electrică aflată în mişcare neuniformă) este însoţit întotdeauna de un câmp electromagnetic, însă un câmp electromagnetic poate exista independent de dipol (sursa), şi anume sub formă de undă electromagnetica. Aceasta se desprinde de dipol şi prin mecanismul de generare reciprocă a celor două câmpuri, se propagă în spaţiu, din aproape în aproape, cu viteza luminii şi pe distanţe foarte mari.

2.1.3 Modele de reprezentare a radiaţiei termice

În evoluţia sa istorica natura şi proprietăţile radiaţiei au fost explicate în diferite moduri, dar în final sau impus trei modele sau teorii:

– *Modelul cuantic* (Newton, Planck, Einstein ş.a) în care radiaţia este considerată un flux de fotoni, fiecare având o cantitate de energie $h\upsilon$ dependentă de frecvenţă. Acest model este utilizat în studiul fenomenelor de emisie si de absorbţie a radiaţiei la scara microscopică;

– *Modelul ondulatoriu* sau optica ondulatorie (Huygens, Fresnel, Maxwell ş.a) care explică fenomenele optice considerând radiaţia o undă.

Natura electromagnetică a radiaţiei şi propagarea acesteia sub formă de undă electromagnetică au fost stabilite de Maxwell pe baza ecuaţiilor câmpului electromagnetic. El a intuit şi a demonstrat teoretic că orice perturbaţie electromagnetică constând din câmpuri variabile în timp, se desprinde de corpul care o produce şi se propagă în spaţiu sub formă de undă electromagnetică, cu o viteză ce rezultă din constantele dielectrice ale mediului.

Astfel, conform teoriei lui Maxwell atât radiaţia termică, cât şi alte forme de radiaţie reprezintă manifestări electromagnetice unitare care se deosebesc între ele numai prin lungimea de unda. Modelul ondulatoriu se utilizează în studiul, la scară macroscopică, a fenomenelor de emisie şi a celor care apar în propagarea radiaţiei în diferite medii.

– *Modelul geometric* sau optica geometrică, în care propagarea radiaţiei prin diferite medii omogene, izotrope, separate de suprafeţe plane sau curbe este descrisă cu ajutorul *razelor*. Conceptul de rază este o reprezentare intuitivă a fasciculului îngust în care se propagă radiaţia, făcându-se abstracţie de natura fizică a acesteia.

– Modelul geometric se bazează pe patru legi care privesc:

– propagarea rectilinie a radiaţiei;

– independenţa fasciculelor radiante;

– reflexia si refracţia fasciculelor radiante la suprafaţa de separaţie a două medii.

Acest model se utilizeaza în studiul sistemelor optice.

2.2 Radiaţia unei microsurse considerate dipol electric

2.2.1 Ecuaţiile lui Maxwell

De la început trebuie subliniat faptul că, un studiu corect şi complet al radiaţiei emise de o microsursă se face numai pe baza modelelor cuantice si semicuantice. Totuşi, tratarea clasică a acestei probleme, folosind modelul dipolului electric oscilant, permite stabilirea unor relaţii importante între caracteristicile microsursei şi structura câmpului de radiaţie. În concepţie clasică "micosursa" reprezintă o distribuţie nestaţionară de sarcină electrică care produce într-un punct îndepartat un câmp electromagnetic de radiație. Acest câmp, într-o primă aproximație, poate fi considerat ca fiind datorat variației în timp a unui moment de dipol electric. Această echivalare a capacității de radiație a microsursei cu un dipol electric oscilant formează modelul dipolului electric oscilant.

O trasatură esențială a modelului dipolului electric oscilant o constituie faptul că, acesta evidențiază numai acele caracteristici și proprietăți ale microsursei care permit determinarea componentelor câmpului de radiație și studiul transmisiei energiei radiante în mediu sub formă de undă electromagnetică.

Mai mult, considerând sursele de radiație cu suprafață finită ca reprezentând un ansamblu de microsurse, se pot explica la scară macroscopică, atât cantitativ, cât și calitativ cele mai importante caracteristici și proprietăți ale radiației. In esență, studiul radiației emise de o microsursă, pe baza modelului dipolului electric oscilant, se reduce la determinarea marimilor $\vec{E}$ si $\vec{H}$ - componentele electrica si magnetica ale campului de radiatie, ca functii de spatiu si timp.

Componentele câmpului de radiație ale unei microsurse se determină cu ajutorul ecuațiilor lui Maxwell scrise sub forma diferențială

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \tag{2.5}$$

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \tag{2.6}$$

$$\nabla \vec{D} = \rho, \tag{2.7}$$

$$\nabla \vec{B} = 0, \tag{2.8}$$

unde $\vec{E}$ este intensitatea câmpului electric; $\vec{D}$ - inducția electrică; $\vec{B}$ - inducția magnetică; ρ - densitatea de sarcină electrică și $\vec{j}$ - densitatea curentului de conducție.

Vectorii $\vec{E}$ si $\vec{D}$, respectiv $\vec{B}$ si $\vec{H}$ caracterizează local aspectul electric, respectiv magnetic al câmpului electromagnetic.

În medii liniare, omogene și izotrope, fără polarizație și magnetizație permanentă, între vectorii $\vec{E}$ si $\vec{D}$, respectiv $\vec{B}$ și $\vec{H}$ exista relațiile

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E}, \tag{2.9}$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H}, \tag{2.10}$$

unde $\varepsilon = \varepsilon_o \varepsilon_r$, cu $\varepsilon_o = 10^{-9}/36\pi$ F/m, permitivitatea vidului și ε_r – permitivitatea relativă a mediului. Pentru vid și aer $\varepsilon_r = 1$;

$\mu = \mu_o \mu_r$, cu $\mu_o = 4\pi 10^{-7}\, H/m$, permeabilitatea magnetică a vidului si μ_r – permeabilitatea relativă a mediului. Pentru vid si aer $\mu_r = 1$.

În medii cu sarcini electrice în mişcare mărimile ρ şi $\vec{j}$ nu sunt îndependente, ci sunt legate prin forma locală a legii conservării sarcinii electrice

$$\nabla \vec{j} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0. \qquad (2.11)$$

În teoria sistemelor de ecuații cu derivate parțiale se arată că soluțiile $\vec{E}$ şi $\vec{H}$ sunt univoc determinate dacă se cunosc constantele ε şi μ, sursele ρ şi $\vec{j}$, condițiile la limită ale domeniului în care se calculează componentele câmpul şi condițiile inițiale.

Condițiile la limită reprezintă valorile $\vec{E}$ si $\vec{H}$ ca funcții de timp în punctele de pe frontiera domeniului considerat. Acestea pot fi formulate exact numai pentru cazuri concrete. În cazul radiației unei microsurse domeniul de integrare este spațiul infinit (o sferă a carei raza $R \to \infty$), deci câmpul electromagnetic este nelimitat în toate direcțiile şi, se admite că marimile vectorilor $\vec{E}$ şi $\vec{H}$ tind la zero ca şi $1/R^2$, când $R \to \infty$.

Condițiile inițiale sunt date de valorile $\vec{E}$ si $\vec{H}$ pentru un anumit moment de timp t_o, de obicei $t_o = 0$.

2.2.2 Modelul dipolului electric oscilant

Pentru determinarea câmpului de radiație produs de o microsursă se utilizează un model simplu (fig. 2.3), construit pe baza urmatoarelor ipoteze:

– microsursa este formată dintr-un numar finit de sarcini electrice elementare, distribuite în volumul foarte mic (*V*), închis de suprafața (Σ). Întrucat sarcinile pozitive (pozitronii) şi negative (electronii) sunt în cantități egale, microsursa este neutră electric;

– s_rcin_ elec_rică negativă _fl___ î_ ______o_u_ _o_umu_u_ (*V*) este într-o continuă mişcare, deci este caracterizată de o distribuție de sarcina de volum $\rho(\vec{r},t)$ şi de o densitate de curent $\vec{j}(\vec{r},t)$ ca funcții de punct şi de timp;

– mărimea $\rho(\vec{r},t)dv$ reprezintă sarcina conținută în volumul infinitizimal *dv*, a cărui poziție în raport cu sistemul de axe *Oxyz* este definită prin vectorul de poziție $\vec{r}$.

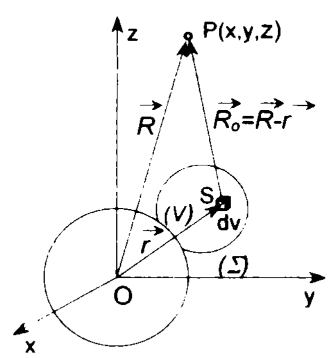


Fig. 2.3

Trebuie subliniat că la scara microscopică densitatea de sarcină prezintă variaţii în salt, de la un punct la altul, însă dimensiunile volumului *dv* sunt suficient de mari ca să cuprindă un numar semnificativ de sarcini şi suficient de mic în raport cu punctul îndepartat P (punct de observatie).

– sarcina electrica totala inchisa de suprafata Σ este

$$Q = \int_V \rho(\vec{r},t)dv. \tag{2.12}$$

Pentru o microsursă neutră electric integrala (2.12) este nulă.

2.2.3 Potenţialele electrodinamice ale dipolului electric oscilant

Câmpul de radiaţie produs de microsursă în punctul îndepartat *P* este determinat dacă sunt cunoscute componentele câmpului $\vec{E}$ şi $\vec{H}$ ca funcţii de punct şi de timp.

Vectorii $\vec{E}$ şi $\vec{H}$ se obţin cu ajutorul sistemului de ecuaţii (2.5) – (2.8).

Pentru simplificarea rezolvării acestui sistem de ecuaţii se exprimă vectorii $\vec{E}$ şi $\vec{H}$ prin intermediul a doua funcţii V (potenţialul scalar) şi $\vec{A}$ (potenţialul vector), numite potenţiale electrodinamice ale câmpului.

Din ecuaţia $\nabla\vec{B} = 0$, rezultă că există un vector $\vec{A}$, astfel că

$$\vec{H} = \frac{1}{\mu}(\nabla \times \vec{A}), \tag{2.13}$$

De asemenea, din ecuaţia (2.5) mai rezulta $\nabla\left(\vec{E} + \frac{\partial\vec{A}}{\partial t}\right) = 0$, ceea ce semnifică faptul că expresia $\vec{E} + \frac{\partial\vec{A}}{\partial t}$ este echivalentă cu un potenţial scalar

$$\vec{E} + \frac{\partial\vec{A}}{\partial t} = -\nabla V. \tag{2.14}$$

Pentru a determina univoc componentele câmpului, potenţialele V şi $\vec{A}$ trebuie să satisfacă condiţia de etalonare Lorentz

$$\nabla\vec{A} + \varepsilon\mu\frac{\partial V}{\partial t} = 0. \tag{2.15}$$

Expresiile potenţialelor electrodinamice în punctul P se determină cu integralele

$$V\left(\vec{R},t\right) = \frac{1}{4\pi\varepsilon}\int_\Omega \frac{\rho(\vec{r},t)}{R_o}dv, \tag{2.16}$$

$$\vec{A}(\vec{R},t)=\frac{\mu}{4\pi}\int_{\Omega}\frac{\vec{j}(\vec{r},t)}{R_o}dv, \tag{2.17}$$

unde $\vec{R}$ este vectorul de poziţie al punctului P în raport cu punctul O; $\vec{r}$ - vectorul de poziţie al elementului de volum dv din interiorul distribuţiei de sarcină considerată, iar $\tau = t - \frac{R_o}{c}$, timpul de retardare, adică timpul necesar perturbaţiei electromagnetice produse în interiorul volumului elementar dv, să parcurgă distanţa R_o până la punctul P, cu viteza finită c.

Întrucât $R > r$, se poate scrie

$$\left|\vec{R}_o\right| = \left|\vec{R}-\vec{r}\right| \approx R\left(1-\frac{\vec{r}.\vec{R}}{R^2}\right) = R - \vec{n}.\vec{r}, \text{ cu } \vec{n}=\frac{\vec{R}}{R}.$$

Se dezvolta functia $\frac{\rho(\vec{r},\tau)}{R_o}$ in serie Taylor in jurul punctului $R_o = R$

$$\frac{\rho(\vec{r},\tau)}{R_o} = \frac{\rho(\vec{r},\tau)}{R} - \vec{n}.\vec{r}\frac{\partial}{\partial R}\left[\frac{\rho(\vec{r},\tau)}{R}\right] + \ldots$$

şi se înlocuieşte în (2.16).

După integrare, şi având în vedere (2.12) rezultă potenţialul scalar V într-o primă aproximaţie (aproximaţia de dipol)

$$4\pi\varepsilon V(\vec{R},t) = -\vec{n}\frac{\partial}{\partial R}\left[\frac{1}{R}\int_{\Omega}\vec{r}\rho(\vec{r}.\tau)dv\right] = -\vec{n}\frac{\partial}{\partial R}\left[\frac{\vec{p}(\vec{r},\tau)}{R}\right], \tag{2.18}$$

unde $\vec{p}(\vec{r},\tau) = \int \vec{r}\rho(\vec{r}.\tau)dv$ este momentul de dipol electric al distribuţiei de sarcină considerată. Astfel, orice distribuţie nestaţionară de sarcină electrică din interiorul unei microsurse este echivalentă cu un dipol electric al cărui moment de dipol $\vec{p}(\vec{r},\tau)$ este independent de alegerea punctului de referinţă O.

Din relaţia (2.18), după derivare rezultă

$$V(\vec{R},t) = \frac{1}{4\pi\varepsilon}\left(\frac{[\dot{p}]}{cR}+\frac{[p]}{R^2}\right)cos\theta, \tag{2.19}$$

unde $[p] = p(\vec{r},\tau)$ este valoarea retardată a momentului de dipol; θ - unghiul format de vectorii $\vec{R}$ şi $\frac{\partial\vec{p}(\vec{r},\tau)}{\partial R} = -\frac{1}{c}\dot{\vec{p}}(\vec{r},\tau)$.

Având-se în vedere distribuţia nestaţionară de sarcina $\rho(\vec{r},t)$ în interiorul volumului Ω, din relaţia (2.11) rezultă şi o variaţie în timp a momentului de dipol

$$\frac{\partial\vec{p}(\vec{r},\tau)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t}\int_{\Omega}\vec{r}\rho(\vec{r},t)dv = \int_{\Omega}\vec{j}(\vec{r},\tau)dv. \tag{2.20}$$

Relaţia (2.20) s-a obţinut pe baza identităţii $\nabla(r\vec{j}) = r\nabla\vec{j} + \vec{j}.\frac{\vec{r}}{r}$, după ce s-a integrat în limitele volumului Ω şi s-a avut în vedere ca fluxul densităţii de curent prin suprafaţa închisă Σ este nul:

$$\vec{u}\int_{\Omega}\nabla(r\vec{j})dv = \vec{r}\int_{\Omega}\vec{j}.d\vec{s} = 0.$$

Din relaţiile (2.17) şi (2.20) rezultă expresia potenţialul vector $\vec{A}$ produs de microsursă în punctul P

$$\vec{A}(\vec{R},t) = \frac{\mu}{4\pi R}\vec{p}(\vec{r},\tau). \tag{2.21}$$

2.2.4 Structura câmpului de radiaţie

Cu relaţiile (2.19) şi (2.21) se pot determina componentele câmpului $\vec{E}$ şi $\vec{H}$, în fiecare punct din spaţiu.

Componenta electrica $\vec{E}$ a câmpului de radiaţie se obţine din relaţia (2.14)

$$\vec{E}(\vec{R},t) = -\nabla V(\vec{R},t) - \frac{\partial\vec{A}(\vec{R},t)}{\partial t}.$$

Datorită simetriei câmpului în raport cu axa dipolului, în coordonate sferice, gradientul funcţiei V se calculează cu

$$\nabla V = \frac{\partial V}{\partial R}\vec{u}_R + \frac{1}{R}\frac{\partial V}{\partial\theta}\vec{u}_\theta + \frac{1}{R\sin\theta}\frac{\partial V}{\partial\varphi}\vec{u}_\varphi, \tag{2.22}$$

unde $\vec{u}_R, \vec{u}_\theta, \vec{u}_\varphi$ sunt versorii triedrului local format în punctul P.

După efectuarea calculelor termenii din (2.22) care conţin factori de forma R^{-2} sau R^{-3} sunt neglijaţi, obţinându-se

$$\nabla V = \frac{\partial V}{\partial R}\vec{u}_R = -\frac{1}{4\pi\varepsilon}\frac{[\dot{p}]}{c^2 R}(\cos\theta)\vec{u}_R. \tag{2.23}$$

Se derivează (2.19) în raport cu timpul

$$\frac{\partial\vec{A}}{\partial t} = \frac{\mu}{4\pi\varepsilon}[\ddot{p}]\vec{u}_p, \tag{2.24}$$

unde $\vec{u}_p$ reprezintă versorul axei dipolului. Între $\vec{u}_p$ şi versorii triedrului local din P există relaţia $\vec{u}_p = \vec{u}_R\cos\theta - \vec{u}_\theta\sin\theta$.

Înlocuind (2.23) şi (2.24) în (2.14), rezultă componenta electrica a câmpului

$$\vec{E}(\vec{R},t) = \frac{1}{4\pi\varepsilon.c^2}\frac{[\ddot{p}]}{R}\sin\theta.\vec{u}_\theta. \tag{2.25}$$

Cu relaţia (2.13) se calculează componenta magnetică a câmpului

$$\vec{H}(\vec{R},t)=\frac{1}{\mu}(\nabla\times\vec{A})=\frac{1}{4\pi}\nabla\times\left(\frac{[\dot{p}]\cos\theta}{R}\vec{u}_R-\frac{[\dot{p}]\sin\theta}{R}\vec{u}_\theta\right).$$

După efectuarea calculelor, se obţine

$$\vec{H}(\vec{R},t)=\frac{1}{4\pi.c}\frac{[\ddot{p}]}{R}\sin\theta.\vec{u}_\varphi. \qquad (2.26)$$

Expresiile (2.25) şi (2.26) reprezintă expresiile vectorilor $\vec{E}$ si $\vec{H}$ ale câmpului electromagnetic produse de un dipol electric oscilant armonic în punctul de coordonate (R, ϑ, φ) aflat la distanţă mare de dipol ($R > r$), pentru care factorii de forma R^{-2} si R^{-3} sunt neglijabili.

Punctele din spaţiu care satisfac această condiţie formează *zona de radiaţie* sau *zona de undă* a dipolului.

În regiuni apropiate de dipol, adică în punctele pentru care $R \approx r$, expresiile vectorilor $\vec{E}$ si $\vec{H}$ au forme identice regimului staţionar (aici sunt neglijaţi termenii care conţin factori de forma R^{-1}). Asadar, dipolul electric de moment $\vec{p}$, variabil în timp, produce în zona $R \approx r$ un câmp electromagnetic (perturbaţie electromagnetică) legat de dipol, care datorită variaţiei în timp a componentelor $\vec{E}$ şi $\vec{H}$ se desprinde de acesta şi se propagă din aproape în aproape ($R > r$) sub formă de undă electromagnetică.

În zona de radiaţie câmpul electromagnetic prezintă urmatoarele caracteristici:

– în orice moment de timp t, în punctele (R, ϑ, φ) mărimile de stare ale câmpului de radiaţie (vectorii $\vec{E}$ si $\vec{H}$) sunt determinate de valorile $\ddot{p}$ la momentul anterior $t - R/c$. Timpul $\tau = R/c$ reprezintă timpul necesar perturbaţiei produse de dipol să parcurgă distanţa R cu viteza finita c. Această proprietate a radiaţiei confirmă ipoteza acţiunii din aproape în aproape a câmpului electromagnetic;

– exprimând vectorii $\vec{E}$ şi $\vec{H}$ funcţie de v.rsorul $\vec{u}_R$, s. obţine

$$\vec{E}(\vec{R},t)=\sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}\left(\vec{H}\times\vec{u}_R\right) \qquad (2.27)$$

$$\vec{H}(\vec{R},t)=\sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}}\left(\vec{u}_R\times\vec{E}\right). \qquad (2.28)$$

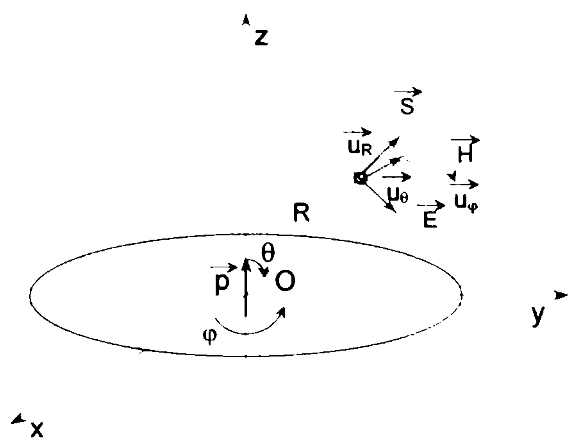


Fig. 2.4

Din (2.27) şi (2.28) rezultă că vectorii $\vec{E}$ şi $\vec{H}$ sunt perpendiculari pe vectorul de poziţie $\vec{R}=R\vec{u}_R$, iar cuplul de vectorii $(\vec{R},\vec{E},\vec{H})$ formează un triedru drept (fig. 2.4). În coordonate sferice vectorii $\vec{E}$ şi $\vec{H}$ sunt definiți astfel: $\vec{E}(0, E_\theta, 0)$, cu $E_R = E_\varphi = 0$ si E_θ exprimat cu (2.25); $\vec{H}(0,0,H_\varphi)$, cu $H_R = H_\theta = 0$ si H_φ exprimat cu (2.26). Liniile câmpului electric sunt situate în plane meridiane, iar liniile câmpului magnetic sunt cercuri concentrice în planuri perpendiculare pe axa dipolului. Calculul exact al marimilor vectorilor $\vec{E}$ şi $\vec{H}$ presupune să fie cunoscută legea de oscilație a momentului de dipol $p = p(t)$.

Întrucat funcția $\vec{p}(\vec{r},\tau)$ este periodică în raport cu timpul, admite o reprezentare sub forma unei serii trigonometrice

$$p(\vec{r},\tau) = \vec{p}_o + \sum_{k=1}^{\infty} p_{mk} \sin(\omega kt + \varphi_k), \tag{2.29}$$

unde p_{mk} este amplitudinea de oscilație a armonicii de ordinul k a momentului de dipol.
Din (2.29) rezultă că dipolul electric format de microsursa analizată este echivalent cu un numar infinit de dipoli armonici elementari, fiecare osciland cu frecvențele ω, 2ω, 3ω,..., kω,... . În acest caz potențialul scalar V produs de microsursă în punctul P va reprezenta o sumă de potențiale scalare produse de fiecare dipol armonic elementar.

Pentru simplificarea calculelor, în continuare se va analiza cazul dipolului armonic fundamental, care oscilează dupa legea $\vec{p}(t) = p_m \sin\omega t.\vec{u}_z$, unde p_m este amplitudinea de oscilație a dipolului; $\omega = 2\pi\upsilon$ - pulsația oscilației cu υ - frecvența fundamentală de oscilație şi u_z versorul axei z (fig.2.3).

În acest caz, $[p] = p_o \sin\omega(t - R/c)$ este valoarea retardata a momentului de dipol si $[\ddot{p}]$ - derivata a doua a momentului de dipol. Înlocuind $[\ddot{p}]$ în expresiile (2.25) si (2.26) rezultă componentele câmpului în punctul P de coordonate (R, θ, φ)

$$\vec{E}(\vec{R},t) = -\frac{\omega^2 p_o}{4\pi\varepsilon.c^2 R} \sin\omega\left(t - \frac{R}{c}\right) \sin\theta.\vec{u}_\theta,$$

$$\vec{H}(\vec{R},t) = -\frac{\omega^2 p_o}{4\pi\varepsilon.cR} \sin\omega\left(t - \frac{R}{c}\right) \sin\theta.\vec{u}_\varphi, \tag{2.30}$$

care prezintă de asemenea, o variație armonică în timp, cu amplitudinile

$$E_\theta = \frac{\omega^2 p_o}{4\pi\varepsilon.c^2 R} \sin\theta = \frac{E_o}{R} \sin\theta,$$

$$H_\varphi = \frac{\omega^2 p_o}{4\pi.cR} \sin\theta = \frac{H_o}{R} \sin\theta, \tag{2.31}$$

unde prin E_o, respectiv H_o s-au notat amplitudinile componentelor câmpului în punctul $R = 1$.

Funcțiile E_θ si H_φ pot fi reprezentate grafic sub forma unei diagrame polare (fig. 2.5). Se observă că E_θ sau H_φ au valori maxime pentru $\theta = \pi/2$, adică pe o direcție perpendiculară pe axa dipolului. Dacă în plan diagrama polară a funcției E_θ sau H_θ reprezintă un cerc, în spațiu ea va reprezenta un tor.

De asemenea, din relațiile (2.30) si (2.31) mai rezultă

$$z = \frac{E_\theta}{H_\varphi} = \frac{E_o}{H_o} = \frac{1}{c\varepsilon\mu} = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}, \qquad (2.32)$$

sau

$$\sqrt{\varepsilon}E_\theta = \sqrt{\mu}H_\varphi. \qquad (2.33)$$

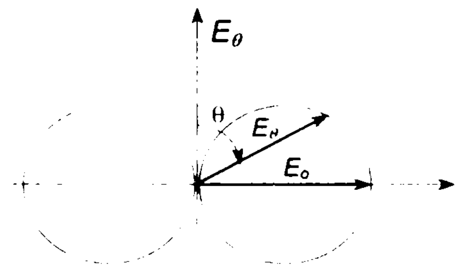


Fig.2.5

Mărimea $\sqrt{\mu/\varepsilon}$ reprezinta *impedanța de undă* a mediului, iar pentru vid are valoarea de

$$z_o = \sqrt{\mu_o/\varepsilon_o} = 120\pi[\Omega]. \qquad (2.34)$$

Întrucât mărimile de stare $\vec{E}_\theta$ si $\vec{H}_\varphi$ ale câmpului electromagnetic execută oscilații armonice în timp, în orice punct al spațiului (R, θ, φ) unde există câmp, ele se reprezentata şi sub forma complexă.

2.2.5 Energia câmpului de radiație a dipolului electric oscilant

In electrodinamica clasică proprietațile mediului sunt caracterizate de parametrii ε, μ şi γ (conductivitatea mediului). Dacă valorile acestor parametrii sunt aceleaşi în orice punct al mediului, precum şi în orice direcție, mediul considerat este *omogen* si *izotrop*, iar dacă $\gamma = 0$, mediul este *dielectric*. La frontiera care separă două medii omogene şi izotrope parametrii ε, μ prezintă o variație tip treaptă. În procesul de radiație microsursa pierde o parte din energia internă, energie ce se regaseşte în mediu sub forma unei densitați de energie. În mediul respectv pot exista receptori de radiație – substanțe care absorb radiație.

Pentru a vedea cum se realizează schimbul de energie între sursă, receptori şi câmp, se consideră un domeniu de volum Ω închis de suprafata Σ, în interiorul căruia exista microsurse de radiație si receptori de radiație,

Din ecuațiile (2.5) si (2.6) rezultă

$$-\int_\Omega \nabla\left(\vec{E}\times\vec{H}\right)dv = \int_\Omega \gamma . E^2 dv + \frac{\partial}{\partial t}\int_\Omega\left(\varepsilon\frac{E^2}{2} + \mu\frac{H^2}{2}\right)dv. \qquad (2.35)$$

Relația obținută exprimă bilanțul de putere în domeniul Ω analizat:

– Integrala $\int_{\Omega} \gamma . E^2 dv$ reprezintă consumul de putere absorbit de receptori şi transformat de acestia în caldură sau alte forme de energie. Această putere este întotdeauna pozitivă;

– Integrala $\dfrac{dW}{dt} = \dfrac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \left(\varepsilon \dfrac{E^2}{2} + \mu \dfrac{H^2}{2} \right) dv$ reprezintă puterea radiată de sursă şi care se regaseşte în interiorul domeniului Ω sub forma densității de energie radiantă $w = w_E + w_H = \varepsilon \dfrac{E^2}{2} + \mu \dfrac{H^2}{2}$. Dacă $dW/dt > 0$, puterea radiantă este emisă de sursă, iar dacă $dW/dt < 0$, puterea radiantă este absorbită de aceasta;

– Integrala $-\int_{\Omega} \nabla (\vec{E} \times \vec{H}) dv = -\int_{\Sigma} (\vec{E} \times \vec{H}) d\vec{A}$, cu $d\vec{A}$ – elementul de arie orientat, semnifică excedentul de putere din domeniul Ω şi care paraseşte suprafața închisă Σ, sau fluxul vectorului $\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H}$ prin suprafața închisă Σ.

Vectorul $\vec{S}$, sau vectorul Poynting, este orientat spre exteriorul suprafeței Σ dacă în interior există un excedent de putere radiantă şi spre interiorul suprafeței dacă consumul de putere al receptorilor depăşeşte puterea existentă în volumul Ω. Rezultă că excedentul de putere radiantă emisă sau absorbită în interiorul volumului Ω părăseşte sau pătrunde în acest volum sub forma fluxului vectorului $\vec{S}$ prin suprafața închisă Σ.

Semnificația fizică a fluxului $\vec{S}$ printr-o suprafață închisă este aceea a unui vector care caracterizează mărimea şi direcția transportului de energie radiantă în unitatea de timp, prin unitatea de suprafață dispusă perpendicular pe acest vector.

Vectorul $\vec{S}$ este perpendicular pe planul care conține vectorii $\vec{E}$ si $\vec{H}$ (fig. 2.4) şi formează împreună un triedru drept, în ordinea $\vec{E}, \vec{H}, \vec{S}$. Are dimensiunea W/m^2, deci reprezintă densitatea fluxului de putere sau *puterea radiantă* care părăseşte unitatea de arie. Dacă cuplul de vectori $\vec{E}$ si $\vec{H}$ ar fi independenți unul față de altul, adică ar proveni din suprapunerea unui câmp electric şi a unui câmp magnetic, ambele condiționate de existența unor sarcini imobile si curenți constanți, atunci vectorul $\vec{S}$ este nul

$$\nabla \vec{S} = \nabla (\vec{E} \times \vec{H}) = \vec{H} (\nabla \times \vec{E}) - \vec{E} (\nabla \times \vec{H}) = 0.$$

De aici rezultă o proprietate importantă a câmpurilor electromagnetice, şi anume, aceea de a transporta energie în spațiu ($\vec{S} \neq 0$), prin intermediul undelor electromagnetice.

2.2.6 Fluxul radiant al dipolului electric oscilant

Considerând microsursa într-un mediu dielectric, omogen şi izotrop, înconjurat de suprafaţa imaginară Σ, din (2.35) rezultă

$$\frac{dW}{dt} = -\int_{\Sigma}(\vec{E}_\theta \times \vec{H}_\theta)d\vec{A}, \qquad (2.36)$$

sau, întreaga energie radiantă emisă de sursă în unitatea de timp părăseşte suprafaţa închisă Σ sub forma unui flux de putere radiantă, numit pe scurt – flux radiant. Expresia vectorului $\vec{S}$ pentru un dipol electric oscilant armonic, în punctul de coordonate (R,θ,φ) este

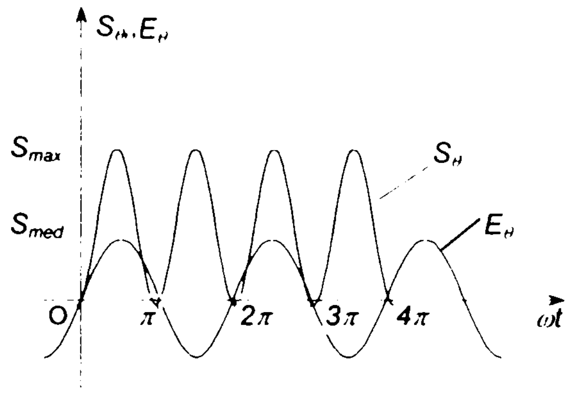


Fig.2.6

$$\vec{S}_\theta = \vec{E}_\theta \times \vec{H}_\theta = \frac{E_o H_o}{R^2}(\sin\theta)^2 \sin^2\omega\left(t - \frac{R}{c}\right)\vec{u}_R. \qquad (2.37)$$

In fig.2.6 se prezintă variaţia în timp a mărimii S_θ. Aceasta oscilează între valorile 0 şi $S_{\theta max} = \frac{E_o H_o}{2}(\sin\theta)^2$, deci fluxul de putere oscilează cu o frecvenţă dublă faţă de frecvenţa de oscilaţie a vectorului E_θ.

Fluxul radiant al dipolului prin suprafaţa închisă Σ sau într-un unghi solid egal cu 4π, este

$$\Phi_\Sigma = \int_\Sigma E_o H_o \sin^2\theta \sin^2\omega\left(t - \frac{R}{c}\right)dA = \frac{4\pi}{3}E_o H_o \sin^2\omega\left(t - \frac{R}{c}\right),$$

unde $dA = \cos\theta.d\theta.d\varphi$ este elementul de arie a sferei de raza $R = 1$. Se notează $S_o = E_o H_o$. Cu aceasta Φ_Σ se poate scrie sub forma

$$\Phi_\Sigma = \frac{2\pi}{3}S_o - \frac{2\pi}{3}S_o \cos 2\omega\left(t - \frac{R}{c}\right). \qquad (2.38)$$

Din (2.38) rezultă că fluxul radiant al dipolului prin suprafaţa oricărei sfere cu centrul în dipol prezintă două componente:

– componenta constantă, de valoare $(2\pi/3)S_o$;

– componenta armonică care oscilează cu frecvenţa 2ω, cu o anumită întarziere, este determinată de distanţa R. Valoarea medie a fluxului Φ_Σ pe o perioadă de oscilaţie $T = 2\pi/\omega$ (sau multipli întregi nT), este

$$\langle \Phi_{\Sigma} \rangle = \frac{1}{T}\int_{0}^{T} \Phi_{\Sigma} dt = \frac{2\pi}{3} S_{o}. \tag{2.39}$$

Din relaţia (2.39) rezultă o proprietate importantă a câmpului electromagnetic produs de un dipol electric oscilant: media în timp a fluxului radiant Φ_{Σ} prin suprafaţa oricarei sfere care cuprinde şi dipolul este aceiaşi, egală cu $(2\pi/3)S_o$, indiferent de raza sferei. Pe baza acestei proprietăţi a câmpului electromagnetic, în medii omogene, izotrope şi dielectrice este posibilă captarea la distanţe foarte mari a unei fracţiuni din energia radiantă a unei surse termice.

2.3 Particularităţi ale propagării undelor electromagnetice

2.3.1 Ecuaţia undelor electromagnetice

Câmpurile electric $\vec{E}$, respectiv magnetic $\vec{H}$ care sunt legate direct de variaţia în timp a momentului de dipol formează câmpul electromagnetic primar sau perturbaţia electromagnetică. Câmpurile $\vec{E}_{\theta}$ si $\vec{H}_{\varphi}$, în puncte departate de dipol, nu mai sunt generate de acesta, ci se genereazǎ reciproc (ec. 2.5 şi 2.6) neintermediate de mediu sau alte corpuri. Acestă dubla legatură între câmpurile variabile în timp $\vec{E}$, respectiv $\vec{H}$ asigură desprinderea perturbaţiei electromagnetice de sursă şi propagarea ei, din aproape în aproape în toate punctele spaţiului. Dacă perturbaţia electromagnetică primară încetează, dispar câmpurile primare $\vec{E}$ şi $\vec{H}$, însă câmpurile desprinse de sursa $\vec{E}_{\theta}$ si $\vec{H}_{\varphi}$, se vor genera în continuare reciproc şi vor înainta în spaţiu sub formă de undă electromagnetică.

Această observaţie importantă rezultă din ecuaţiile lui Maxwell, considerând zona de radiaţie a dipolului ca un mediu omogen, izotrop, dielectric şi lipsit de sarcini electrice ($\rho_v = 0$) sau densitati de curent ($\vec{j} = 0$)

$$\nabla \times \vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t},$$
$$\nabla \times \vec{H} = \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}.$$

Eliminând vectorul $\vec{E}$ sau $\vec{H}$ din ecuaţiile lui Maxwell, se obţine ecuaţia diferenţială de propagare a undelor electromagnetice

$$\Delta\vec{\Psi} - \varepsilon\mu \frac{\partial^2 \vec{\Psi}}{\partial t^2} = 0, \tag{2.40}$$

unde $\vec{\Psi} = \vec{\Psi}(x,y,z,t) = \vec{\Psi}(\vec{R},t)$ este funcţia de undă care reprezintă elongaţiile mărimilor $\vec{E}$ sau

$\vec{H}$, în punctul considerat. Întrucât câmpurile $\vec{E}$ şi $\vec{H}$ sunt funcții armonice de timp, de forma $\overline{\Psi}(\vec{R},t)=\overline{\Psi}_0 e^{-j\omega t}$, cu $\overline{\Psi}_0$ - amplitudinea complexă a intensității câmpului electric, respectiv magnetic, ecuația (2.40) se poate scrie sub forma

$$\Delta\overline{\Psi}_0 + k^2\bar{\overline{\Psi}} = 0, \tag{2.41}$$

unde $c^2 = \dfrac{1}{\varepsilon\mu}$ şi $k = \dfrac{\omega}{c}$.

Expresia (2.41) reprezintă ecuația vectorială a undelor scrisă în complex simplificat. Dacă se studiază propagarea undei electromagnetice după o anumită direcție, definită prin unghiurile θ = const. si φ = const. (direcția de observație), ecuația (2.41) devine o ecuație scalară (cu Ψ_o – marime complexa)

$$\Delta\Psi_0 + k^2\bar{\Psi}_0 = 0. \tag{2.42}$$

În coordonate sferice operatorul $\Delta(...)$ are forma: $\Delta(...) = \dfrac{1}{R}\dfrac{d^2}{dR^2}(R...)$ şi ecuația (2.42) devine

$$\frac{d^2}{dR^2}(R\Psi_0) + k^2(R\Psi_0) = 0,$$

cu soluția generală $R\Psi_O = C.e^{jkR} + C_1 e^{-jkR}$, unde C şi C_1 sunt două constante complexe, de forma $C = Ce^{j\Psi}$ si $C_1 = C_1 e^{j\Psi_1}$, deci

$$\Psi_0 = \frac{C}{R}e^{j(kR-\Upsilon)} + \frac{C_1}{R}e^{-j(kR+\Upsilon)}. \tag{2.43}$$

Pentru a trece în domeniul real, ecuația (2.43) se imulțeste cu $e^{-j\omega t}$ şi se reține numai partea imaginară (forma in sin). Se obține

$$E_\theta(R,t) = \frac{C}{R}\cos(\omega t - kR + \Upsilon) + \frac{C_1}{R}\cos(\omega t + kR + \Psi_1). \tag{2.44}$$

Primul termen din expresia (2.44) reprezintă ecuația undei *directe* sau *libere*, care se propagă pe direcția (θ,φ), de la dipol în spațiul liber, la infinit. Argumentul $\omega t - kR + \varphi$ reprezintă *faza* undei, iar ecuația

$$\omega t - kR + \varphi = const. \tag{2.45}$$

descrie suprafețe pe care faza undei (sau marimea vectorului de unda $\vec{\Psi}$) este aceeaşi. Aceste fronturi formează *suprafețele de undă*. Prima suprafață de undă, considerată în sensul de inaintare a undei, reprezintă *frontul de undă*. După forma geometrică a frontului de undă, undele se clasifică în *unde sferice, plane, cilindrice* etc.

Pentru $t = t_0$, ecuația $\omega t_o - kR + \Psi = const.$ devine $R = const.$, deci suprafețele de undă ale undei emise de un dipol electric oscilant sunt sfere concentrice cu centrul în sursa. Prin diferențierea ecuație (2.45), se obține

$$v_f = \frac{dR}{dt} = \frac{\omega}{k} = c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon\mu}}, \tag{2.46}$$

unde $v_f = c$ este viteza de propagare a fazei undei electromagnetice într-un mediu dielectric.

Pentru vid, relația (2.46) devine: $c_o = \dfrac{1}{\sqrt{\varepsilon_o\mu_o}} = \dfrac{1}{\sqrt{(4\pi.10^{-7})(8.85.10^{-12})}} = 3.10^8\, m/s$,

ceea ce arata că în vid, viteza de propagare a undelor electromagnetice este egala cu viteza luminii. Raportul $n = \dfrac{c}{c_o} = \sqrt{\varepsilon_r\mu_r} \approx \sqrt{\varepsilon_r}$ (pentru medii dielectrice $\mu_r \approx 1$) reprezintă *indicele de refracție al mediului*. El stabilește legatura între proprietățile optice și electrice ale mediului, caracterizat prin constanta dielectrică ε_r. Această relație a reprezentat o bază în stabilirea naturii electromagnetice a radiației optice.

Termenul al doilea din ecuația (2.44) semnifică o undă inversă sau regresivă $\left(-\dfrac{dR}{dt} = c\right)$, care se propagă de la infinit spre dipol.

Pentru problema analizată nu interesează soluția generală a ecuației undelor, ci una particulară care satisface anumite condiții specifice radiației dipolului.

Astfel, condiția la limita impusă radiației dipolului este ca E, respectiv $H \to 0$ când $R \to \infty$, deci $C_l = 0$.

Rezultă că ecuația undei care se propagă de la dipol în spațiul liber are forma

$$E_\theta = \frac{C}{R}\sin(\omega t - kR + \varphi), \tag{2.47}$$

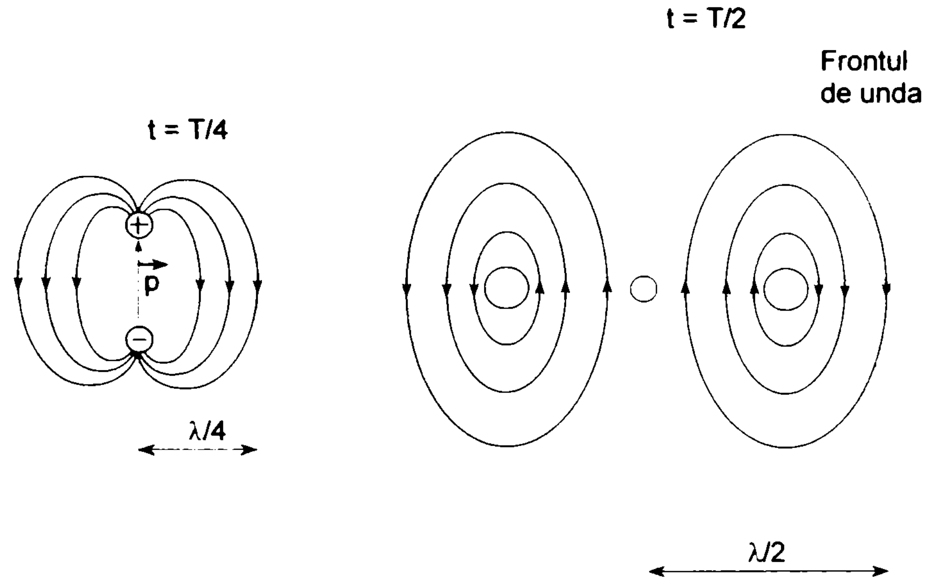
Constantele C si φ se determină din relatia (2.30), pe baza urmatoarelor observații:

– calculul mărimilor componentelor câmpului de radiație în punctul P, având raza vectoare $\vec{R}$ față de dipolul armonic oscilant, s-a făcut în funcție de valorile pe care le-a avut momentul de dipol $\vec{p}$ anterior momentului de timp $t' = t - R/c$;

– retardarea $\tau = t - t' = R/c$ reprezintă timpul necesar perturbației electromagnetice produse de dipol să se propage pe distanța R, cu viteza c. Suprafețele $R = c.\tau$ reprezintă locul geometric al punctului P pentru care distanța la dipol este egală cu distanța pe care o poate strabate perturbația dipolului în timpul τ. Această suprafată se numeste *front de undă*, deoarece separă regiunea din spațiu unde a ajuns perturbația dipolului, caracterizată de un câmp electromagnetic, de regiunea lipsită de câmp electromagnetic;

– câmpul electric produs de dipol atinge valorile maxime pentru momentele de timp $t=(2n+1)T/4$, cu $T = 2\pi/\omega$ - perioada de oscilație a dipolului electric, iar pentru momentele $t=nT/2$ - câmpul electric devine nul - momentele în care acesta se desprinde de dipol și se propagă în spațiu sub formă de undă electromagnetică (fig. 2.7).

Fig. 2.7



Pe baza observatiilor facute, pentru $\varphi = 0$ (absenta defazajului initial) rezulta constanta $C = E_o = (\omega^2 p_o \sin\theta)/4\pi\varepsilon c^2$, obtinuta din ecuatia (2.30) pentru momentul $t - R/c = T/4$.

Ecuatia (2.30) devine

$$E_\theta(R,t) = \frac{E_o}{R} sin\,\omega\left(t - \frac{R}{c}\right) = \frac{E_o}{R} sin(\omega t - kR), \qquad (2.49)$$

sau sub forma complexa

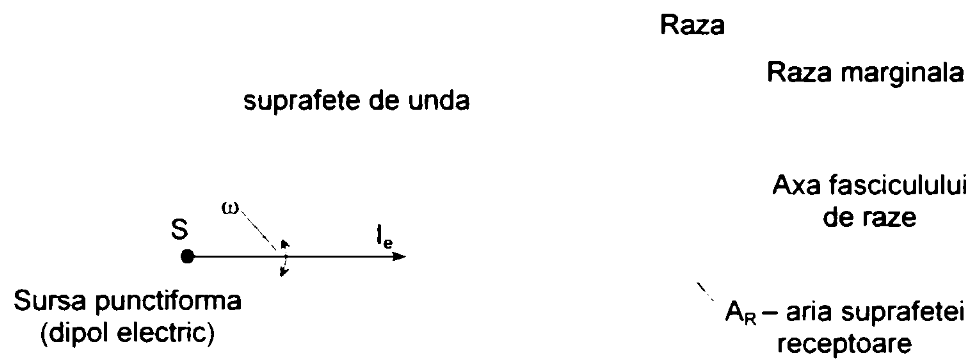
$$E_\theta = \frac{E_o}{R} e^{-j(\omega t - kR)}. \qquad (2.50)$$

Din ecuatia (2.49) rezulta ca in toate punctele situate pe directia de propagare a undei, marimea E_θ executa oscilatii armonice, de aceeasi perioada $T = 2\pi/\omega$ si amplitudine E_o/R, dar de faze diferite $\omega(t - R/c)$. Distanta dintre doua puncte consecutive, in care vectorul $\vec{E}$ oscileaza cu aceeasi faza, se numeste ***lungime de unda*** λ si reprezinta drumul parcurs de unda in timp de o perioada T, deci $\lambda = c.T$. Marimea $k = \omega/c = 2\pi/\lambda$ este ***numarul de unda*** si indica pulsatia vectorului $\vec{E}$ in lungul directiei de propagare a undei. Semnificatia fizica a marimii k este asemanatoare cu a marimii ω. Daca marimea ω indica pulsatia in timp a vectorului $\vec{E}$, in punctul $R = R_o$, marimea k indica pulsatia in spatiu a vectorului $\vec{E}$, pentru $t = t_o$.

Vectorul $\vec{k} = k\vec{u}_R$ este *vectorul de unda* si indica directia si sensul de propagare a frontului undei electromagnetice.

La reprezentarea undei electromagnetice in propagare nu se indica marimea si directia vectorului $\vec{E}$, ci doar se arata forma frontului de unda sau intersectia acestuia cu un plan de referinta. Liniile perpendiculare pe frontul de unda reprezinta *razele*. Acestea pun in evidenta sensul si directia dupa care se propaga unda. In medii omogene si izotrope directia de propagare a undei este o linie dreapta. Un con ingust de raze care pleaca dintr-o sursa punctiforma formeaza un *fascicul de raze*.

Fig.2.8



Unda electromagnetica descrisa de ecuatia (2.49) se reprezinta prin suprafetele unor sfere concentrice, cu centrul in dipolul oscilant, iar razele sunt linii radiale care pleaca din dipol in toate directiile, fiind perpendiculare pe suprafetele de unda (fig.2.8). La distante mari de dipol, o mica portiune din suprafata sferei poate fi aproximata cu un plan (unda plana). In acest caz, razele sunt linii paralele cu directia de propagare a undei.

In concluzie, unda emisa de un dipol electric oscilant are o formă sferică, este monocromatică, iar in zona indepartata, pe un domeniu limitat al frontului de unda, aceasta poate fi considerată ca fiind o unda plană.

2.3.2 Transportul de energie radianta cu unda electromagnetica

Câmpul de radiaţie considerat ca un sistem fizic este capabil sa acumuleze, sa schimbe si sa transmita energie. Astfel, in orice domeniu Ω, inchis de suprafata Σ, in care se afla un dipol electric oscilant, este localizata o anumita energie radianta W careia ii corespunde in fiecare punct o densitate totala de energie w, conform relatiei

$$W = \int_{\Omega} w dv .$$

Din relatia (2.33), prin ridicare la patrat, rezulta

$$\frac{\varepsilon}{2}E_\theta^2 = \frac{\mu}{2}H_\varphi^2, \tag{2.50}$$

ceea ce indica faptul ca, in fiecare punct al domeniului Ω, densitatea de energie electrica $w_e = \frac{\varepsilon}{2}E_\theta^2$ este egala cu densitatea de energie magnetica $w_m = \frac{\mu}{2}H_\varphi^2$.

Densitatea totala de energie w in domeniul Ω este

$$w = w_e + w_m = \frac{1}{2}\left(\varepsilon E_\theta^2 + \mu H_\varphi^2\right) = \varepsilon E_\theta^2 = \mu H_\varphi^2. \tag{2.51}$$

Daca domeniul Ω este lipsit de corpuri care sa acumuleze energie, din principiul conservarii energiei electromagnetice (2.36), rezulta $-\frac{dW}{dt} = \Phi_\Sigma$, adica viteza de scadere a energiei radiante in domeniul Ω este egala cu puterea radianta transmisa in campul exterior prin suprafata Σ. Marimea Φ_Σ reprezinta *fluxul de energie radianta* care paraseste suprafata Σ si este egala cu

$$\Phi_\Sigma = \iint_\Sigma \vec{S}.d\vec{A} = \iint_\Sigma \left(\vec{E}\times\vec{H}\right)d\vec{A}, \tag{2.52}$$

unde $\vec{S} = \vec{E}\times\vec{H}$ este vectorul densitatii fluxului de energie radianta sau vectorul Poynting.

Din relatia (2.52) rezulta ca energia W nu ramane localizata in domeniul Ω, ci paraseste acest domeniu prin suprafata inchisa Σ. Purtatoarea de energie radianta dintr-o regiune a spatului in alta este unda electromagnetica, iar transportul de energie realizat de aceasta este descris de vectorul $\vec{S}$. Intrucat pentru un dipol oscilant vectorii $\vec{E}_\theta$ si $\vec{H}_\varphi$ sunt perpendiculari unul pe altul, in orice punct al campului de radiatie, se obtine

$$\vec{S} = \vec{E}_\theta \times \vec{H}_\varphi = E_\theta H_\varphi \vec{u}_R,$$

cu $\vec{u}_R$ - vector unitar indicând directia si sensul de propagare a undei. Din relatia (2.51) se obtin urmatoarele expresii pentru E_θ si H_φ: $E_\theta = \sqrt{\frac{w}{\varepsilon}}$; $H_\varphi = \sqrt{\frac{w}{\mu}}$, care permit scrierea vectorul $\vec{S}$ se scrie sub forma

$$\vec{S} = \frac{w}{\sqrt{\varepsilon\mu}}\vec{u}_R = w\vec{c}, \tag{2.53}$$

ceea ce indica faptul ca densitatea de energie w a campului de radiatie "inainteaza" in spatiu cu viteza c in sensul de propagare a undei (sensul vectorului $\vec{c}$).

De asemenea, din (2.53) rezulta ca propagarea energiei radiante se face dupa linii perpendiculare pe suprafetele de unda, numite *raze* (modelul geometric al luminii). Razele admit vectorul $\vec{S}$ ca tangenta in fiecare din punctele sale. Pentru un dipol oscilant razele sunt linii drepte care pornesc din dipol si sunt orientate radial, spre infinit. In acest caz, energia radianta emisa de dipol se distribuie uniform pe fiecare raza. Rezulta ca la suprafata receptoare A_R va ajunge numai o fractiune din energia care se propaga in spatiu. Aceasta energie se propaga sub forma unui fascicul de raze divergente, continute in interiorul unui con cu varful in dipolul P si avad ca baza suprafata A_R (fig. 2.9).

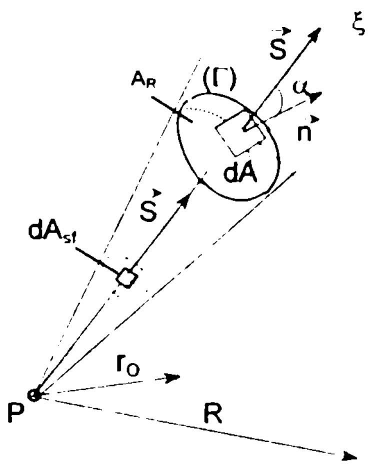


Fig. 2.9

Fluxul de energie radianta care strabate suprafata inchisa a conului, format din razele care pleaca din P si se sprijina pe conturul Γ, este

$$\Phi = \iint_{A_{lat.con}} \vec{S}.d\vec{A} + \iint_{A_R} \vec{S}.d\vec{A} = \iint_{A_R} E_0 H_\varphi \cos\alpha dA\,, \tag{2.54}$$

unde α este unghiul format de normala $\vec{n}$ la elementul de suprafata dA cu directia de propagare a fascicului radiant care trece prin dA. Fluxul radiant prin suprafata laterala a conului este nul, intrucat vectorul $\vec{S}$ este perpendicular pe $d\vec{A}$. Asadar, din (2.54) rezulta ca energia emisa de dipol se scurge in exteriorul suprafetei conului numai prin suprafata A_R, dispusa pe directia de propagare a undei.

Cantitatea de energie radianta care strabate suprafata A_R a receptorului de radiatie, in intervalul de timp dt, este $dW = \Phi(t).dt$, unde $\Phi(t) = \iint_{A_R} \vec{S}.d\vec{A}$. este fluxul vectorului $\vec{S}$ prin suprafata receptoare A_R .

Pentru o unda sferica descrisa cu ecuatia (2.49) acest flux este

$$\Phi = E_o H_o \sin^2(\omega t - kR) \iint_{A_R} \frac{dA\cos\alpha}{R^2} = E_o H_o \sin^2(\omega t - kR)\Omega\,, \tag{2.55}$$

[illegible]
$$\Omega = \iint_{A_R} \frac{dA.\cos\alpha}{R^2},$$

reprezinta unghiul solid sub care se vede conturul suprafetei A_R din punctul P. Din relatia (2.55) se observa ca in orice punct al campului de radiatie, fluxul radiant pulseaza cu o frecventa dubla (fig. 2.10) fata de

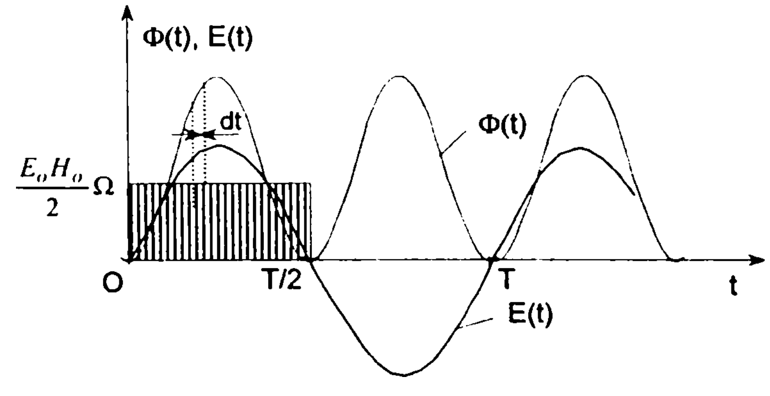


Fig. 2.10

componenta campului $E(R,t)$ sau $H(R,t)$, avand intotdeauna valori pozitive.

Energia radianta inregistrata de receptorul de radiatie pe o perioada de pulsatie a fluxului $\Phi(t)$ este

$$W(\frac{T}{2}) = \int_0^T E_o H_o \Omega \sin^2(\omega t - kR)dt = \frac{E_o H_o}{2}\frac{T}{2}\Omega \qquad (2.56)$$

si reprezinta o marime constanta, egala cu aria suprafetei unui dreptunghi de inaltime $\Phi_e = \frac{E_o H_o}{2}\Omega$ si baza T/2. Receptorul va furniza la iesirea sa o marime proportionala cu energia primita numai dupa un timp t > τ, cu τ = $(10^2 \ldots 10^4)(2\pi/\omega)$ – constanta de timp a receptorului de radiatie. Rezulta

$$\Phi_e = \frac{W(\tau)}{\tau} = \frac{1}{\tau}\int_0^\tau \Phi(t)dt. \qquad (2.57)$$

Prin urmare, orice receptor de radiatie realizeaza o mediere in timp a fluxului radiant incident $\Phi(t)$ la suprafata sa. Aceasta marime masurata de receptor poarta numele de *flux energetic radiant* si reprezinta un dreptunghi cu baza egala cu τ = nT/2 si cu inaltimea $\Phi_e = \frac{E_o H_o}{2}\Omega$, unde $\Omega = \iint_\sigma \frac{dA\cos\alpha}{R^2}$ este unghiul solid sub care se vede suprafata A_R din punctul in care este dispus dipolul radiant. Suprafata unui dreptunghi cu inaltimea Φ_e si cu baza T/2 este egala cu suprafata delimitata de curba $\Phi(t)$ si axa absciselor pentru t ∈ [0,T/2].

Din (2.55) rezulta ca energia radianta transmisa in spatiu in unitatea de timp, nu este constanta, ci pulseaza cu frecventa de oscilatie a momentului de dipol $\vec{p}$. Acest lucru este firesc, deoarece in fiecare punct din spatiu in care exista un camp electromagnetic, exista o densitate de energie electrica si una magnetica care oscileaza intre o valoare maxima si una minima, egala cu zero, astfel incat in timp suma lor ramane constanta (2.51). Intrucat aceasta oscilatie se produce cu o frecventa foarte mare, orice receptor de radiatie va inregistra o valoare medie a energiei transmise prin suprafata A_R a receptorului, definita de media vectorului $\vec{S}$ pe o perioada de oscilatie

$$\vec{I}_e = \langle \vec{S}(t) \rangle = \frac{1}{T}\int_t^{t+T} \vec{S}(t)dt$$

Media in timp a vectorului $\vec{S}$ poarta numele de *vectorul intensitate energetica a undei*. Pentru unda sferica emisa de dipolul electric oscilant, vectorul intensitate energetica a undei este

$$\vec{I}_e = \left\langle \vec{S}(t) \right\rangle = \frac{E_o H_o}{2R^2} \vec{u}_R \tag{2.58}$$

si indica energia radianta transmisa de unda sferica in unitatea de timp, prin unitatea de suprafata dispusa la distanta R de dipol, in directia $\vec{u}_R$. Din relatia obtinuta (2.58) rezulta ca intensitatea energetica a undei este independenta de pulsatia ω si depinde numai de amplitudinea componentelor campului de radiatie.

Pe baza relatiilor

$$E_o H_o = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} H_o^2 = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} E_o^2 ,$$

vectorul $\vec{I}_e$ se mai poate scrie şi sub forma

$$\vec{I}_e = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} E_o^2 \vec{u}_R = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} H_o^2 \vec{u}_R .$$

Intrucat $\vec{u}_R = \vec{k}/k$, unde $k = 2\pi/\lambda$, rezulta

$$\vec{I}_e = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} E_o^2 \frac{\vec{k}}{k} = \frac{1}{2} \frac{E_o^2}{c\mu} \vec{u}_R . \tag{2.59}$$

Modulul vectorului $\vec{I}_e$ reprezinta *intensitatea energetica a undei*

$$I_e = \left| \vec{I}_e \right| = \frac{1}{2} \frac{E_o^2}{c\mu} , \tag{2.60}$$

deci intensitatea energetica a undei este proportionala cu patratul amplitudinii componentei electrice a campului electromagnetic. Exprimarea intensitatii energetice a undei prin intermediul intensitatii campului electric $\vec{E}$ are in vedere faptul ca toate fenomenele optice sunt determinate numai de componenta electrica a campului electromagnetic.

Marimea obtinuta prin medierea fluxului Φ (2.55) pe o perioada T poarta numele de flux energetic Φ_e

$$\Phi_e = \frac{E_o H_o}{2} \Omega = I_e \Omega . \tag{2.61}$$

Fluxul energetic emis in unitatea de unghi solid reprezinta *intensitatea energetica a undei sferice,* sau

$$I_e = \frac{\Phi_e}{\Omega} .$$

Din (2.61) se observa ca in cazul undei sferice, fluxul energetic care se propaga in unghiul solid Ω ramane constant in orice sectiune.

2.4 Radiația electromagnetică emisa de o structura microscopică

2.4.1 Radiația emisă de o microsursă. Considerații generale

Din expresia (2.20) rezulta ca microsursa este din punct de vedere electric echivalenta cu o suma de dipoli electrici oscilanti. Fiecare dipol produce in spatiu un camp de radiatie armonic, de componente $E_{n\theta}$ si $H_{n\varphi}$, cu n = 1,2,3,..., care satisfac ecuatiile (2.32). In acest caz, campul de radiatie care inconjoara microsursa va reprezenta in fiecare punct din spatiu o suprapunere de campuri armonice.

Aplicand principiul suprapunerii efectelor, in toate punctele spatiului in care exista camp de radiatie, componentele rezultante ale acestuia sunt

$$\vec{E}_\theta = \vec{E}_{1\theta} + \vec{E}_{2\theta} + \vec{E}_{3\theta} + ... = \sum_{n=1}^{\infty} \vec{E}_{n\theta},$$
$$\vec{H}_\varphi = \vec{H}_{1\varphi} + \vec{H}_{2\varphi} + \vec{H}_{3\varphi} + ... = \sum_{n=1}^{\infty} \vec{H}_{n\varphi} \tag{2.62}$$

Vectorii $\vec{E}_{n\theta}$, respective $\vec{H}_{n\varphi}$ formeaza componentele spectrale ale campului de radiatie rezultant. Proprietatile si caracteristicile energetice ale campului de radiatie, precum si propagarea acestuia sub forma de unda electromagnetica au fost studiate anterior pentru componenta fundamentala a campului (componenta de pulsatie ω). Toate relatiile stabilite sunt valabile pentru oricare componenta spectrala a campului de radiatie. Intrucat ecuatiile (2.33) sunt ecuatii diferentiale liniare care admit ca solutii particulare marimile $\vec{E}_{n\theta}$ si $\vec{H}_{n\varphi}$, rezulta ca si sumele (2.62) vor reprezenta solutii ale ecuatiilor (2.33). In acest caz, unda care se propaga de la microsursa in spatial inconjurator, reprezentand o suprapunere de unde monocromatice sferice cu acelasi centru, este o unda sferica policromatica, caracterizata de vectorii $\vec{E}_\theta$ si $\vec{H}_\varphi$ definiti cu relatiile (2.62), cu o orientare fixa in spatiu.

Campul de radiatie emis de microsursa are urmatoarele proprietati generale:

- Vectorii $\vec{E}_\theta$ si $\vec{H}_\varphi$ sunt perpendiculari unul pe altul si ambii perpendiculari pe directia de propagare $\vec{u}_R$, deci vectorii $(\vec{E}_\theta, \vec{H}_\varphi, \vec{u}_R)$ formeaza un triedru drept;
- Vectorii $\vec{E}_\theta$ si $\vec{H}_\varphi$ oscileaza in faza in toate punctele campului de radiatie si prezinta aceleasi valori de maxim si minim in aceleasi momente de timp;
- In fiecare punct al campului de radiatie sunt satisfacute urmatoarele relatii

$$\sqrt{\varepsilon} E_\theta = \sqrt{\mu} H_\varphi \quad \text{si} \quad E_\theta H_\varphi = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} E_\theta^2 . \tag{2.63}$$

- Transportul de energie radianta de la microsursa in spatiu se realizeaza cu unda electromagnetica si este descris de vectorul $\vec{S}$

$$\vec{S} = \vec{E}_\theta \times \vec{H}_\varphi = E_\theta H_\varphi \vec{u}_R . \qquad (2.64)$$

Acest transport se realizeaza cu viteza $c = \dfrac{1}{\sqrt{\varepsilon\mu}}$, in directia $\vec{u}_R$ de propagare a frontului de unda, adica dupa directia razei.

Energia radianta W emisa de sursa in unitatea de timp si care trece printr-o suprafata receptoare A_R, conform principiului de conservare a energiei este egala cu

$$\Phi = \frac{dW}{dt} = \sum_n \frac{dW_{\lambda n}}{dt} = \sum_n \Phi_{\lambda n} , \qquad (2.65)$$

unde $\Phi_{\lambda n}$ este fluxul produs de dipolul de ordin n prin suprafata A_R.

Rezulta ca fluxul produs de microsursa prin suprafata A_R este egal cu suma algebrica a fluxurilor armonice spectrale produse de fiecare diopl oscilant, prin aceeasi suprafata A_R.

Pe baza expresiei (2.65) se determina fluxul energetic radiant Φ_e produs de microsursa. Cu relatia (2.64) se calculeaza media $\langle\vec{S}\rangle$ pentru ansamblul de dipoli electrici oscilanti care compun microsursa. Se obtine

$$\langle\vec{S}\rangle = \langle\vec{E}_\theta \times \vec{H}_\varphi\rangle = \sum_{n,m}\langle\vec{E}_{n\theta} \times \vec{H}_{m\varphi}\rangle = \sum_n\langle\vec{E}_{n\theta} \times \vec{H}_{n\varphi}\rangle + \sum_{n\neq m}\langle\vec{E}_{n\theta} \times \vec{H}_{m\varphi}\rangle.$$

Suma de produse vectoriale s-a scris sub forma a doi termeni suma. Primul termen cuprinde produsele vectoriale formate cu componentele campului $\vec{E}_{n\theta}$ si $\vec{H}_{n\varphi}$ produse de dipolul de ordinul *n*, cu *n* = 1,2,3,...Al doilea termen cuprinde produsele vectoriale formate cu componenta electrica $\vec{E}_{n\theta}$ a campului produs de dipolul de ordin *n* si componenta magnetica $\vec{H}_{m\varphi}$, produsa de dipolul de ordin *m*, cu *m* = 1,2,3,... si $n \neq m$. Intrucat dipolul de ordinul *n* al microsursei emite o unda monocromatica de ecuatie

$$\vec{E}_{n\theta} = \frac{\vec{E}_{on}}{R}\sin(n\omega t - k_n R + \gamma_n),$$

rezultă

$$\langle\vec{E}_{n\theta} \times \vec{H}_{m\varphi}\rangle = \frac{\vec{E}_{on}\vec{H}_{om}}{\tau R^2}\int_0^\tau \sin(n\omega t - k_n R + \gamma_n).\sin(m\omega t - k_m R + \gamma_m)dt = \begin{cases} \dfrac{E_{on}H_{on}}{2R^2}\vec{u}_R, \text{pt.} n = m, \\ 0, \ \text{pt.} n \neq m. \end{cases} \qquad (2.66)$$

Daca se presupune ca directia de propagare a undei $\vec{u}_R$ formeaza unghiul α cu normala la suprafata A_R, din (2.65) si (2.66) se obtine

$$\Phi_e = \frac{E_o H_o}{2}\iint_{A_R}\frac{dA.\cos\alpha}{R^2} = \sum_n \frac{E_{on}H_{on}}{2}\iint_{A_R}\frac{dA.\cos\alpha}{R^2}, \tag{2.67}$$

unde E_o, respective H_o sunt amplitudinile componentelor campului de radiatie rezultant, in R=1. Marimea $I_e = E_o H_o/2$ este intensitatea energetica a undei sferice.

Din relatia (2.67) se obtine $\Phi_e = I_e\Omega = (\sum_n I_{\lambda n})\Omega$, unde Ω este unghiul solid sub care se vede suprafata A_R din centrul microsursei, sau

$$I_e = \sum_n I_{\lambda n}, \tag{2.68}$$

ceea ce arata ca intensitatea energetica a fasciculului radiant plecat din microsursa si care strabate suprafata A_R este egala cu suma intensitatilor energetice spectrale ale fasciculelor emise de fiecare dipol oscilant care strabat aceeasi suprafata A_R.

Trebuie subliniat ca relatia (2.68) s-a obtinut pe baza ipotezei ca intre fazele componentelor campului de radiatie produse de dipolii de ordinul n, respective m, nu exista nici o legatura, acestea evoluand independent intre ele si intamplator in timp. Formuland o asemenea ipoteza s-a presupus in mod tacit ca undele emise de dipoli sunt necoerente si nu produc fenomene de interferenta in propagare.

In acest caz relatia (2.68) se poate scrie si sub forma

$$I_e = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}}E_o^2 = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}}(\sum_n E_{on}^2),$$

Pentru a caracteriza punctual emisia de radiatie a unei suprafete ΔA_S este util sa se introduca o noua marime care sa descrie modul in care distributia de microsurse din unitatea de suprafata radiaza in unitatea de timp, pe o directie data.

In acest scop se folosita marimea numita *stralucire energetica*, definita cu raportul

$$B = \frac{\Delta I_e}{\Delta A_S}, \tag{2.69}$$

care reprezinta densitatea de intensitate energetica radianta a suprafetei ΔA_S sau intensitatea energetica unitara a acesteia. Stralucirea energetica depinde de proprietatile suprafetei emitatoare si de directia dupa care se studiaza emisia. De obicei, aceasta directie se raporteaza la normala la suprafata analizata. Rezulta ca stralucirea energetica este o functie de punct si de directia de observatie. Pentru a determina emisia de radiatie a unei suprafete finite A, aceasta se imparte intr-o multime de suprafete elementare $\Delta A_{1S}, \Delta A_{2S},\ldots, \Delta A_{iS},\ldots$

Intensitatea energetica a radiatiei emise de suprafata ΔA_{iS}, intr-o directie normala pe aceasta suprafata, este $\Delta I_e(M) = B(M)\Delta A_{iS}$, unde M este un punct al suprafetei ΔA_{iS}.

Insumand intensitatile energetice ale tuturor suprafetelor elementare in directie normala, rezulta

$$I_e = \iint_{A_S} B(M)dA.$$

2.4.2 Fluxul şi intensitatea energetică a radiaţiei emise de o structură macroscopica

Se considera un sistem de N microsurse distribuite uniform pe o mica suprafata ΔA_S si o suprafata receptoare A_R dispusa la distanta R fata de punctul C (fig.2.11).

Fluxul energetic Φ_I produs de microsursa S_I, cu i = 1,2,3,..., N, prin suprafata A_R este

$$\Phi_i = I_{ei}\Omega_i = I_{ei}\iint_{A_R}\frac{dA.\cos\alpha_i}{R_i^2},$$

unde I_{ei} este intensitatea energetica a radiatiei microsursei S_I, $R_I = S_IO$ – distanta microsursa – receptor si α - unghiul format de normala la suprafata A_R cu directia OS_I. Fluxului energetic produs de cele N microsurse dispuse pe suprafata ΔA_S prin suprafata receptoare A_R este

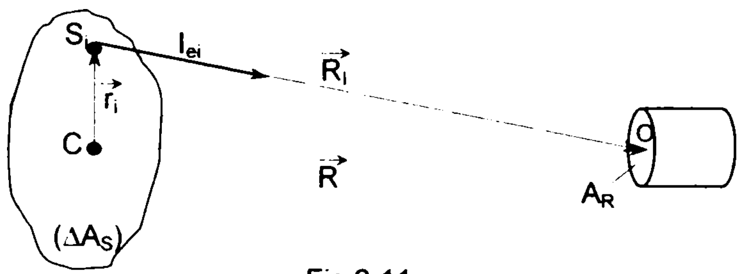


Fig.2.11

$$\Phi_e = \sum_{i=1}^{N} I_{ei}\iint_{A_R}\frac{dA.\cos\alpha_i}{R_i^2}. \tag{2.71}$$

Din fig.2.11 rezulta $\vec{R}_i = \vec{R} - \vec{r}_i$, sau

$$\frac{1}{R_i^2} = \frac{1}{R^2 + r_i^2 - 2\vec{R}.\vec{r}_i} = \frac{1}{R^2\left[1+\left(\frac{r_i}{R}\right)^2 - 2\frac{\vec{R}.\vec{r}_i}{R^2}\right]} \cong \frac{1}{R^2}, \tag{2.72}$$

relatie adevarata pentru $R \gg r_i$ si unghiul $\sphericalangle(\vec{R},\vec{r}_i) \approx 90^o$, adica suprafata receptoare A_R se afla la o distanta suficient de mare fata de punctul C, considerat ca centrul suprafetei ΔA_S. Dupa inlocuirea relatiei (2.72) in (2.73), se obtine

$$\Phi_e = \Omega\sum_{i=1}^{N} I_{ei} = \Omega I_e, \tag{2.73}$$

unde $\Omega = \iint_{A_R}\frac{dA\cos\alpha}{R^2}$ este unghiul solid sub care se vede suprafata receptoare A_R din punctul C.

Din relatia (2.73) rezulta ca fluxul energetic Φ_e produs de o suprafata macroscopica de dimensiuni reduse este identic cu fluxul energetic pe care l-ar produce o sursa punctiforma dispusa in C si in care ar fi concentrate toate microsursele suprafetei ΔA_S. In acest caz, rezulta ca unda electromagnetica care se propaga de la suprafata ΔA_S poate fi considerata ca o unda sferica, cu centrul in punctul C, insa caracteristicile acesteia vor depinde de directia dupa care se face observatia.

Ca reprezentare geometrica, radiatia produsa de suprafata ΔA_S se propaga in spatiu, in interiorul unui con, sub forma unui fascicul de raze cu varful in punctul C, cu unghiul solid la varf, Ω. Axa fasciculului formeaza unghiul θ cu normala $\vec{n}$ la suprafata ΔA_S (fig. 2.12). Rezulta ca energia radianta emisa de suprafata ΔA_S se propaga in spatiu sub forma de fascicule de raze.

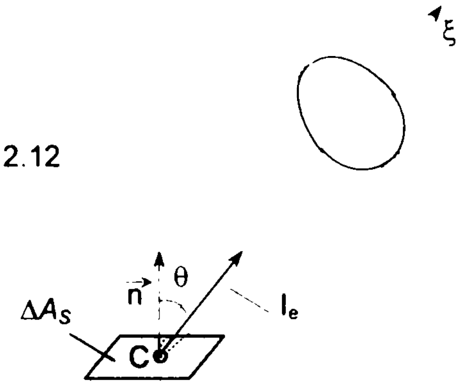


Fig. 2.12

Relatiile au fost obtinute pe baza modelului geometric al luminii, conform caruia radiatia reprezinta un flux de energie care se propaga dupa raza optica si se supune legilor de conservare a energiei. Aceasta insemna ca energia radianta se propaga in spatiu in toate directiile sub forma de raze divergente. Daca se considera un fascicul de raze continute intr-un con, se constata ca energia radianta care paraseste in unitatea de timp, unitatea de suprafata dispusa normal pe directia de propagare este constanta.

Se va studia energia radianta emisa de o suprafata elementara dA (fig.2.13). Aceasta poate fi o suprafata reala sau fictiva. Daca este o suprafata reala ea coincide cu suprafata sursei radiante, care emite o radiatie proprie, sau reflecta (transmite) radiatia primita de la o alta sursa. Fie P(x,y,z) un punct oarecare al suprafetei radiante dA, raportata la un sistem de axe carteziene x,y,z. Cantitatea de energie (mediata in timp), care strabate in unitatea de tim , elementul de suprafata dA, in un hiul solid $d\Omega$ ava__ ca axa __r_ct_a __fi__ta de unghiurile (α,β) _s__

$$d\Phi = B.\cos\theta.dAd\Omega, \qquad (2.74)$$

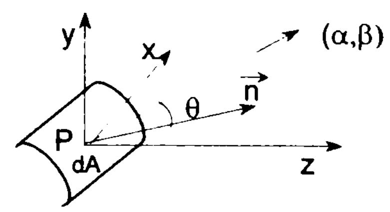


Fig. 2.13

unde θ este unghiul format de directia (α,β) cu normala $\vec{n}$ a elementului de suprafata dA, B - un coeficient care depinde, in cazul general, de coordonatele punctului (x,y) si de directia (α,β).

In expresia (2.74) apare factorul $\cos\theta$ care pune in evidenta suprafata care radiaza in directia (α,β), numita suprafata aparenta $dA.\cos\theta$.

Marimea B reprezinta stralucirea energetica a suprafetei dA sau densitatea de intensitate energetica radianta a suprafetei dA in punctul (x,y) si dupa directia (α,β). In (2.4.1) s-a aratat ca emisia de radiatie a unitatii de suprafata, pe o anumita directie este caracterizata de vectorul stralucire radianta $\vec{B}$. In acest caz, cantitatea de energie radianta care paraseste in unitatea de timp, unitatea de suprafata este numeric egala cu fluxul vectorului $\vec{B}$ prin suprafata ΔS.

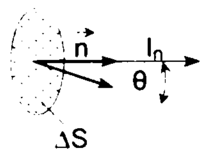


Fig. 2.14

Se observă că fluxul vectorului $\vec{B}$ după direcţia normală la suprafaţa ΔS (fig. 2.14) este $\Phi = \vec{B}.\Delta\vec{S} = B_n \Delta S = I_n$ şi reprezintă intensitatea radiaţiei după direcţia $\vec{n}$ la suprafaţa ΔS. Fluxul vectorului $\vec{B}$ după direcţia θ (unghiul format de direcţia de observaţie cu normala $\vec{n}$ la suprafaţa ΔS) reprezintă intensitatea energetică

$$I_\theta = \vec{B}.\Delta\vec{S} = B_n \Delta S \cos\theta.$$

Dacă $B_n = B_\theta = B_o$, adică este aceeaşi după orice direcţie, rezultă că

$$I_\theta = B_n \Delta S \cos\theta = I_n \cos\theta .$$

Relaţia $I_\theta = I_n \cos\theta$ reprezintă legea lui Lambert dedusă pe baza teoriei fluxurilor energetice radiante. Relaţia obţinută indică faptul că radiaţia este aceeaşi, indiferent din care direcţie se priveşte sursa radiantă. Sursa care satisface relaţia $I_\theta = I_n \cos\theta$ este numită sursă lambertiană. Numai radiaţia emisă de un corpul negru satisface relaţia lui Lambert. Corpurile cenuşii satisfac cu o anumită aproximaţie relaţia lui Lambert.

2.5 Concluzii şi contribuţii originale

In acest capitol sunt tratate într-o manieră originală unele particularităţi ale procesului de emisie a radiaţiei termice de către o structură materială, particularităţi studiate cu ajutorul teoriei clasice a fenomenelor electromagnetice, pe baza modelului dipolului electric oscilant. Se menţionează că, un studiu complet şi riguros al procesului de emisie a radiaţiei termice se face numai cu ajutorul modelelor cuantice şi semicuantice.

În tratare clasică radiaţia termică emisă de o structură materială este considerată de natură electromagnetică şi este generată de vibraţiile termice ale microsurselor emiţătoare care constituie suprafaţa structurii. În concepţie clasică „microsursa" reprezintă o distribuţie nestaţionară de curenţi şi sarcini electrice care produc în spaţiu un câmp de radiaţie. Într-o primă aproximaţie, acest câmp poate fi considerat ca fiind produs de un dipol electric, cu un moment de dipol variabil în timp. Admiţând că variaţia în timp a momentului de dipol este periodică, el poate fi reprezentat sub forma unei sume de dipoli armonici elementari care oscilează pe frecvenţele ω_0, $2\omega_0$, $3\omega_0$,... În acest caz, din punct de vedere electric microsursa este echivalentă cu o sumă infinită de dipoli electrici armonici elementari, fiecare dipol producând un câmp de radiaţie propriu (modelul dipolului electric oscilant).

În termenii teoriei clasice, un câmp de radiaţie este cunoscut dacă pot fi determinate componentele $\vec{E}$ şi $\vec{H}$ ca funcţii de punct şi de timp. În acest scop sunt folosite ecuaţiile lui Maxwell. Rezolvarea sistemului de ecuaţii Maxwell implică cunoaşterea surselor care produc câmpul. Studiul se continuă considerând ca sursă dipolul armonic elementar care oscilează pe frecvenţa ω_0. Se determină ecuaţiile vectorilor $\vec{E}$ şi $\vec{H}$ ca funcţii de punct şi timp şi pe baza lor sunt puse în evidenţă proprietăţile câmpului de radiaţie produs de dipolul armonic, sunt studiate energia radiantă emisă de dipol, propagarea energiei radiante în spaţiu şi semnificaţia fizică a fluxului vectorului $\vec{S}$ (vectorul Poynting) printr-o suprafaţă închisă.

Cu ajutorul ecuaţiilor lui Maxwell este studiată generarea reciprocă a componentelor $\vec{E}$ şi $\vec{H}$ ale câmpului de radiaţie primar (perturbaţia electromagnetică) şi propagarea acestora în spaţiu sub formă de undă electomagnetică. Se rezolvă în mod original ecuaţia undelor electromagnetice şi pe baza relaţiilor obţinute sunt evidenţiate proprietăţile undei asociate câmpului de radiaţie produs de un dipol armonic oscilant, respectiv transportul de energie radiantă prin intermediul undei. Este studiată unda electromagnetică plană, sunt evidenţiate caracteristicile energetice şi reprezentarea spaţială a undei.

Pentru a studia radiaţia emisă de o microsursă, se are în vedere că aceasta este echivalentă cu o sumă infinită de dipoli armonici oscilanţi iar câmpul de radiaţie produs reprezintă o suprapunere de câmpuri armonice elementare. Se însumează geometric componentele electrică şi magnetică ale câmpurilor armonice de radiaţie produse de fiecare dipol şi se obţin componentele $\vec{E}_\theta$ şi $\vec{H}_\varphi$ ale câmpului rezultant. Pe baza expresiilor $\vec{E}_\theta$ şi $\vec{H}_\varphi$ se obţin principale proprietăţile ale câmpului de radiaţie policromatic produs de microsursă şi se determină fluxul energetic, respectiv intensitatea energetică a fasciculelor de raze plecate din microsursă spre o suprafaţă receptoare. Se remarcă faptul că aceste mărimi reprezintă sume de fluxuri, respectiv de intensităţi energetice monocromatice ale fasciculelor de raze emise de fiecare dipol armonic oscilant. Aceste relaţii se obţin pe baza ipotezei că între fazele componentelor monocromatice ale câmpurilor de radiaţie produse de dipoli oscilanţi nu există nici o legătură, acestea evoluând independent între ele şi aleator în timp.

Trebuie menţionat că microsursa este echivalentă şi cu un dipol magnetic, cu un moment de dipol variabil în timp, care radiază în spaţiu. Întrucât radiaţia de dipol magnetic este de cca 10^{-6} ori mai mică faţă de radiaţia de dipol electric, acest tip de radiaţie s-a neglijat.

Câmpul de radiaţie produs de o structură macroscopică de suprafaţă foarte finită ΔA_S şi caracteristicile undei electromagnetice asociate acestui câmp, s-au determinat considerând un sistem de N microsurse distribuite uniform pe suprafaţa ΔA_S şi o suprafaţă receptoare A_R dispusă la distanţa R faţă de un punct $C \in \Delta A_S$. De asemenea, s-au calculat fluxul energetic şi intensitatea energetică a radiaţiei prin suprafaţa receptoare A_R şi se ajunge la următorul rezultat: fluxul energetic produs de o suprafata finita este echivalent cu fluxul energetic pe care l-ar produce o sursa punctiforma dispusa in centrul suprafetei finite si in care ar fi concentrate toate micosursele suprafetei considerate.

Cu ajutorul teoriei clasice a electromagnetismului s-au stabilit relaţii importante între caracteristicile sursei de suprafaţă ΔA_S şi structura câmpului de radiaţie. În această tratare clasică s-a păstrat aspectul ondulatoriu al radiaţiei şi, mai mult, sunt explicate atât calitativ cât şi cantitativ cele mai importante proprietăţi ale câmpului de radiaţie şi ale undei electromagnetice asociate. Mai mult, considerând sursele termice de suprafaţă mică ca reprezentând un ansamblu de microsurse, s-a descris la scară macroscopică proprietăţile radiaţiei termice şi s-au determinat cele mai importante caracteristici ale acesteia.

Contribuţii: Pentru tratarea clasică a problemei radiaţiei s-a plecat de la observaţia că momentul de dipol $\vec{p} = q\vec{r}$, produce un câmp electromagnetic. Se observă că a genera un câmp electromagnetic înseamnă $d\vec{p}/dt \neq 0$, lucru care se realizează pentru $dq/dt \neq 0$, specific sistemelor radiotehnice şi $d\vec{r}/dt \neq 0$, specific sistemelor atomice.

Se defineşte microsursa şi se demonstrează cu ajutorul ecuaţiilor lui Maxwell că aceasta este echivalentă, într-o primă aproximaţie, cu un dipol electric oscilant. Se consideră că momentul de dipol al microsursei prezintă o variaţie periodică în timp, deci poate fi reprezentat sub forma unei sume de dipoli electrici armonici oscilanţipe frecvenţele ω_o, $2\omega_o$, $3\omega_o$,...

Sunt stabilite principalele proprietăţi ale radiaţiei monocromatice emise de un dipol oscilant şi sunt definite mărimile: flux radiant şi intensitate radiantă caracteristice acestei radiaţii.

Este remarcată o proprietate a câmpului radiant produs de un dipol armonic, şi anume, media în timp a fluxului radiant prin suprafaţa oricărei sfere care cuprinde şi dipolul este o mărime constantă, indiferent de raza sferei. Pe această proprietate a câmpurilor armonice, în medii omogene şi izotrope este posibilă captarea de către receptorul de radiaţie de la distanţe foarte mari a unei fracţiuni din energia radiantă emisă de o sursă termică.

Se rezolvă într-o manieră originală ecuaţia undelor, se evidenţiază transportul de energie radiantă prin intermediul undelor electromagnetice şi se definesc mărimile radiante flux energetic şi intensitate energetică. De asemenea, se remarcă faptul că fluxul şi intensitatea energetică, mărimi specifice undei armonice sferice, nu depind de pulsaţia ω, ci numai de amplitudinea componentelor câmpului de radiaţie.

Studiul este extins asupra radiaţiei produse de o microsursă. Se evidenţiază câmpul de radiaţie care înconjoară microsursa ca o suprapunere de câmpuri armonice elementare. Pe baza acestei observaţii este stabilit caracterul policromat al câmpului de radiaţie, sunt examinate principalele proprietăţi ale câmpului de radiaţie şi ale undei sferice asociate acestui câmp.

Se mai evidenţază faptul că, în puncte îndepărtate de microsursă, componentele câmpului de radiaţie $\vec{E}_\theta$ şi $\vec{H}_\varphi$ sunt independent de perturbaţia electromagnetică primară, se generează reciproc şi se propagă în spaţiu sub formă de undă electromagnetică. În acest caz, vibraţia termică a microsurselor emiţătoare generează o perturbaţie electromagnetică care „se rupe" de microsursă şi se propagă în spaţiu prin mecanismul descris.

Transformarea energiei termice în energie radiantă este rezultatul vibraţiei termice a surselor emiţătoare care formează suprafaţa sursei. Într-o sursă macroscopică există un număr enorm de microsurse, de ordinul $10^{15}cm^{-2}$, fiecare emiţând o undă electromagnetică monocromatică, considerată elementară. Analizată macroscopic, radiaţia emisă de sursa termică este de natură electromagnetică şi se propagă în mediu sub formă de undă electomagnetică, rezultată din suprapunerea undelor electromagnetice elementare.

Bibliografie: [C2],[C4],[C6],[C12],[D2],[D7],[D8],[G3],[G6],[H1],[H2],[H5],[I3],[I4],[J1], [K1], [K4],[N10],[L4],[P1],[P7],[S2],[S3],[S4],[S7],[S9],[S10],[T3],[T5],[T6],[V2].

CAP.3

RADIAȚIA TERMICĂ EMISĂ DE SURSE MACROSCOPICE

3.1 Radiatia termica a surselor macroscopice

3.1.1 Consideratii generale

Dupa cum s-a aratat in cap.2, procesul de radiatie termica a corpului este insotit de o pierdere de energie interna. Aceasta energie, numita *energie radianta*, nu ramane localizata in vecinatatea corpului, ci se propaga cu viteza luminii (in vid) in toate directiile, sub forma de unda electromagnetica, producand fenomene de reflexie, refractie, difractie si absorbtie cand intalneste alte corpuri. Pentru a asigura o radiatie termica de durata, pierderea de energie interna a corpului este compensata prin incalzire. Aceasta particularitate a radiatiei termice permite un studiu calitativ si cantitativ al ei numai pe baza unor considerente energetice (termodinamice), facandu-se abstractie de mecanismele de emisie si absorbtie al radiatiei.

Radiatia termica prezinta doua caracteristici fundamentale, evidentiate de Kirchhoff:

- provine din rezerva termica a corpului. Acesta insemna ca radiatia termica poate avea loc fie pe seama pierderii de energie interna a corpului, fie pe seama energiei pe care corpul o primeste din exterior;
- se transforma in caldura cand este absorbita de un corp.

Aceste caracteristici sunt specifice numai radiatiei termice si nu se mai intalnesc la alte forme de radiatie.

De asemenea, radiatia termica respecta principiul lui Carnot, adica energia radianta trece de pe corpul mai cald pe corpul mai rece. Daca se considera doua corpuri cu temperaturi diferite se constata ca dupa un timp cele doua corpuri ajung la aceeasi temperatura. Echilibrul termic o data stabilit se mentine la nesfarsit. Nu se va ajunge niciodata ca unul din corpuri sa se raceasca, iar al doilea sa se incalzeasca pe seama radiatiei emise de primul. Considerand corpurile inchise intr-o incinta vidata (sistem adiabatic), dupa un timp si spatiul din incinta va avea aceeasi temperatura ca si corpurile. Sistemul analizat a ajuns la "*echilibru termic*", iar radiatia termica care umple spatiul incintei este o *radiatie termica de echilibru.* Aceasta inseamna ca toate corpurile din incinta emit si absorb aceiasi cantitate de energie radianta incat temperatura intregului sistem sa ramana constanta. La echilibru termic schimbul de radiatie nu inceteaza. Spatiul care inconjoara corpurile este permanent strabatut de o radiatie termica. La echilibru, aceasta este omogena, izotropa si independenta de natura si forma geometrica a corpurilor sau a incintei. Intrucat echilibrul termic s-a stabilit numai datorita emisiei si absorbtiei de radiatie, rezulta ca fiecare unitate de suprafata a unui corp emite in unitatea de timp o cantitate de energie radianta egala cu cantitatea de energie radianta pe care o absoarbe in acelasi interval de timp, prin aceeasi suprafata.

Radiatia de echilibru este caracterizata prin *densitatea de volum* a energiei radiante si *distributia spectrala* a acestei energii. Aceste caracteristici ale radiatiei termice nu depind de forma incintei sau a corpurilor, ci sunt univoc determinate numai de temperatura absoluta a acestora.

Radiatia termica de echilibru din incinta este *omogena*, adica prezinta aceeasi densitate de energie in oricare punct al incintei; este *izotropa* – radiatia se propaga echiprobabil in orice directie; este *nepolarizata* sau naturala – vectorul optic $\vec{E}$ oscileaza echiprobabil in planul de oscilatie dupa toate directiile.

Un interes deosebit il reprezinta radiatia termica emisa de corpurile solide aflate la o anumita temperatura, la care pierderea de energie prin radiatie este compensata printr-un aport de energie din exterior. In acest caz, pentru fiecare temperatura absoluta pe care o are a corpul, radiatia emisa este un amestec de unde electromagnetice monocromatice cu frecventele cuprinse in intervalul $[0, +\infty)$. La temperaturi obisnuite $T \cong 300K$, aproape intreaga energie radianta este transportata de undele electromagnetice cu lungimea de unda $\lambda > 0{,}76\mu m$ (lumina rosie). Astfel de unde sunt numite *raze* sau *unde infrarosii*, iar radiatia corespunzatoare emisa de corp – *radiatie infrarosie.*

Pentru sistemele SCOD prezinta interes numai radiatia infrarosie emisa in intervalul spectral cu lungimile de unda $\lambda = (1...14)\mu m$, din urmatoarele motive:

- in acest interval spectral este cuprinsa cea mai mare parte a energiei radiante emisa de obiectele din teren;
- in acest interval spectral sunt dispuse *ferestrele optice* ale atmosferei, care permit propagarea radiatiei pe distante foarte mari, fara absorbtie.

3.1.2 Sursa punctiformă de radiatie termică

Sursa punctiforma, in sens geometric, este un punct caruia i se atribuie o anumita putere radianta P_0. In timp, puterea P_0 se distribuie uniform pe suprafetele unor sfere concentrice (suprafete de unda) cu centrul in sursa, care inainteaza in spatiu cu o viteza finita (in vid cu viteza luminii). Reprezentarea directiei si sensului de propagare a energiei radiante emise de sursa punctiforma se face cu ajutorul razelor.

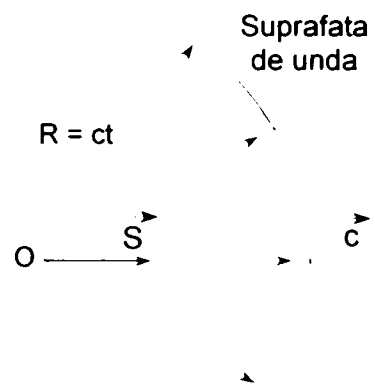


Fig. 3.1

Acestea sunt linii radiale care pornesc din sursa punctiforma si se distribuie uniform in spatiu (fig. 3.1). Razele sunt perpendiculare pe suprafetele de unda.

Sursa punctiforma reprezinta o abstractizare, intrucat in realitate o asemenea sursa nu exista. Totusi, abstractizarea facuta permite reprezentarea surselor reale ca sume finite sau infinite de surse punctiforme.

Daca se opereaza cu conceptul de sursa punctiforma in sens matematic, este evident ca distributia de intensitate poate fi scrisa numai cu ajutorul impulsului Dirac. Astfel, daca in punctul $\vec{r}_o$ al unei suprafete este dispusa o sursa punctiforma de intensitate energetica I_o, atunci distributia de intensitate a suprafetei considerate este $I(\vec{r}_o) = I_o\delta(\vec{r} - \vec{r}_o)$. Conform legii conservarii energiei electromagnetice (relatia 2.34), puterea radianta P_0 a sursei din interiorul suprafetei Σ (o suprafata de unda cu raza R), paraseste aceasta suprafata sub forma unui flux de energie radianta.

[illegible] o si[illegible] o s[illegible]s[illegible] p[illegible] O [illegible]isp[illegible]s[illegible] i[illegible] originea unui sistem de axe carteziene (fig. 3.2), o raza optica Oξ care paraseste o suprafata inchisa Σ in punctul M si mediul inchis de aceasta suprafata ca fiind dielectric, omogen si izotrop, lipsit de sarcini si curenti [illegible]l[illegible]ri[illegible]i. *Pu[illegible]erea radianta* Φ_Σ, care str[illegible]b[illegible] [illegible]up[illegible]f[illegible]t[illegible] inchisa Σ spre exterior este

$$\Phi_\Sigma = P_o = \iint_\Sigma \vec{S}.d\vec{A} = 4\pi R^2 I, \qquad (3.1)$$

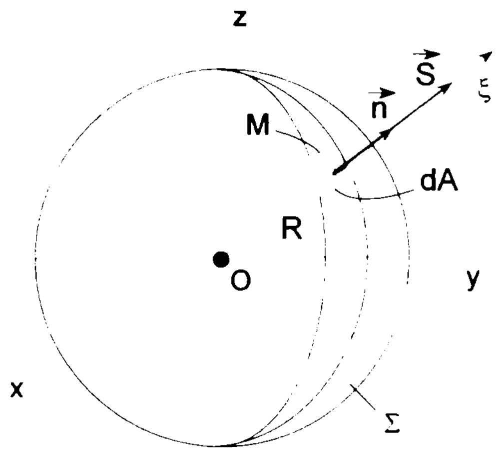


Fig.3.2

unde $|\vec{S}| = I$ este intensitatea radiatiei sau densitatea de putere radianta corespunzatoare fiecarei directii de propagare; A = $4\pi R^2$ – suprafata sferei de raza R.

Din relatia (3.1) rezulta o caracteristica esentiala a campului de radiatie produs de o sursa punctiforma:

– *este omogen*, in fiecare punct al sferei de raza R, densitatea de putere radianta este aceeasi, egala cu $P_o/4\pi R^2$;

– *este izotrop*, pe fiecare directie se transporta aceeasi cantitate de energie, egala cu $P_o/4\pi$. Marimea

$$\Phi_\Sigma = \iint_\Sigma \vec{S}.d\vec{A}\text{, cu } d\vec{A} = \vec{n}dA,$$

reprezinta *putera de radiatie* a sursei punctiforme sau *fluxul de energie* transmis in unitatea de timp de sursa punctiforma prin suprafata inchisa Σ. Directia si sensul de transmisie in spatiu a puterii de radiatie a sursei punctiforme sunt descrise de vectrul $\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H}$. Modulul vectorului $|\vec{S}| = d\Phi_\Sigma / dA$ reprezinta *intensitatea de radiatie* a sursei punctiforme si este egal cu cantitatea de energie radianta care paraseste, in unitatea de timp, unitatea de suprafata dispusa perpendicular pe directia de transmisie a energiei radiante.

3.1.3 Particularități ale fluxului radiant produs de sursa punctiforma

Pentru determinarea fluxului radiant al sursei punctiforme prin suprafata deschisa A, marginita de curba Γ, parte din suprafata inchisa Σ, trebuie avut in vedere unghiul solid Ω_Γ sub care se vede acesta suprafata din punctul O, unde este dispusa sursa (fig.3.3). Unghiul Ω_Γ reprezinta deschiderea unui con format din razele optice plecate din O si care se sprijina pe conturul Γ. Marimea acestui unghi este egala cu raportul dintre aria suprafetei A_{sf}, delimitata de con pe o sfera de raza r_o, cu centrul in O si patratul acestei raze. Se poate scrie

$$\Omega_\Gamma = \frac{A_{sf}}{r_o^2} = \iint_{A_\Gamma} \frac{dA.\cos\alpha}{R^2} = \iint_{A_\Gamma} \frac{\vec{R}.d\vec{A}}{R^3}. \quad (3.6)$$

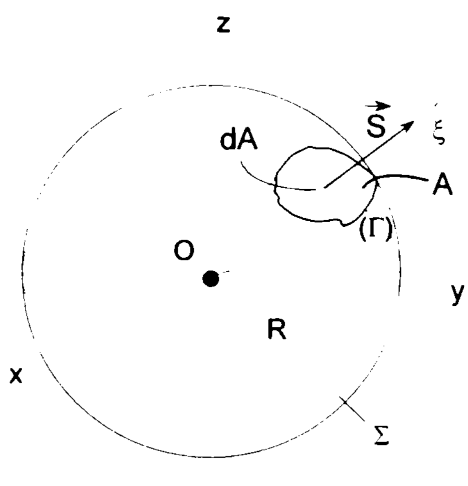


Fig. 3.3

Marimea Ω_Γ caracterizeaza efectiv deschiderea conului, deoarece nu depinde de raza sferei r_o si nici de marimea sau forma suprafetei A_Γ, ci numai de forma conturului Γ. Fluxul vectorului $\vec{S}$ prin suprafata inchisa a unui con elementar, de baza *dA* – baza conului, este

$$d\Phi = \vec{S}.d\vec{A} = SdA\cos\alpha. \quad (3.7)$$

Fluxul prin suprafata laterala a conului este nul deoarece $\vec{S}\perp\vec{n}$ *si* $\vec{S}.d\vec{A}=0$, deci propagarea energiei radiante emise de sursa O, in interiorul conului, se face numai in linie dreapta, dupa directia razei optice. Daca fasciculul de raze optice se delimiteaza prin sectiunile A_1 si A_2 (fig.3.4) se obtine un tub de raze optice. Fluxul prin interiorul suprafetei inchise Σ, este

$$\iint_{\Sigma}\vec{S}.d\vec{A}=\Phi_{A_2}-\Phi_{A_1}, \qquad (3.8)$$

daca in interiorul tubului nu exista elemente care sa acumuleze sau sa radieze energie radianta.

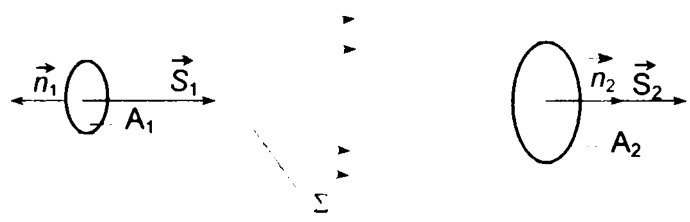


Fig. 3.4

In relatia (3.8) s-a notat cu $\Phi_{A_1}=-\iint_{A_1}\vec{S}_1.d\vec{A}$ - fluxul in sectiunea A_1 prin care razele optice intra in portiunea de tub considerata (normala $\vec{n}_1$ este orientata spre exteriorul suprafetei A_1) si cu $\Phi_{A_2}=\iint_{A_2}\vec{S}.d\vec{A}$ fluxul in sectiunea A_2 prin care razele optice parasesc portiunea de tub. Fluxul prin suprafața laterala a tubului este nul, deoarece aceasta suprafata nu este strabatuta de raze optice ($\vec{S}\perp\vec{n}$ si $\vec{S}.d\vec{A}$). Prin urmare, in regiunile din spatiu in care nu exista elemente absorbante sau radiante de energie, fluxul radiant prin diferite sectiuni transversale ale unui tub are aceeasi valoare, adica se conserva in lungul razei optice. Aceasta proprietate a fluxului radiant poate fi scrisa sub forma: $d\Phi=\vec{S}_1.d\vec{A}_1=\vec{S}_2.d\vec{A}_2=...=\vec{S}_i.d\vec{A}_i$.

3.1.4 Fluxul radiant al sursei punctiforme printr-o suprafață receptoare

Pe baza relatiei (3.7) se poate calcula fluxul radiant care strabate suprafata sensibila A_R a unui receptor de radiatie. Se considera centrul suprafetei receptoare A_R dispus la distanta D fata de o sursa punctiforma O (fig. 3.5). Sursa punctiforma se afla lateral fata de axa receptorului, astfel ca normala la suprafata A_R formeaza unghiul α cu directia sursa – receptor (OC).

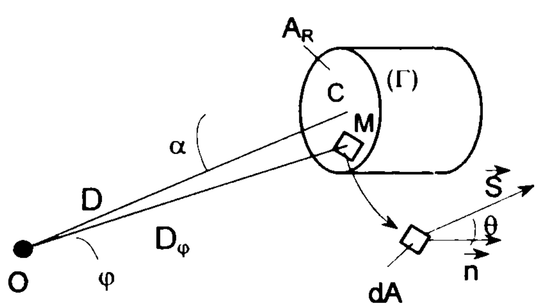


Fig.3.5

Fluxul radiant elementar emis de sursa pe directia PM si care strabate suprafata dA, este

$$d\Phi=\vec{S}_\varphi.d\vec{A}=S_\varphi dA\cos\theta. \qquad (3.8)$$

unde θ este unghiul format de directia vectorului $\vec{S}$ cu normala la elementul de suprafata dA.

Considerand fluxul radiant dupa directiile D si D_φ, se poate scrie

$$D^2 S = D_\varphi^2 S_\varphi, \tag{3.9}$$

unde S, respectiv S_φ reprezinta modulul (marimea) vectorului $\vec{S}$ in centrul, respectiv in punctul M al suprafetei A_R.

Fluxul radiant care strabate suprafata receptoare se obtine prin integrare, din relatiile (3.8) si (3.9)

$$\Phi = SD^2 \iint_{A_R} \frac{dA \cos\theta}{D_\varphi^2} = SD^2 \Omega_\Gamma\,, \tag{3.10}$$

unde Ω_Γ este unghiu solid sub care se vede conturul Γ al suprafetei A_R din punctul O. Din relatia (3.10) rezulta ca marimea fluxului incident la suprafata receptorului este determinata de:

- caracteristica energetica a sursei punctiforme, exprimata cu marimea S;
- aria suprafetei aparente (suprafata A_R vazuta din punctul O) a receptorului, exprimata cu produsul $D^2\Omega_\Gamma$.

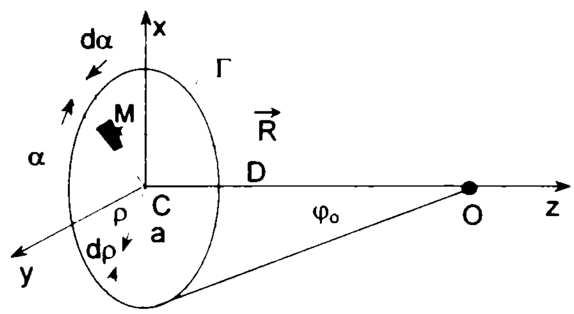


Fig. 3.6

Se considera sursa punctiforma O dispusa pe axa receptorului (fig. 3.6) la distanta D fata de suprafata sensibila A_R a acestuia. Din motive de simetrie una din razele optice plecate din sursa O coincide cu axa receptorului (axa z).

Fluxul elementar care strabate suprafata dA, exprimat in coordonate polare, este

$$d\Phi = \vec{S}_R . d\vec{A} = S_R \frac{\vec{R}}{R} \vec{n} \rho d\rho d\alpha\,. \tag{3.11}$$

Intrucat coordonatele punctului M sunt (ρcosα,0,ρsinα), se obtine

$$R = \sqrt{\rho^2 \cos^2\alpha + D^2 + \rho^2 \sin^2\alpha} = \sqrt{\rho^2 + D^2}\,,$$

$$\vec{R} = \rho\cos\alpha\vec{i} - D\vec{j} + \rho\sin\alpha\vec{k} \;\text{ si }\; \vec{n} = -\vec{j}.$$

Inlocuind expresiile obtinute in (3.11) si integrand in limitele $\alpha \in [0,2\pi]$ si $\rho \in [0,a]$, se obtine

$$\Phi = SD^3 \int_0^{2\pi} d\alpha \int_0^a \frac{\rho d\rho}{\left(\rho^2 + D^2\right)^{3/2}} = 2\pi SD^3 \left(\frac{1}{D} - \frac{1}{\sqrt{a^2 + D^2}} \right).$$

Se observa ca

$$\cos \varphi_o = \frac{D}{\sqrt{a^2 + D^2}}, \text{ deci } \quad \Phi = 2\pi S D^2 (1 - \cos \varphi_o) = S D^2 \Omega_\Gamma ,$$

unde $\Omega_\Gamma = 2\pi(1 - \cos\varphi_o)$ este unghiul solid sub care se vede suprafata A_R din punctul O.

3.2 Mărimile radiometrice ale radiaţiei termice

3.2.1 Consideratii generale

Marimile fizice referitoare la energia radiatiei din spectrul optic se impart in marimi radiometrice (energetice), legate direct de energia radiatiei electromagnetice si marimi fotometrice, care se refera la masurarea senzatiei vizuale produsa de radiatia electromagnetica din spectrul vizibil.

Tabelul 3.1

Nr. crt.	Marimi radiometrice integrale	Simbol	Unitatea de masura	Definitie
1	Energia radianta	Q_e	*[J]*	Energia transportata de unda electromagnetica
2	Flux energetic radiant	Φ_e	*[W]*	Energia radianta emisa in unitatea de timp
3	Emitanta sau radianta energetica	M_e *sau* R_e	$[W/m^2]$	Fluxul radiant emis de unitatea de suprafata
4	Luminanta sau stralucirea energetica	L_e *sau* B_e	$[W/m^2 str]$	Fluxul radiant emis de unitatea de suprafata in unitatea de unghi solid
5	Intensitatea energetica	I_e	*[W/str]*	Fluxul radiant emis in unitatea de unghi solid
6	Iluminarea energetica	E_e	*[W/m2]*	Fluxul radiant incident pe unitatea de suprafata

In functie de caracterul spectral al radiatiei marimile radiometrice (fotometrice) se impart in:

- marimi energetice (fotometrice) integrale sau globale si se refera la energia continuta in tot domeniul spectral;
- marimi energetice (fotometrice) spectrale, care se refera la energia corespunzatoare fiecarei unde monocromatice componente.

Avandu-se in vedere criteriile de clasificare mentionate, pentru caracterizarea radiatiei termice sunt utilizate marimile din tabelul 3.1.

Daca la denumirile marimilor din tabelul 3.1 se adauga adjectivul *spectral*, referirea se face la densitatea de radiatie, adica la radiatia ce revine unitatii de lungime de unda. In acest caz, toate unitatile de masura se impart la [μm].

Daca adjectivul radiant este inlocuit cu adjectivul *luminos*, se trece de la masurile energetice integrale sau spectrale, la cele fotometrice integrale sau spectrale.

In lucrare marimile energetice integrale vor fi notate cu litera mare purtand indicele "e". Marimile spectrale vor fi notate cu litera mica purtind indicele "λ"

In continuare, succint, sunt definite marimile prezentate în tabelul 3.1.

3.2.2 Definirea marimilor radiometrice

• ***Fluxul energetic radiant*** Φ_λ, reprezinta cantitatea de energie radianta emisa, absorbita sau transmisa, in unitatea de timp, de o suprafata reala sau fictiva. Fluxul energetic radiant corespunzator unei singure lungimi de unda formeaza un *flux monocromatic*. Fluxul de radiatie corespunzator intervalului de lungime de unda dλ reprezinta densitatea spectrala a fluxului de radiatie Φ_λ.

$$\Phi_\lambda = \frac{d\Phi(\lambda)}{d\lambda} \text{ [W.μm}^{-1}\text{]}.$$

Produsul $\Phi_\lambda d\lambda = d\Phi_\lambda$ determina puterea fluxului energetic radiant in intervalul spectral [λ,λ+dλ]. Energia radianta emisa de o sursa termica in intervalul de timp [0,t] este egala cu

$$Q_e = \int_0^t \Phi(t)dt,$$

unde $\Phi(t)$ este o functie care indica schimbarea in timp a fluxului energetic radiant. Unitatea de masura a energiei radiante este [Ws] = [J].

• ***Radianta energetica*** R_e este marimea care caracterizeaza distributia in spatiu, in limitele unei emisfere, a fluxului energetic radiant emis de unitatea de suprafata a corpului. Radianta energetica este numeric egala cu fluxul energetic radiant emis de unitatea de suprafata a sursei in toate directiile unei emisfere si aria suprafetetei radiante

$$R_e = \frac{d\Phi_e}{dA}, \text{ [W/m}^2\text{]}$$

unde $d\Phi_e$ este fluxul integral de energie radianta, adica fluxul energetic corespunzator tuturor lungimilor de unda radiate de suprafata elementara dA a sursei.

• ***Iluminarea energetia*** E_e, reprezinta raportul dintre fluxul energetic radiant $d\Phi_e$ care cade pe elementul de suprafata dA si aria elementului de suprafata

$$E_e = \frac{d\Phi_e}{dA}, \text{ [W/m}^2\text{]}$$

• ***Intensitatea energetica*** I_e, reprezinta raportul dintre fluxul energetic $d\Phi$ emis de sursa in directia data si marimea unghiului solid $d\Omega$, in limitele caruia se propaga radiatia

$$I_e = \frac{d\Phi}{d\Omega}, \text{ [W.str}^{-1}\text{]}.$$

Trebuie subliniat ca in aceasta definitie s-au avut in vedere sursele punctiforme de radiatie, adica acele surse care au dimensiuni neglijabile in comparatie cu distantele la care sunt analizate actiunile lor. Fluxul energetic in limitele unghiului solid Ω este

$$\Phi_\Omega = \int_\Omega I d\Omega.$$

Daca sursa este *izotropa*, adica intensitatea radiatiei emise este aceeasi in toate directiile, iar in limitele unghiului solid Ω este $I = \frac{\Phi_\Omega}{\Omega}$. Fluxul energetic Φ radiat de o sursa izotropa de intensitate I, in toate directiile, este $\Phi = 4\pi I$.

Pentru o sursa *anizotropa*, intensitatea energetica a radiatiei depinde de directia de emisie $I = I(\varphi,\theta)$, unde φ si θ sunt unghiuri polare. In acest caz, sursele anizotrope sunt caracterizate prin intensitatea medie a radiatiei, emisa in limitele unghiului solid Ω

$$I = \frac{\Phi}{\Omega} = \frac{1}{\Omega}\int_\Omega I(\Omega) d\Omega$$

Intensitatea energetica spectrala a radiatiei este $I_\lambda = \frac{I(\lambda)}{d\lambda}$ [W.str^{-1}.μm^{-1}].

• ***Stralucirea energetica*** B_e. Pentru o sursa anizotropa fluxul energetic emis depinde atat de aria A a suprafetei sursei, cat si de unghiul solid Ω in care se propaga acest flux, adica este o functie de forma $\Phi_e = \Phi(A,\Omega)$. Fluxul emis de suprafata elementara dA ce margineste punctul M, intr-un unghi solid $\Omega = 2\pi$ este

$$d\Phi_e = \frac{\partial \Phi_e}{\partial A} dA$$

Din fluxul energetic $d\Phi_e$, in directie normala la suprafata dA, in unghiul solid $d\omega$ se propaga fractiunea de flux $d^2\Phi_e = \frac{\partial}{\partial\omega}(d\Phi_e)d\omega = \frac{\partial^2\Phi_e}{\partial\omega\partial A} dA.d\omega$. Marimea $B = \partial^2\Phi_e / \partial\omega\partial A$ reprezinta *luminanta energetica* sau *stralucirea energetica* a sursei si exprima cantitatea de flux energetic emisa de suprafata elementara dA, in unitatea de unghi solid, pe o directie normala la aceasta.

Daca se calculeaza fluxul emis dupa o directie $\vec{L}$ care formeaza unghiul α cu normala $\vec{n}$ la suprafata *dA,* atunci trebuie avuta in vedere suprafata aparenta $dA\cos\alpha$.

Sub o forma mai generala, stralucirea energetica *B* reprezinta fluxul energetic emis, transmis sau receptionat de suprafata *dA*, intr-un unghi solid $d\omega$ orientat dupa directia $\vec{L}$ care formeaza cu normala $\vec{n}$ la suprafata *dA* unghiul α. Se masoara in [$Wm^{-2}str^{-1}$]. La determinarea stralucirii *B* trebuiesc avute in vedere 3 cazuri:

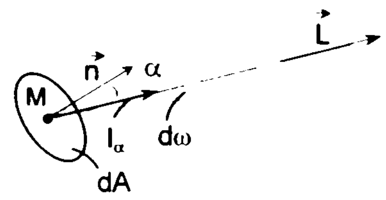


Fig. 3.7

a) suprafata *dA* apartine sursei termice;

b) suprafata *dA* reprezinta o suprafata receptoare;

c) suprafata *dA* reprezinta o sectiune a tubului de flux prin care se propaga ra[illegible]at[illegible]a.

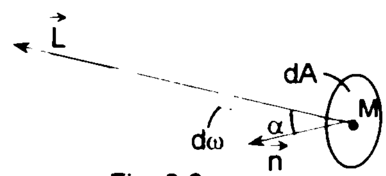


Fig. 3.8

a) **Stralucirea unui punct** oarecare M de pe suprafata sursei de radiatie, in directia $\vec{L}$, reprezinta raportul dintre intensitatea energetica a radiatiei emise de suprafata dA in directia $\vec{L}$ si suprafata aparenta a sursei (fig.3.7)

$$B = \frac{dI}{dA\cos\alpha}.$$

b) **Stralucirea energetica dupa directia** $\vec{L}$, intr-un punct M de pe suprafata receptoare dA, reprezinta raportul dintre iluminarea energetica dE produsa de fluxul incident in punctual M si unghiul solid dω in care se propaga acest flux: $B = dE/d\omega$ (fig. 3.8).

c) **Intr-un punct M din spatiu** prin care trece un fascicul elementar, avand directia $\vec{L}$. In ac[illegible] ca[illegible], [illegible]a[illegible]a [illegible]n[illegible]g[illegible] B [illegible] dintre fluxul energetic elementar dΦ care trece prin pun[illegible] M si fa[illegible]oru ge[illegible]me[illegible] fl[illegible]x $dG = dA\cos\alpha$, unde dA este suprafata sectiunii fluxului elementar, dω - unghiul solid elementar in care este cuprins fluxul dΦ si unghiul α - unghiul format de normala $\vec{n}$ la suprafata dA cu directia $\vec{L}$ de propagare a fasciculului radiant (fig. 3.9)

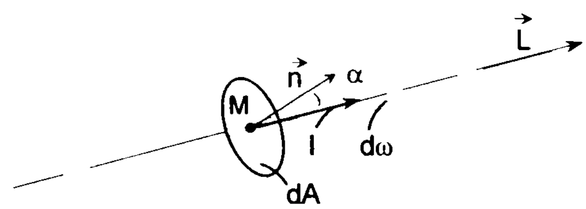


Fig. 3.9

$$B = \frac{d\Phi}{dG} = \frac{d^2\Phi}{dAd\omega\cos\alpha}$$

Din optica geometrica este cunoscut ca, pentru medii omogene, izotrope si dielectrice fluxul optic egal cu produsul dintre factorul geometric dG si patratul indicelui de refractie n al mediului, in punctul M, este un invariant spatial, adica $dG_1 n_1^2 = dG_2 n_2^2 = ... = const.$ Prin urmare, raportul dintre stralucirea energeticaB si patratul indicelui de refractie este de asemenea un invariant spatial $B/n^2 = const.$, in conditiile in care nu exista pierderi de flux prin reflexie si absorbtie.

3.3 Legile radiaţiei termice şi consecinţe

3.3.1 Legile de propagare a radiaţiei termice

Cunoasterea caracteristicilor energetice ale surselor de radiatie termica permite determinarea energiei pe care o radiaza sursa pe o anumita directie, a compozitiei spectrale a acesteia si a fluxului radiant incident la suprafata fotoreceptorului. Cantitatea de energie radianta receptionata de fotoreceptor este determinata de dispunerea geometrica a acestuia fata de sursa, precum si de transmisia radiatiei prin atmosfera. In acest caz, pentru determinarea energiei radiante receptionate se aplica legile de propagare ale radiatiei, legea lui Lambert si se fac urmatoarele ipoteze simplificatoare:

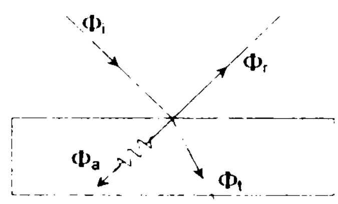


Fig. 3.10

- radiatia emisa de sursa se propaga in atmosfera in linie dreapta;
- spatiul cuprins intre sursa si receptor nu contine alti consumatori de radiatie;
- radiatia emisa de o mica suprafata dS a sursei se propaga in interiorul unui con, sub forma unui fascicul de raze.

Radiatia incidenta pe suprafata unui corp poate fi absorbita, reflectata sau transmisa prin corp. Cantitatea de energie radianta absorbita, reflectata sau transmisa de suprafata corpului depinde de calitatea suprafetei corpului, de natura si dimensiunile acesteia.

Suprafata unui corp poate fi *lucie* (oglinda) sau *mata* (rugoasa). In primul caz reflexia radiatiei se face directionat, cu respectarea legii reflexiei. In cazul suprafetelor rugoase reflexia se face difuz. Indiferent de modul in care radiatia este absorbita, transmisa sau reflectata de suprafata corpului, din legea de conservare a energiei rezulta (fig.3.10)

$$\Phi_I = \Phi_\rho + \Phi_a + \Phi_t \quad \text{sau} \quad \rho + a + t = 1,$$

unde:

- Φ_I este fluxul energetic incident pe suprafata corpului;

- Φ_ρ - fluxul energetic reflectat de suprafata corpului;
- Φ_a - fluxul energetic absorbit de suprafata corpului;
- Φ_t - fluxul energetic transmis de suprafata corpului, si
- $\rho = \Phi_\rho/\Phi_I$ – coeficientul de reflexie a suprafetei corpului;
- $a = \Phi_a/\Phi_I$ – coeficientul de absorbtie a suprafetei corpului;
- $t = \Phi_t/\Phi_I$ – coeficientul de transmisie a suprafetei corpului;

Pe baza relatiei (3.25) se definesc cateva tipuri de corpuri perfecte:

- $t = 0$ si $a = 1$ - corpul negru;
- $a = t = 0$ si $\rho = 1$ - corpul alb;
- $t = 0$, ρ si $a < 1$ - corpul cenusiu;
- $\rho = 0$, a si $t < 1$ - corpul mat.

Corpurile definite prin culorile alb, negru, cenusiu au numai un sens termic si nu au nici o legatura cu corespondentele lor colorimetrice. De exemplu, zapada proaspat cazuta are culoare alba (colorimetric), dar din punct de vedere termic se comporta ca un corp negru.

Reflexia radiatiei termice se face cu respectarea a doua legi:

- raza incidenta, raza reflectata si normala la suprafata corpului, in punctul de incidenta, se gasesc in acelasi plan;
- unghiul de incidenta este egal cu unghiul de reflexie.

Aceste legi sunt respectate atat la reflexia difuza cat si la reflexia directionata.

Refractia radiatiei termice la trecerea dintr-un mediu in altul se face pe baza a doua legi:

- raza incidenta, raza refractata si normala la suprafata corpului, in punctul de incidenta, se gasesc in acelasi plan;
- intre unghiul de incidenta i si unghiul de refractie r exista relatia

$$n_1 \sin i = n_2 \sin r.$$

Relatiile stabilite anterior sunt valabile atat pentru radiatia integrala cat si pentru radiatia spectrala.

3.3.2 Legea lui Lambert

Suprafata corpului care prezinta o stralucire energetica constanta dupa toate directiile se numeste suprafata *difuzanta* sau *cosinusoidala.* Pentru o suprafata difuzanta intensitatea energetica a radiatiei emise de aceasta pe o directie data, pentru orice lungime de unda, este proportionala cu cosinusului unghiului α. format intre normala la suprafata si directia de radiatie considerata. Aceasta proprietate a suprafetelor radiante reprezinta *legea lui Lambert* si se scrie sub forma $dI_\alpha = BdA\cos\alpha$, unde B este luminanta energetica a suprafetei, aceeasi pentru orice directie (independenta de unghiul α), dA – aria suprafetei radiante si $dI_o = BdA$ – intensitatea energetica a suprafetei radiante in directie normala. Graficul functiei $I_\alpha = I(\alpha)$ se reprezinta intr-un plan sub forma unui cerc tangent la suprafata dA, iar in spatiu, sub forma unei sfere obtinute prin rotira cercului in jurul normalei $\vec{n}$ (fig.3.11).

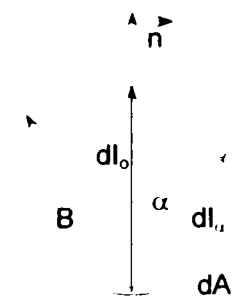


Fig. 3.11

Legea lui Lambert este respectata de o clasa restransa de surse radiante, din care se amintesc: corpul negru, corpul cenusiu cu suprafata difuzanta, etc. In practica, legea lui Lambert se poate aplica unei clase mai largi de surse radiante, cu unele restrictii. Cu ajutorul legii lui Lambert, se poate determina marimea radiantei energetice R_e a unei suprafetei.

Se considera suprafata radianta dA in centrul unei sfere de raza R (originea sistemului de axe Oxyz). Fluxul energetic radiat de un element de suprafata dA, intr-un unghi solid dω este $d\Phi = Id\varpi$. Directia pe care se emite radiatia se defineste prin unghiurile $\varphi \in [0, 2\pi]$ si $\theta \in [-\pi/2, \pi/2]$. Aceasta directie reprezinta axa unui unghi solid elementar dω care cuprinde fluxul elementar dΦ (fig.3.12) emis de suprafata dA pe directia considesrta (φ,θ). Pe suprafata sferei de raza R, unghiul solid dω delimiteaza o zona de arie egala cu $dA_1 = R^2\sin\theta d\theta d\varphi$. Marimea unghiului solid este $d\omega = \sin\theta d\theta d\varphi$. Intensitatea energetica a suprafetei dA, de stralucire energetica B, este $dI = B\cos\theta dA$. Integrand in limitele unei semisfere $\varphi \in [0, 2\pi]$ si $\theta \in [0, \pi/2]$, rezulta fluxul radiant al suprafetei dA in toate directiile ($\Omega = 2\pi$)

$$\Phi_{2\pi} = 2\pi BdA\int_0^{2\pi}\sin\theta.d(\sin\theta) = \pi BdA,$$

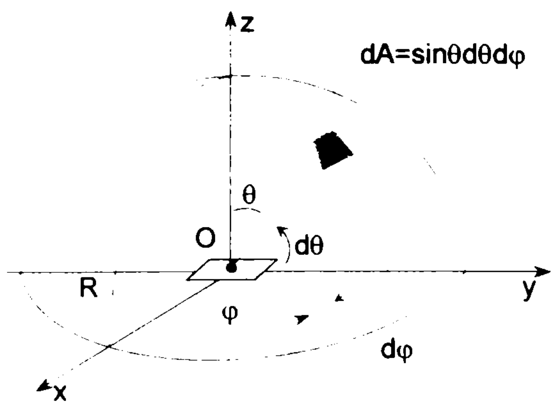


Fig. 3.12

Radianta suprafetei dA este

$$R = \frac{\Phi_{2\pi}}{dA} = \pi.B. \qquad (3.12)$$

Din relatia (3.12) rezulta ca radianta unei suprafete perfect difuzante este de π ori mai mare decat stralucirea suprafetei.

Locul geometric al punctelor din plan pentru care distanta la un punct fix este egala cu I_α reprezinta *caracteristica de radiatie* a sursei.

Pentru obiectele din teren aflate la o distanta mare fata de observator este dificil sa se ridice caracteristica de radiatie deoarece:

- au suprafete cu forme si orientari variate;
- nu sunt cunoscute temperatura, coeficientul de radiatie si influenta reciproca a acestor suprafete.

In acest caz, pentru determinarea caracteristicilor radiante ale obiectelor din teren se foloseste un *model simplificat*. Modelul este format din suprafetele cele mai semnificative ale obiectului, pentru care se admite ca au o temperatura constanta, un coeficient de emisie si o orientare cunoscute si radiatia emisa respecta legea lui Lambert.

Calculele se desfasoara astfel:

- pentru fiecare suprafata se calculeaza radianta energetica R_e, dupa care se determina intensitatea energetica a suprafetei pe directia α, cu formula $I_\alpha = BA\cos\alpha$;
- se aduna intensitatile I_α ale fiecarei suprafete radiante, pentru fiecare directie.

Intrucat, in cazul general caracteristica de radiatie are o forma spatiala, se construieste o familie de caracteristici $I(\varphi,\theta)|_{\varphi\ =\ \mathrm{const.}}$ sau $I(\varphi,\theta)|_{\theta\ =\ \mathrm{const.}}$ Daca obiectul prezinta o radiatie simetrica in raport cu o axa sau cu un plan, atunci determinarea caraceristicii de radiatie se reduce la constructia unei caracteristici plane, care prin rotatie in jurul axei, genereaza caracteristica spatiala.

3.3.3 Legea iluminării energetice. Iluminarea energetica produsa de o sursa cu suprafata finita

Sursa punctiforma este o sursa de radiatie cu dimensiuni mult mai mici in comparatie cu distanta la care este dispus receptorul de radiatie. Pentru o asemenea sursa se admite ca fluxul energetic emis se distribuie uniform dupa toate directiile, deci pe orice directie de radiatie intensitatea energetica a radiatie va fi aceeasi, egala cu I. Radiatia emisa de sursa punctiforma este caracterizata numai de intensitate energetica I dupa directia sursa-receptor.

Fluxul radiant elementar emis de sursa punctiforma, in limitele unghiul solid $d\omega$ (fig. 3.13), si captat de receptor este

$$d\Phi = Id\omega = I\frac{dA\cos\alpha}{R^2}.$$

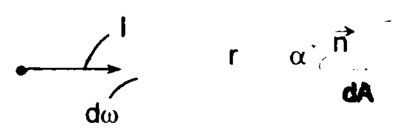


Fig. 3.13

Fluxul pe care receptorul il capteaza este cuprins in limitele suprafetei aparente $dA\cos\alpha$, cu α unghiul format de normala $\vec{n}$ a suprafetei dA si directia sursa punctiforma – receptor.

Iluminarea produsa de sursa punctiforma pe suprafata dA, la care normala $\vec{n}$ face unghiul α cu directia de observatie este

$$E = \frac{d\Phi}{dA} = \frac{Id\omega}{dA} \quad \text{cu} \quad d\omega = \frac{dA\cos\alpha}{r^2}, \text{ sau}$$

$$E = \frac{I}{dA}\frac{dA}{r^2}\cos\alpha = \frac{I}{r^2}\cos\alpha . \quad (3.13)$$

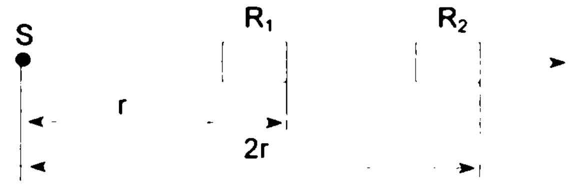


Fig.3.14

Din relatia (3.13) rezulta;

– iluminarea produsa de o sursa punctiforma asupra unei suprafete este direct proportionala cu intensitatea radiatiei emise de sursa si invers proportionala cu patratul distantei sursa – receptor (legea patratelor inverse). Trebuie observat ca iluminarea produsa de o sursa punctiforma S pe suprafata sensibila a unui receptor aflat la distanta r de sursa este $E_1 = I/r^2$ si, daca se dubleaza distanta, rezulta $E_2 = I/4r^2 = E_1/4$, deci iluminarea scade de 4 ori, cu toate ca distanta a crescut de 2 ori (fig.3.14);

– iluminarea este proportionala cu cosinusul unghiului de incidenta a fasciculului radiant la suprafata sensibila a receptorului. Din aceasta lege rezulta ca o receptie optima a surselor se obtine pentru unghiuri de camp reduse.

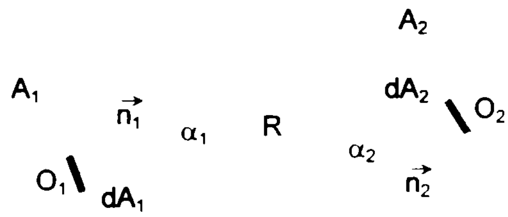


Fig. 3.15

Sursele cu suprafata finita, cu dimensiunile comparabile cu distanta sursa – receptor, sunt caracterizate de o stralucire energetica B, functie de unghiurile dupa care se realizeaza observarea sursei. Fie A_2 o suprafata receptoare iluminata de o sursa cu suprafata A_1 (fig.3.15). Iluminarea in punctual O_2 a suprafetei elementare dA_2 reprezinta o suma de iluminari elementare produse de fiecare suprafata elementara $dA_1 \in A_1$. Iluminarea elementara produsa in punctual O_2 de sursa cu suprafata dA_1, aflata in O_1, este: $dE = dI_{\alpha_1}\frac{\cos\alpha_2}{R^2}$, cu $dI_{\alpha_1} = B\cos\alpha_1 dA_1$, intensitatea energetica a radiatiei emise de sursa cu suprafata dA_1, pe directia $O_1O_2 = R$ si B - stralucirea energetica a suprafetei dA_1 in directie normala. Se obtine

$$dE = B\frac{\cos\alpha_1\cos\alpha_2}{R^2}dA_1 .$$

Se observa ca $d\omega_2 = \frac{dA_1\cos\alpha_1}{R^2}$, deci $dE = B\cos\alpha_2 d\omega_2$. Integrand dupa unghiul solid ω_2, unghiul sub care se vede suprafata A_1 din punctual O_2, se obtine iluminarea energetica in O_2

$$E = \int_{\omega_2} B \cos\alpha_2 d\omega_2.$$

Daca radiatia emisa de sursa A_1 respecta legea lui Lambert (cazul surselor termice), se poate scrie

$$E = B \int_{\omega_2} \cos\alpha_2 d\omega_2 = B.G, \tag{3.14}$$

unde G este un factor geometric.

3.4 Calculul marimilor radiometrice specifice radiației termice emise, transmise și recepționate

3.4.1 Calculul mărimilor energetice ale radiației emise de o suprafață termoradiantă finită

In cazul surselor termice cu suprafata finita exista doua tipuri de probleme care trebuiesc rezolvate:

- calculul marimilor radiometrice ale unei surse de radiatie;
- calculul iluminarii energetice a unei suprafete receptoare.

Intrucat fluxul energetic emis de o asemenea sursa nu se repartizeaza uniform pe toate directiile, pentru rezolvarea acestor probleme se fac cateva ipoteze simplificatoare, rezultate din legile de propagare ale radiatiei si legea independentei fasciculelor de raze:

- fluxul energetic emis de o mica suprafata dS a sursei se propaga in interiorul unui con, sub forma unui fascicul de raze. In medii omogene si izotrope razele sunt linii drepte;
- fasciculele de raze pot fi impartite in fascicule elementare. In fiecare sectiune transversala a unui fascicul elementar energia radianta se conserva;
- fiecare fascicul elementar actioneaza independent. In acest caz, intensitatea energetica a mai multor fascicule de raze care se suprapun intr-un punct din spatiu va fi egala cu suma intensitatilor energetice ale fasciculelor de raze componente;

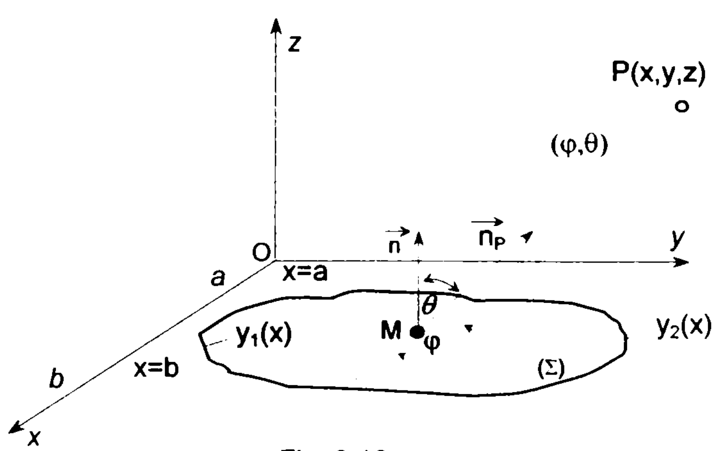


Fig. 3.16

- stralucirea energetica b, in fiecare punct al suprafetei sursei si pe orice directie, in limitele unei emisfere, este aceeasi. Aceasta inseamna ca suprafata elementara dS radiaza difuz, adica intensitatea energetica a radiatiei pe fiecare directie respecta legea lui Lambert $dI_\alpha = b_o dA\cos\alpha$, unde b_o este luminanta energetica a suprafetei, aceeasi pentru orice directie (independenta de unghiul α), dA – aria suprafetei radiante si $dI_o = BdA$ – intensitatea energetica a suprafetei radiante in directie normala.

Fie (Σ) o suprafata in planul (x,y) al unui sistem de axe carteziene Oxyz (fig.3.16). Domeniu (Σ) este limitat prin curbele $y = y_1(x)$ si $y = y_2(x)$; dreptele $x = a$ si $x = b$, cu $y_1(x) < y_2(x)$ si $a < b$. Expresia normalei $\vec{n}$ in punct $M \in (\Sigma)$ este $\vec{n} = \vec{k}$, iar a versorului $\vec{n}_P$, dupa directia de observare: $\vec{n}_P = \sin\theta\cos\varphi.\vec{i} + \sin\varphi\sin\theta.\vec{j} + \cos\theta.\vec{k}$.

Intensitatea energetica a radiatiei emise de elementul de suprafata, in directie normala la suprafeta de staralucire b_o este

$$dI_o = b_o dx.dy$$

Intensitatea radiatiei energetice emisa de suprafata (Σ) in directia normalei, este

$$I_\theta = b_o \int_a^b \int_{y_1}^{y_2} dx.dy = b_o \int_a^b [y_2(x) - y_1(x)]dx.$$

Daca $y_2(x) = d$ si $y_1(x) = c$, se obtine

$$I_o = b_o \int_a^b (d-c)dx = b_o(a-b)(d-c)$$

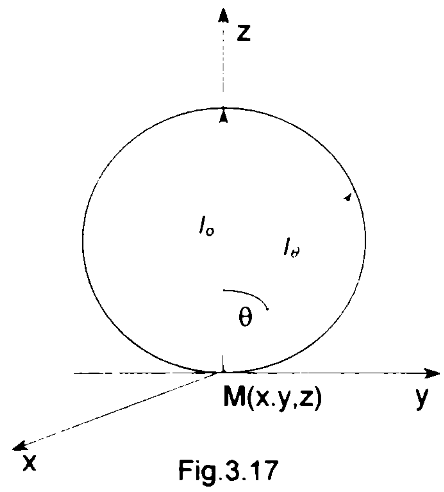


Fig.3.17

Intensitatea energetica dupa directia de observare este $dI_e = dI_o(\vec{n}.\vec{n}_P) = b_o dxdy.\cos\theta$, sau

$$I(x,y) = b_o \int_a^b \int_{y_1(x)}^{y_2(x)} \cos\theta.dxdy = b_o\cos\theta \int_a^b \int_{y_1}^{y_2} [y_2(x) - y_1(x)]dx = b_o(a-b)(c-d).\cos\theta$$

Ecuatia $I(\theta) = b_o.(a-b).(c-d)\cos\theta$ reprezinta un cerc (o sfera), in coordonatele $[I(\theta),\theta]$. Centrul cercului (sferei) este in punctul $(x_o, y_o, \frac{I_o}{2})$ sau $[x_o, y_o, \frac{b_o}{2}(a-b)(c-d)]$ (fig.3.17).

Fluxul emis de suprafata elementara dS in directia MP este $d\Phi = I(\theta)d\omega$, unde $d\omega = \sin\theta.d\theta.d\varphi$. Unghiul solid elementar $d\omega$ este astfel ales incat intensitatea energetica a radiatiei care se propaga in limitele acestui unghi solid este aproximativ aceeasi, dupa orice directie. Fluxul in emisfera $\theta = [0, \frac{\pi}{2}]$ si $\varphi = [0, 2\pi]$ se obtine cu integrala

$$\Phi_e = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} b_o (a-b)(c-d) \cos\theta . \sin\theta . d\theta . d\varphi = 2\pi b_o (a-b)(c-d).$$

Radianta suprafetei considerate este

$$R_e = \frac{\Phi_e}{(a-b)(c-d)} = \pi . b_o .$$

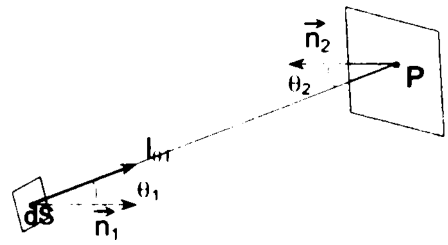


Fig. 3.18

Pentru surse cele termice la care radiatia emisa nu se mai distribuie uniform pe fiecare directie, marimile energetice vor depinde si de directia pe care se face observatia. In acest caz, suprafata sursei se imparte in suprafete elementare dS (fig. 3.18). Fiecare suprafata elementara dS se comporta ca o sursa punctiforma, o sursa care emite un flux uniform pe toate directiile unei emisfere (radiatie difuza). Fluxul elementar $d\Phi_e$ [in W], radiat de elementul de arie dS, cu stralucirea energetica B, pe directia θ, in unghiul solid $d\omega = \sin\theta . d\theta d\varphi$, este

$$d\Phi_e = I_e d\omega = BdS \cos\theta \sin\theta . d\theta d\varphi .$$

Fluxul total emis intr-un unghi solid ω = 2π este

$$\Phi_e = B.dS \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} \sin\theta . d(\sin\theta) = \pi . BdS .$$

3.4.2 Iluminarea energetica produsă de o suprafată plană infinit de mare

Se considera o suprafata termoradiantă plana infinit de mare cu stralucirea energetica b_0 dupa orice directie (fig.3.119). Elementul de suprafata $dS = dx.dy$ produce in punctul P(0,0,R) iluminarea energetica elementara dE_P este

$$E_P = \frac{dI_\theta}{r^2} \cos \quad , \qquad . \, 5$$

unde $r^2 = x^2 + y^2 + R^2$, $\cos\theta = \frac{R}{r}$ si

$$dI_\theta = dI_o \cos\theta = b_o dxdy \cos\theta .$$

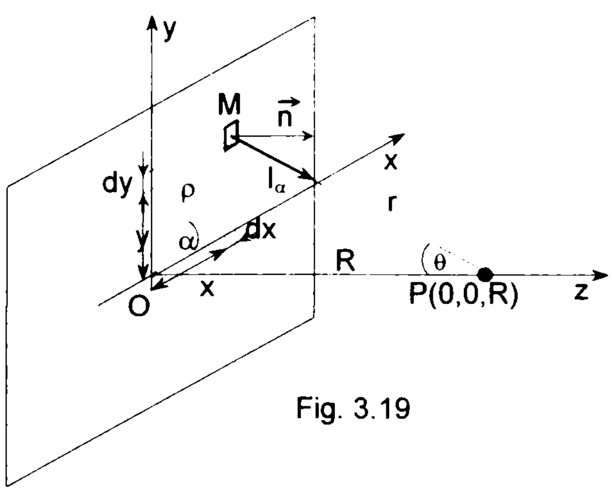


Fig. 3.19

Dupa inlocuire in relatia (3.19), se obtine iluminarea energetica elementara din punctul P

$$dE_P = \frac{b_o dxdy}{r^2}\cdot\frac{R^2}{r^2} = b_o \frac{R^2}{(x^2+y^2+z^2)^2}dxdy.$$

Iluminarea produsa de intreaga suprafata in punctul P este

$$E_P = b_o R^2 \int_{-\infty}^{+\infty}\int \frac{dxdy}{(x^2+y^2+R^2)^2}.$$

Se introduc coordonatele polare $x = \rho\cos\alpha$, $y = \rho\sin\alpha$, $dxdy = \rho d\rho d\alpha$ si se obtine

$$E_P = b_o R^2 \int_0^{2\pi}\int_0^{\infty} \frac{\rho d\rho d\alpha}{(\rho^2+R^2)^2} = \pi b_o R^2 \left(\frac{-1}{\rho^2+R^2}\right)_0^{\infty} = \pi b_o. \tag{3.16}$$

Din relatia (3.16) rezulta ca iluminarea produsa de o suprafata infinit de mare, intr-un punct din spatiu este independenta de distanta R si depinde numai de stralucirea energetica a suprafetei considerate. O suprafata infinita poate fi fondul de radiatie (cerul senin) cu stralucirea energetica b_o. Acesta produce o iluminare parazita constanta πb_o.

3.4.3 Iluminarea energetica produsă de o suprafata plana de dimensiuni finite

Se considera o suprafata plana termoradianta de dimensiuni a si b, cu stralucirea energetica b_o. Pentru calculul iluminarii energetice in punctul P se dispun axele sistemului cartezian ca in fig. 3.20 Iluminarea energetica elementara dE_P produsa de elementul de suprafata dS este

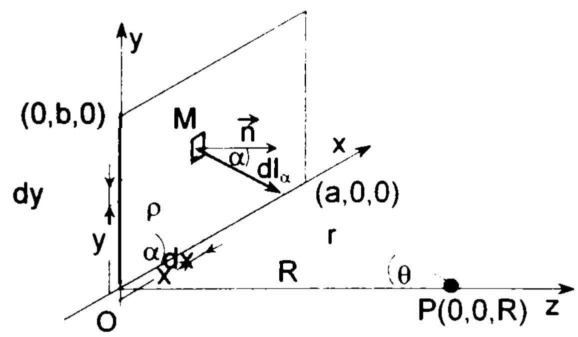


Fig. 3.20

$$dE_P = \frac{dI_\theta}{r^2}\cos\theta, \tag{3.17}$$

unde $r^2 = x^2 + y^2 + R^2$ si $\cos\theta = \frac{R}{r}$

si $dI_\theta = dI_o\cos\theta = b_o dxdy\cos\theta.$

Dupa inlocuirea expresiilor obtinute in relatia (3.17), rezulta

$$dE_P = \frac{b_o dxdy}{r^2}\cdot\frac{R^2}{r^2} = b_o \frac{R^2}{(x^2+y^2+z^2)^2}dxdy \tag{3.18}$$

Iluminarea energetica produsa in punctul P se obtine integrand expresia (3.32) in limitele suprafetei cu dimensiuni finite

$$E_P = b_o R^2 \int_0^a \int_0^b \frac{dxdy}{(x^2+y^2+R^2)^2}. \qquad (3.19)$$

Pentru inceput se calculeaza integrala

$I_1 = \int_0^a \frac{dx}{(x^2+y^2+R^2)^2}$, folosind substitutia $x = \sqrt{R^2+y^2}\,tg\varphi$.

Dupa efectuarea calculelor, se obtine

$$I_1 = \frac{a}{2(y^2+R^2)(y^2+a^2+R^2)} + \frac{1}{2(y^2+R^2)^{3/2}} arctg \frac{a}{\sqrt{y^2+R^2}}.$$

Inlocuind expresia I_1 in integrala (3.33) rezulta

$$E_P = \frac{b_o R^2}{2} \int_o^b \left[\frac{a}{(y^2+R^2)(y^2+a^2+R^2)} + \frac{1}{(y^2+R^2)^{3/2}} arctg \frac{a}{\sqrt{y^2+R^2}} \right] dy.$$

Se face substitutia $u = \frac{y}{\sqrt{y^2+R^2}} arctg \frac{a}{\sqrt{y^2+R^2}}$ si dupa efectuarea calculelor se obtine

$$E_P = \frac{b_o R^2}{2} \left\{ \frac{1}{R^2} \int_0^b du + \frac{a}{R^2} \int_0^b \frac{R^2+y^2}{(R^2+y^2)(R^2+y^2+a^2)} dy \right\},$$

sau dupa integrare

$$E_P = \frac{b_o}{2} \left[\frac{b}{\sqrt{b^2+R^2}} arctg \frac{a}{\sqrt{b^2+R^2}} + \frac{a}{\sqrt{a^2+R^2}} arctg \frac{b}{\sqrt{a^2+R^2}} \right]. \qquad (3.20)$$

Iluminarea produsa in punctul P de un plan dispus simetric fata de axe are expresia

$$E_P = 2b_o \left[\frac{b}{\sqrt{b^2+4R^2}} arctg \frac{a}{\sqrt{b^2+4R^2}} + \frac{a}{\sqrt{a^2+4R^2}} arctg \frac{b}{\sqrt{a^2+4R^2}} \right]. \qquad (3.21)$$

Daca a, b << R, atunci $\sqrt{a^2+R^2} = R\sqrt{\left(\frac{a}{R}\right)^2+1} \cong R$ si se obtin urmatoarele expresii aproximative:

– suprafata dreptunghiulara dispusa lateral: $E_P = \frac{b_o}{2R}\left[b.arctg \frac{a}{R} + a.arctg \frac{b}{R} \right]$;

– suprafata dreptunghiulara dispusa simetric: $E_P = \frac{b_o}{R}\left[b.arctg \frac{a}{2R} + a.arctg \frac{b}{2R} \right]$.

Daca a = b, expresia iluminarii pentru suprafata patrata dispusa lateral : $E_P = b_o \dfrac{a}{R} arctg \dfrac{a}{R}$, iar pentru cazul dispunerii simetrice aceasta este: $E_P = 2b_o arctg \dfrac{a}{2R}$.

3.4.4 Iluminarea energetica produsa de o suprafata circulara de raza r_o

Iluminarea produsa de elementul de arie $dS = \rho d\rho d\varphi$ al suprafetei circulare (fig.3.21) in punctul P(0,0,R), este

$$dE_P = dI_\theta \frac{\cos\theta}{r^2} = \frac{b_o \rho d\rho d\theta}{r^2}\cos^2\theta, \qquad (3.22)$$

cu $r^2 = \rho^2 + R^2$ si $\cos\theta = \dfrac{R}{r}$.

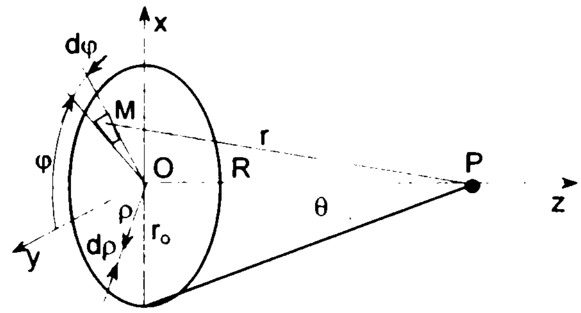


Fig. 3.21

Integrand expresia (3.22) in limitele suprafetei circulara, rezulta

$$E_P = b_o R^2 \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{r_o} \frac{\rho d\rho}{\left(\rho^2 + R^2\right)^2} = \pi b_o R^2 \left[\frac{-1}{\rho^2 + R^2}\right]_0^{r_o} = \frac{\pi b_o r_o^2}{r^2 + R^2}.$$

Se noteaza $I_o = \pi r_o^2 b_o$ - intensitatea energetica a suprafetei circulare in directie normala. Se poate scrie

$$E_P = \frac{I_o}{r_o^2 + R^2} = \frac{I_o}{R^2\left(1 + \dfrac{r_o^2}{R^2}\right)} = \frac{I_o}{R^2} k = E_o k, \qquad (3.23)$$

unde $k = \dfrac{1}{1 + \left(\dfrac{r_o}{R}\right)^2} = \dfrac{R^2}{r_o^2 + R^2}$.

Din relatia (3.23) rezulta ca iluminarea produsa de o sursa cu suprafata circulara este egala cu produsul dintre iluminarea energetica pe care o produce o sursa punctiforma de intensitate energetica $I_o = \pi r_o^2 b_o$, asezata in centrul suprafetei circulare si coeficientul k.

Daca $R >> 10 r_o$, rezulta

$$k \geq \frac{1}{1 + \left(\dfrac{r_o}{R}\right)^2} = \frac{1}{1 + \dfrac{1}{100}} = 0{,}99.$$

Intrucat iluminarea produsa de o sursa punctiforma care are caracteristicile sursei circulare este mai mare, eroarea relativa comisa la echivalarea sursei circulare cu o sursa punctiforma este

$$\Delta E \leq E_o - E_P \text{ sau } \varepsilon = \frac{\Delta E}{E_o} = 1 - \frac{E_P}{E_o} = 1 - k = 0{,}01.$$

In concluzie, daca $R >> 10r_o$, eroarea relativa comisa in calculul iluminarii energetice produsa de o sursa cu dimensiunea de cinci ori mai mica fata de distanta sursa – receptor este sub 1%, daca sursa este considerata punctiforma.

3.4.5 Intensitatea energetică a radiației produse de o sursă filiformă

Se consuidera o sursa filiforma si rectilinie, de lungime finita l, cu stralucirea energetica b_o, situata intr-un mediu omogen si izotrop. Se alege un sistem de axe carteziene, astfel ca axa x sa coincida cu sursa filiforma, iar axa z sa fie orientata in sensul de propagare a radiatiei (fig. 3.22).

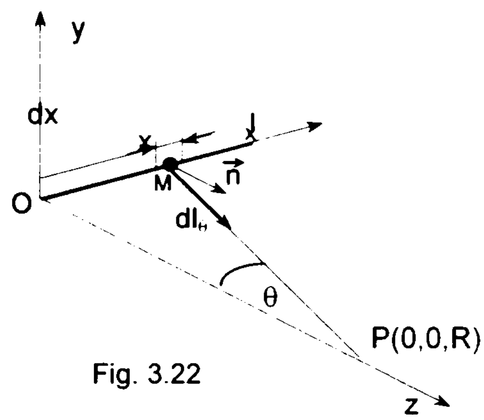


Fig. 3.22

Elementul de lungime dx produce in punctul P(0,0,R) intensitatea energetica elementara

$$dI_\theta = b_o dx.\cos\theta = \frac{b_o R dx}{\sqrt{x^2 + R^2}}.$$

Intensitatea energetica produsa de intreaga sursa filiforma in punctul P, este

$$I_P = b_o R \int_0^l \frac{dx}{\sqrt{x^2 + R^2}} = b_o R \ln \frac{l + \sqrt{l^2 + R^2}}{R}.$$

Pentru R>>l, rezulta $l^2 + R^2 \approx R^2$ si $\ln\left(1 + \frac{l}{R}\right) = \frac{l}{R} - \frac{1}{2}\left(\frac{l}{R}\right)^2 + ... \cong \frac{l}{R}$.

In final, rezulta $I_P = b_o l$, pentru l<<R.

3.4.6 Intensitatea energetica a radiației produse de o sursa disc

Se considera o sursa tip disc de raza r_o dispusa in planul (x,y) al unui sistem de axe carteziene (fig.3.23). Intensitatea energetica produsa de elementul de suprafata *dS* in punctul P aflat pe axa z este

$dI_\theta = b_o dS\cos\theta$, (3.24)

unde $\cos\theta = \vec{n}.\vec{u}_r$, $\vec{n} = \vec{k}$ si

$$\vec{u}_r = \frac{\vec{r}}{|\vec{r}|} = \frac{-x\vec{i} - y\vec{j} + R\vec{k}}{\sqrt{x^2 + y^2 + R^2}}$$

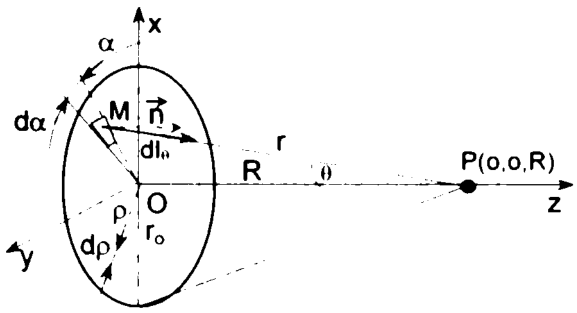


Fig. 3.23

Dupa inlocuirea relatiilor obtinute in (3.24), rezulta

$$dI_\theta = \frac{b_o dS.R}{\sqrt{x^2 + y^2 + R^2}}.$$

Se trece la coordonate polare $x = \rho\cos\alpha$, $y = \rho\sin\alpha$, $dS = \rho.d\rho.d\theta$ si se obtine

$$dI_\theta = \frac{b_o R}{2}\int_0^{2\pi} d\alpha \int_0^{r_o} \frac{d(\rho^2 + R^2)}{\sqrt{\rho^2 + R^2}} = 2\pi b_o R(\sqrt{r_o^2 + R^2} - R). \qquad (3.25)$$

Trebuie observat ca unghiul solid Ω sub care se vede discul din punctul P este

$$\Omega = \iint_S \frac{dS\cos\theta}{r^2} = R\int_0^{2\pi}\int_0^{r_o} \frac{\rho d\rho.d\theta}{(\rho^2 + R^2)^{3/2}} = 2\pi\left(1 - \frac{R}{\sqrt{r_o^2 + R^2}}\right). \qquad (3.26)$$

Inlocuind Ω in (3.26), se obtine

$$I_P = b_o R\sqrt{r_o^2 + R^2}.\Omega.$$

3.5 Legile radiaţiei termice de echilibru şi aplicaţii

3.5.1 Legile radiatiei termice de echilibru

• **Legea Stefan-Boltzman.** In anul 1879 fizicianul austriac J. Stefan, plecand de la date experimentale, a stabilit urmatoarea lege: *radiatia integrala a unui corp negru este egala cu puterea a 4-a a temperaturii absolute a corpului*

$$R_e = \sigma T^4, \qquad (3.27)$$

unde σ = 5,67.10^{-18} W/m^{2}K^4 = 5,67.10^{-12}W/cm^{2}K^4 este constanta Stefan-Boltzman, determinate experimental. In anul 1884, Boltzman a demonstrat teoretic aceasta lege folosinda legile termodinamicii.

• **Legea Wien.** Studiind modul de variatie a radiantei spectrale a unui corp negru cu temperatura absoluta a constatat ca la cresterea temperaturii maximul radiantiei spectrale se deplaseaza spre lungimile de unda mai mici. Daca se noteaza cu λ_{max} lungimea de unda din spectru careia ii corespunde o radianta spectrala maxima r_{max}, legea lui Wien se scrie sub forma

$$\lambda_{\max}.T = const. \tag{3.28}$$

si se enunta astfel: *lungimea de unda corespunzatoare radiantei spectrale maxime este invers proportionala cu temperatura absoluta a corpului negru.*

• **Legea lui Planck.** Max Planck a demonstrat teoretic ca radianta spectrala emisa de un corp se supune urmatoarei legi

$$r_\lambda = \frac{C_1}{\lambda^5\left(e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1\right)}, \tag{3.29}$$

unde $C_1 = 2\pi hc^2 = 3.74.10^{-16}\text{Wm}^2$ si $C_2 = 1,438.10^{-2}\text{mK}$.

a) Daca $\lambda T < C_2$, adica $e^{\frac{C_2}{\lambda T}} > 1$, atunci relatia (3.29) devine $r_\lambda = \frac{C_1}{\lambda^5 e^{\frac{C_2}{\lambda T}}}$, formula cunoscuta sub numele de *formula lui Wien.* Pentru $\lambda T <$ 3000μmK, aceasta formula da o eroare mai mica de1% fata de (3.29).

b) Daca $\lambda T > C_2$, atunci $e^{\frac{C_2}{\lambda T}}$ se poate dezvolta in serie de puteri si retinand numai primul termen, se obtine

$$r_\lambda = \frac{C_1}{C_2}\frac{\lambda T}{\lambda^5} = \frac{2\pi c}{\lambda^4}kT. \tag{3.30}$$

c) Relatia (3.30) se numeste formula lui Rayleigh-Jeans. Pentru λ > $7,8.10^5$μmK, aceasta formula da o eroare sub 1% fata de (3.29).

Din formula lui Planck se poate obtine lungimea de unda λ_{max} corespunzatoare maximului de energie spectrala, daca se pune conditia $\partial r_\lambda / \partial\lambda = 0$. Se obtine ecuatia transcendenta $5(e^x - 1) = xe^x$, care este verificata de solutia x = 4,9651, unde $x = \frac{hc}{k\lambda T} = \frac{C_2}{\lambda T}$.

Cu aceasta valoare se obtine relatia

$$\lambda_{\max} = \frac{2898}{T}[\mu m], \tag{3.31}$$

numita si legea lui Wien. Inlocuind λ_{max} in relatia (3.29) rezulta radianta spectrala maxima a corpului negru, pentru temperatura T

$$r_{\lambda_{max}} = \frac{C_1}{\left(\frac{2898}{T}\right)^5 (e^{4.9651} - 1)} = 1{,}2864.10^{-15} T^5 [\frac{W}{\mu m.cm^2}]. \tag{3.32}$$

d) Radianta integrala a corpului negru se poate obtine integrand formula lui Planck in limitele $\lambda = 0$ si $\lambda = \infty$,

$$R_{0-\infty} = \int_0^{\infty} \frac{C_1}{\lambda^5 (e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1)} d\lambda.$$

Se noteaza $x = \frac{C_2}{\lambda T}$ si dupa inlocuire, se obtine

$$R_{0-\infty} = \frac{C_1 T^4}{C_2^4} \int_0^{\infty} \frac{x^3}{e^x - 1} dx. \tag{3.33}$$

Pentru calculul integralei (3.46) se pleaca de la relatia

$$I_n = \int_0^{\infty} \frac{x^n dx}{e^x - 1} = \int_0^{\infty} x^n \frac{e^{-x}}{1 - e^{-x}} dx = \int_0^{\infty} x^n e^x \sum_{t=1}^{\infty} e^{-tx} = n! \sum_{t=1}^{\infty} \frac{1}{t^{n+1}}.$$

Pentru $n = 3$, se obtine

$$I_3 = \int_0^{\infty} \frac{x^3}{e^x - 1} = 3! \sum_{t=1}^{\infty} \frac{1}{t^4} = \frac{\pi^4}{15},$$

sau

$$R_{0-\infty} = \frac{\pi^4 C_1}{15 C_2^4} T^4 = 5{,}67.10^{-12} T^4 [\frac{W}{cm^2 K^4}].$$

3.5.2 Calculul radiantei energetice spectrale a corpului negru

Utilizarea formulei lui Planck pentru calculul radiantei energetice a unui corp negru, in intervalul spectral $\lambda_1 - \lambda_2$, necesita efectuarea unor calcule complicate. In practica aceste calcule complicate sunt evitate prin folosirea formulelor rezultate din legea lui Stefan-Boltzman si Planck. care asigura un calcul simplu si rapid.

- **Metoda functiei $z_\lambda(x_\lambda)$.**

Functia $z_\lambda(x_\lambda)$ este definite de raportul

$$z_\lambda(x_\lambda) = \frac{R_{0-\lambda}}{R_{0-\infty}}, \tag{3.34}$$

unde $x_\lambda = \dfrac{\lambda}{\lambda_{\max}}$ este o coordonata adimensionala.

Se observa ca

$$R_{\lambda_1-\lambda_2} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} r_\lambda d\lambda = \int_0^{\lambda_2} r_\lambda d\lambda - \int_0^{\lambda_1} r_\lambda d\lambda = R_{0-\lambda_2} - R_{0-\lambda_1},$$

si

$$R_{0-\lambda} = R_{0-\infty} z_\lambda(x_\lambda) = \sigma T^4[z_\lambda(x_{\lambda 2}) - z_\lambda(x_{\lambda 1})]. \tag{3.35}$$

Valorile functiei $z_\lambda(x_\lambda)$ sunt calculate si tabelate pentru $\lambda = 0\ldots\infty$, in lucrarile [30,31].

Relatia (3.35) permite calculul radianta energetice, in intervalul spectral λ_1 - λ_2, emisa de un corp negru aflat la temperatura absoluta T. Cunoscand temperatura T a corpului negru, cu relatia (3.31) se determina lungimea de unda λ_{max} corespunzatoare radiantei spectrale maxime. Coordonata relativa x_λ se calculeaza cu relatia $x_\lambda = \lambda_i / \lambda_{\max}$, cu I =1,2: λ_I este lungimea de unda a radiatiei in extremitatile intervalului spectral considerat. Din relatia (3.48) rezulta ca pentru $0 < x < \infty$, functia $z_\lambda(x_\lambda)$ ia valorile $0 < z_\lambda(x_\lambda) < 1$. Fractiunea de flux energetic emis de unitatea de suprafata, in intervalul spectral $\lambda - \infty$, se calculeaza cu relatia

$$R_{\lambda-\infty} = \sigma T^4[1 - z_\lambda(x_\lambda)]. \tag{3.36}$$

Intrucat caracteristicile receptoarelor de radiatie sunt prezentate in cataloage cu ajutorul coordonatelor relative $\zeta = \dfrac{\lambda}{\lambda_{\max}}$ si $\eta = \dfrac{r_\lambda}{r_{\lambda_{\max}}}$, cu $(\lambda_{max}, r_{\lambda max})$ coordonatele maximului radiantei corpului negru, este necesar ca si formula lui Planck sa fie exprimata prin aceste coordonate.

Din relatiile $\lambda_{\max} = 2898/T = C'/T$ si $r_{\lambda max} = 1{,}2864.10^{-15}T^5$, se obtine

$$\lambda = \lambda_{\max}\xi = \frac{C'}{T}\xi \quad \text{si} \quad r_\lambda = r_{\lambda_{\max}}\eta = C''T^2\eta. \tag{3.37}$$

Inlocuind pe λ si r_λ in formula (3.35) rezulta

$$\eta = 142{,}32\frac{\xi^{-5}}{e^{\frac{4{,}965}{\xi}} - 1}. \tag{3.38}$$

Expresia obtinuta reprezinta formula lui Planck in coordonate relative. Se observa ca in aceata formula apare numai o singura coordonata, ξ.

3.5.3 Radianta energetica a corpului cenusiu

Legile radiatiei termice prezentate anterior sunt valabile numai pentru corp negru, un corp care absoarbe integral radiatia incidenta la suprafata sa, indiferent de lungimea de unda, de gradul de polarizare sau de unghiul de incidenta a acesteia. In natura nu exista corpuri capabile sa absoarba integral radiatia incidenta, deci absorbanta acestor corpuri este $a_\lambda < 1$ si, conform legii lui Kirchhoff, radianta energetica spectrala r_λ va fi totdeauna mai mica decat radianta energetica spectrala a corpului negru aflat la aceeasi temperatura absoluta $r_\lambda < r_\lambda^{CN}$. Asemenea corpuri se numesc *radiatoare neintegrale*.

Radianta energetica a radiatorului neintegral depinde de proprietatile fizice si chimice ale suprafetei acestuia, proprietati inglobate si exprimate prin *coeficientul de absorbtie*.

Radiatoarele neintegrale se clasifica dupa distributia spectrala a fluxului energetic emis in:

- ***corpul cenusiu,*** (radiatorul neselectiv) caracterizat printr-o distributie continua a energiei radiante in spectru (fig.3.24). Curba radiantei spectrale r_λ^{CC} a corpului cenusiu este o functie continua de λ. Radianta energetica integrala a corpului cenusiu se exprima prin integrala

$$R_{CC} = \int_0^\infty r_\lambda^{CC} d\lambda.$$

- ***corpul selective,*** este caracterizat de o distributie discontinua de energie radianta in spectru (energia este emisa in benzi) Radianta energetica integrala se exprima cu suma

$$R_{CS} = \sum_{i=1}^{n} R_{ei} \Delta\lambda_i, \qquad (3.39)$$

unde R_{ei} este radianta energetica corespunzatoare domeniului de lungime de unda $\Delta\lambda_i = \lambda_{i+1} - \lambda_i$

Corpul cenusiu este un corp a carei radiatie spectrala, pentru orice lungime de unda difera printr-un factor constant fata de radiatia spectrala a corpului negru aflat la aceeasi temperatura. Aceasta inseamna ca distributia spectrala a radiatiei emise de corpul cenusiu, pentru fiecare lungime de unda, la oricare temperatura, este intotdeauna mai mica decat cea corespunzatoare corpului negru. Radianta spectrala a corpului cenusiu este determinate de capacitatea sa de absorbtie $a_\lambda < 1$. Pentru corpul cenusiu sunt valabile toate legile radiatiei corpului negru, deoarece aceste radiatii difera numai ca intensitate printr-un factor constant, ce caracterizeaza absorbtia de radiatie si care nu depinde de lungimea de unda. De fapt, radiatia corpului negru exista in interiorul oricarui corp, insa datorita unor imperfectiuni de transmitanta a suprafetei corpului, numai o parte din radiatie trece in mediul exterior. Raportul

$$\varepsilon = \frac{R_e^{CC}}{R_e^{CN}},$$

se reprezinta *coeficient de emisie* (de radiatie sau *emisivitate*) a corpului cenusiu.

Marimea R_e^{CN} este radianta integrala a corpului negru, R_e^{CC} - radianta integrala a corpului cenusiu, ambele corpuri fiind la aceasi temperatura absoluta.

Scriind legea lui Kirchhoff pentru corpul cenusiu si pentru corpul negru, rezulta

$$\frac{R_e^{CC}}{A} = R_e^{CN} \quad \text{sau} \quad A = \varepsilon = \frac{R_e^{CC}}{R_e^{CN}},$$

adica coeficientul de emisie ε a corpului cenusiu este egal cu puterea sa de absorbtie A.

Coeficientul de emisie ε depinde de tipul materialului din care este confectionat corpul, de modul de prelucrare si finisare a suprafetelor sale, de lungimea de unda a radiatiei emise si de temperatura. Valorile coeficientului ε pentru diferite tipuri de materiale, functie de temperatura sunt prezentate intr-o serie de lucrari [1,34,39].

Cunoscand valoarea coeficientului de emisie ε se poate calcula radianta energetica integrala a unui corp cenusiu, utilizandu-se formula

$$R_e^{CC} = \varepsilon\sigma T^4. \tag{3.40}$$

3.5.4 Radiația corpul selectiv

Corpul selectiv este acel corp a carei radiatie este emisa in anumite intervale sau benzi inguste ale spectrului. Radiatia corpurilor selective, din a caror categorie fac parte aproape toate metalele, difera de radiatia corpului negru prin modul in care se distribuie energia radianta in spectrul de emisie. Radianta corpului selective se poate determina aproximativ, intr-un anumit domeniu spectral de emisie, cu ajutorul relatiei (3.39). Pentru un calcul exact al radiantei trebuie avut in vedere ca factorul de absorbtie $\alpha_{\lambda,T}$ a corpului selective depinde de lungimea de unda a radiatiei emise si de temperatura absoluta a corpului.

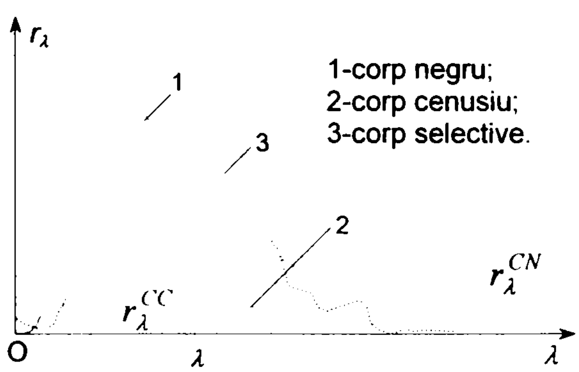


Fig. 3.24

In fig. 3.24 sunt reprezentate distributiile spectrale ale energiei radiate de un corp negru (1), un corp cenusiu (2) si un corp selective (3), toate aflate la aceeasi temperatura. Se observa ca radianta energetica spectrala a corpului cenusiu r_λ^{CC}, pentru orice lungimede unda λ, este mai mica fata de radianta energetica spectrala a corpului negru r_λ^{CN}. De asemenea, curbele (1) si (2) sunt asemenea, raportul ordonatelor lor pentru un λ dat este constant si egal cu ε

$$\alpha = \frac{r_\lambda^{CC}}{r_\lambda^{CN}} = \frac{\varepsilon r_\lambda^{CN}}{r_\lambda^{CN}} = \varepsilon.$$

Curba distributiei spectrale a energiei emise de corpul selective (curba 3) prezinta o serie de maxime si minime. Pentru caracterizarea emisiei corpului selective, se utilizeaza coeficientul spectral de emisie, cu T parametru

$$\varepsilon_{\lambda,T} = r_{\lambda,T}^{CS} / r_{\lambda,T}^{CN}, \tag{3.41}$$

unde $r_{\lambda,T}^{CS} = r_{\lambda,T}^{CC}$ este radianta spectrala a corpului selective, corespunzatoare lungimii de unda λ si egala cu radianta energetica spectrala a corpului cenusiu aflat la aceeasi temperatura T. Cu ajutorul relatiei (3.40), coeficientul de emisie al unui corp real se poate exprima sub forma cea mai generala

$$\varepsilon = \frac{\int_0^\infty \varepsilon_{\lambda,T} r_{\lambda,T} d\lambda}{\int_0^\infty r_{\lambda,T} d\lambda} = \frac{1}{\sigma T^4}\int_0^\infty \varepsilon_{\lambda,T} r_{\lambda,T} d\lambda, \tag{3.42}$$

unde $\varepsilon_{\lambda,T}$ este coeficientul de emisie a suprafetei unui corp real cu temperatura *T*, $r_{\lambda,T}$ - radianta energetica spectrala a unui corp negru a aflat la aceeasi temperatura *T*. Dupa valorile pe care le poate lua coeficientul de emisie $\varepsilon_{\lambda,T}$ in intregul domeniu spectral, pe baza relatiei (3.42) se poate face o clasificare a surselor de radiatie:

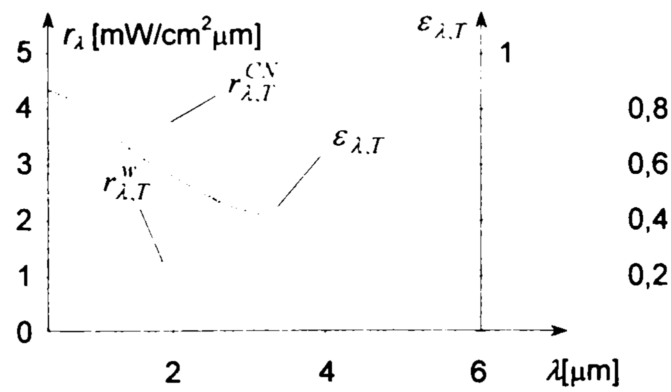


Fig. 3.25

- *corpul negru* (radiatorul integral), cu $\varepsilon_{\lambda,T}=1$, pentru orice λ si *T*;
- *corpul cenusiu* (radiatorul neintegral), cu $\varepsilon_{\lambda,T}<1$ si constant pentru orice λ si *T*;
- *corpul selective* (radiatorul selective), cu $\varepsilon_{\lambda,T}$ functie de λ si *T*.

Daca pentru un corp selective, coeficientul de emisie $\varepsilon_{\lambda,T}$ este constant intr-un anumit domeniu spectral λ_1-λ_2, si egal cu $\varepsilon < 1$, atunci acel corp poate fi analizat ca un corp cenusiu in intervalul spectral considerat. In fig.3.25 este prezentata curba $\varepsilon_{\lambda,T}$ pentru wolfram, la temperatura de T = 3100K. Valorile lui $\varepsilon_{\lambda,T}$ se obtin impartind ordonatele curbei radiantei spectrale a wolframului la ordonatele corespunzatoare ale curbei radiantei energetice spectrale a corpului negru. Micsorarea continua a coeficientului de emisie $\varepsilon_{\lambda,T}$ la cresterea lungimii de unda este caracteristica majoritatii metalelor. Cu ajutorul curbelor din fig. 3.25 se poate determina grafic coeficientul de emisie integral al wolframului, raportand aria marginita de curba $r_{\lambda,T}^{W}$ a wolframului la aria marginita de curba $r_{\lambda,T}^{CN}$ a corpului negru.

3.5.5 Receptia radiatiei termice emisa de o sursa punctiforma

Se considera o sursa punctiforma S dispusa in originea unui sistem de axe carteziene si A_r o suprafata receptoare aflata la distanta r fata de sursa (fig.3.26).

Daca Φ_e este fluxul energetic emis de sursa punctiforma, atunci intensitatea energetica a radiatiei pe oricare directie este $I_e = \Phi_e / 4\pi$.

Se presupune ca sursa punctiforma S este un obiect cu dimensiunile neglijabile in raport cu distanta r, insa are o suprafata A_S finita. In acest caz, fluxul energetic Φ_e emis de sursa considerata este $\Phi_e = \varepsilon.\sigma.T^4 A_S$, unde ε este coeficientul de emisie a suprafetei obiectului, σ =5,76.10^{-12}[w/m^2] – constanta Stefan-Boltzman si T temperatura absoluta a obiectului.

Intensitatea energetica produsa de obiect pe directia SM

$$I_e = \frac{\Phi_e}{4\pi} = \frac{1}{4\pi}\varepsilon.\sigma.T^4 A_S .$$

Fluxul energetic elementar incident la suprafata A_r este

$$d\Phi_e = I_e d\Omega = I_e \frac{dA_r \cos\theta}{r^2},$$

unde θ este unghiul format de vectorii $\vec{I}_e$ si $\vec{n}$ - normala la suprafata A_r in punctul M.

Integrand fluxul energetic elementar in limitele suprafetei A_r, se obtine fluxul energetic incident la su~r~fata receptoare

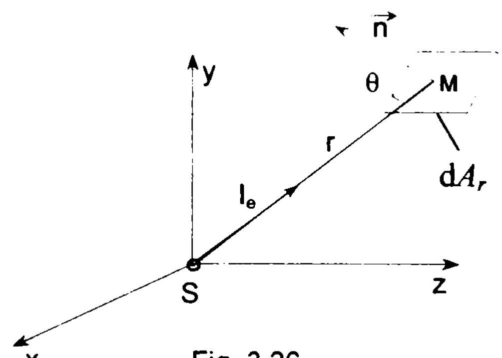


Fig. 3.26

$$\Phi_e = \iint_{A_r} I_e \frac{dA.\cos\theta}{r^2} = \frac{\varepsilon.\sigma.T^4 A_S}{4\pi} \iint_{Ar} \frac{\cos\theta}{r^2} dA . \qquad (3.43)$$

Pentru o suprafata receptoare de dimensiuni mici, in limitele careia unghiul θ si distanta r se pastreaza aproximativ constante, din (3.43) rezulta

$$\Phi_e = \frac{\varepsilon.\sigma.T^4 A_S}{4\pi}\frac{\cos\theta}{r^2}A_r$$

Daca suprafata A_r are dimensiuni pentru care aproximatia facuta nu mai este adevarata, expresia (3.43) trebuie integrata in limitele suprafetei A_r.

Se considera ca suprafata Ar are forma unui disc de raza R_o (fig.3.27). Fluxul energetic elementar incident la suprafata Ar este

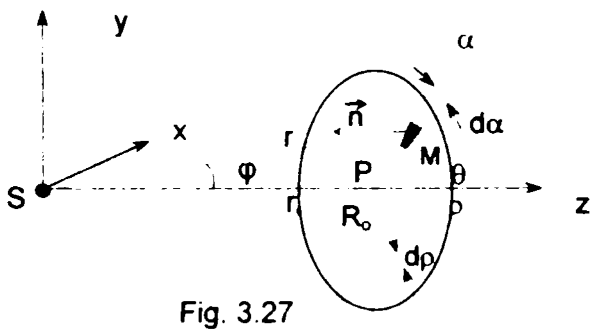


Fig. 3.27

$$d\Phi_e = I_e\frac{dA\cos\theta}{r^2},$$

unde $\vec{r} = \rho.\cos\alpha\vec{i} + \rho.\sin\alpha.\vec{j} + r_o\vec{k}$ si $\vec{n} - \vec{k}$.

Expresia analitica a versorul vectorului $\vec{r}$ este

$$\vec{u}_r = (\rho\cos\alpha.\vec{i} + \rho\sin\alpha.\vec{j} + r_o\vec{k})(\rho^2 + r_o^2)^{-1/2}, \text{ cu } |\vec{r}| = \sqrt{\rho^2 + r_o^2}.$$

Efectuand produsului scalar, se obtine

$$\cos\theta = \vec{n}.\vec{u}_r = \frac{r_o}{\sqrt{\rho^2 + r_o^2}}.$$

Fluxul energetic elementar incident la suprafata dA este

$$d\Phi_e = \frac{r_o I_e}{\left(\rho^2 + r_o^2\right)^{3/2}}\rho.d\rho.d\alpha.$$

Efectuand integrarea in limitele suprafetei A_r, se obtine

$$\Phi_e = r_o I_e\int_o^{2\pi}d\alpha\int_o^{R_o}\frac{\rho.d\rho}{\left(\rho^2 + r_o^2\right)^{3/2}} = \pi r_o I_e\left(\frac{1}{r_o} - \frac{1}{\sqrt{r_o^2 + R_o^2}}\right),$$

sau cu (3.436), rezulta

$$\Phi_e = \frac{\varepsilon.\sigma.T^4 A_S}{2}\left(1 - \frac{r_o}{\sqrt{r_o^2 + R_o^2}}\right).$$

Daca $r_o \gg R_o$, atunci se poate folosi aproximatia

$$\frac{r_o}{\sqrt{r_o^2 + R_o^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{R_o}{r_o}\right)^2}} \cong 1 - \frac{1}{2}\left(\frac{R_o}{r_o}\right)^2 + \ldots,$$

sau

$$\Phi_e = \frac{\varepsilon.\sigma.T^4 A_S}{4}\left(\frac{R_o}{r_o}\right)^2 = \frac{\varepsilon.\sigma.T^4 A_S A_r}{4\pi}.$$

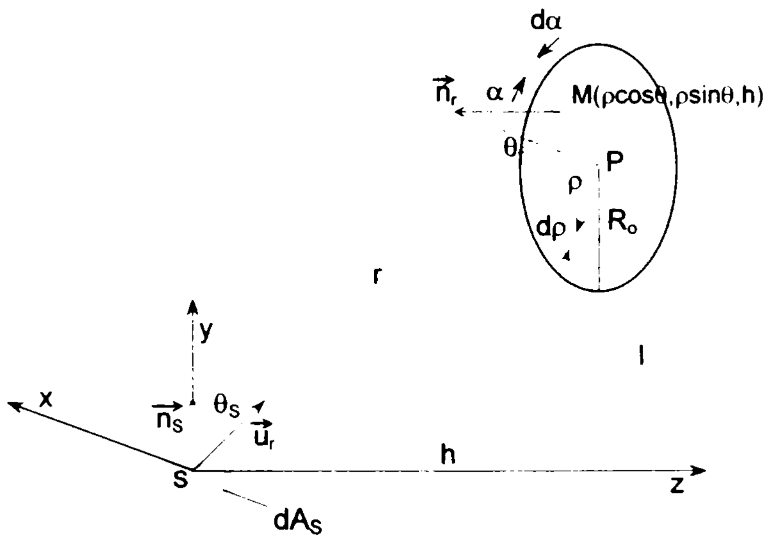
3.5.6 Receptia radiatiei termice emise de o sursă de suprafață finită

Se considera ca sursa termică are o mica suprafata plana de arie A_S, cu temperatura absoluta T (fig.3.28). Radianta energetica a suprafetei este: $R_e = \varepsilon.\sigma.T^4$.

Straluncirea energetica a suprafetei A_S este: $B_e = \dfrac{\varepsilon.\sigma.T^4}{\pi}$.

Intensitatea energetică a sursei dupa directia θ_S este: $I_{\theta_S} = B_e A_S \cos\theta_S$

Fig. 3.28



De asemenea, din fig. 3.28 mai rezulta

$$\vec{r} = \rho\cos\alpha.\vec{i} + (\rho\sin\alpha + l)\vec{j} + h\vec{k} \text{ si } \vec{n}_r = \vec{k}.$$

Versorul directiei sursa-receptor are expresia

$$\vec{u}_R = \frac{\rho\cos\alpha.\vec{i} + (\rho\sin\alpha + l)\vec{j} + h\vec{k}}{\sqrt{\rho^2 + 2\rho l\sin\alpha + l^2 + h^2}},$$

deci, rezulta

$$\cos\theta_r = \frac{h}{\sqrt{\rho^2 + 2\rho l\sin\alpha + l^2 + h^2}}.$$

Se observa ca odata cu deplasarea punctului M pe suprafata A_R si unghiul θ_S se modifica dupa relatia

$$\cos\theta_S = \vec{n}_S.\vec{u}_R = \frac{\rho \sin\alpha + l}{\sqrt{\rho^2 + 2\rho l \sin\alpha + l^2 + h^2}}.$$

Intensitatea energetica a sursei dupa directia $\vec{u}_R$ este

$$I_{\theta_S} = \frac{\varepsilon.\sigma.T^4 A_S}{\pi}\cos\theta_S = \frac{\varepsilon.\sigma.T^4 A_S}{\pi}\frac{\rho.\sin\alpha + l}{\sqrt{\rho^2 + 2\rho l \sin\alpha + l^2 + h^2}},$$

sau

$$d\Phi_e = \frac{\varepsilon.\sigma.T^4 .A_S}{\pi}.\frac{\rho.\sin\alpha + l}{\sqrt{\rho^2 + 2\rho l.\sin\alpha + l^2 + h^2}}\frac{\rho d\rho.d\alpha}{\left(\rho^2 + 2\rho l \sin\alpha + l^2 + h^2\right)^{3/2}}.$$

Efectand integrarea in limitele suprafetei A_R, rezulta

$$\Phi_e = \frac{\varepsilon.\sigma.T^4 A_S}{\pi}\int_0^{R_o}\rho d\rho\int_0^{2\pi}\frac{(\rho\sin\alpha + l)d\alpha}{\left(\rho^2 + l^2 + h^2 + 2\rho l \sin\alpha\right)^2} = \frac{\varepsilon.\sigma..T^4 A_S}{\pi}\left[\frac{h^2 + R_o^2 + l^2}{\sqrt{h^2 - 3R_o^2 + l^2}} - 1\right].$$

3.6 Caracteristica polara a intensitatii energetice a radiatiei sursei anizotrope

3.6.1 Consideratii generale

Calculul oricarui sistem de localizare a obiectelor din teren se incepe cu evaluarea intensitatii energetice I_e a unui flux emis de aceste obiecte in directia receptorului de radiatie.

In general, calculul acestei intensitati reprezinta o problema dificila deoarece marimea si directivitatea radiatiei emise de un corp depinde de natura suprafetei corpului, de starea suprafetei acestuia (grad de prelucrare si oxidare), de temperatura absoluta a corpului, precum si de orientarea acestuia in raport cu receptorul de radiatie.

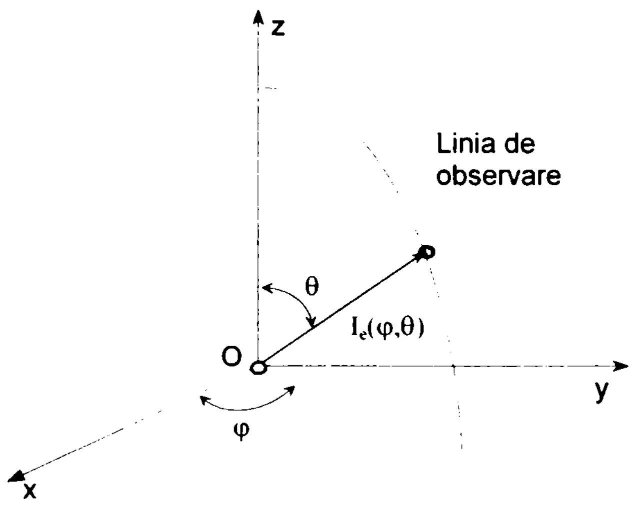


Fig.3.29

Raportand obiectul la un sistem de coordonate polare spatiale (fig.3.29), intensitatea energetica va fi o functie de coordonatele polare (φ, θ), adica are forma $I_e = I(\varphi, \theta)$ si se numeste *caracteristica spatiala a intensitatii de radiatie.* Intrucat este dificila reprezentarea grafica a functiei $I_e = I(\varphi, \theta)$, in practica sunt folosite familiile de curbe plane obtinute din $I(\varphi, \theta)$ pentru φ = const. si θ variabil, sau invers. Aceste curbe reprezinta *caracteristica polara a intensitatii energetice* a obiectului (sursa anizotropa).

Determinarea caracteristicii $I(\varphi, \theta)$ a unui obiect din teren se face pe baza urmatoarelor ipoteze simplificatoare:

- Obiectul este considerat un corp cenusiu cu o radianta integrala egala cu

$$R_e = \varepsilon\sigma T^4, \tag{3.44}$$

unde ε reprezinta coeficientul de emisie a suprafetei obiectului; σ = 5,76.10^{-12} [Wcm^{2}µm^{-4}] constanta Stefan-Boltzman si T – temperatura absoluta a obiectului;

- Luminanta (stralucirea) energetica a suprafetei obiectului este o marime constanta, ce depinde numai de temperatura absoluta T si este independenta de unghiurile φ si θ. Intrucat majoritatea obiectelor din teren respecta aceste conditii in anumite limite ale domeniului spectral, radiatia emisa de ele se supune legii lui Lambert si prezinta o intensitate energetica I a suprafetei, in directia de observare, egala cu

$$I = I_o \cos\alpha, \tag{3.45}$$

unde I_o este intensitatea energetica a radiatiei emise in directia normala la suprafata, α - unghiul format de normala la suprafata cu linia de observare. Intrucat luminanta B a suprafetei este constanta, intensitatea energetica a radiatiei emise de suprafata, in directia normalei este

$$I_o = BS. \tag{3.46}$$

Combinand relatiile (3.45) si (3.46), rezulta

$$I = BS\cos\alpha = BS_a, \tag{3.47}$$

unde $S_a = S\cos\alpha$ este *suprafata aparenta*, adica suprafata "vazuta" in directia *liniei de observare* (proiectia suprafetei S pe un plan normal pe linia de observare).

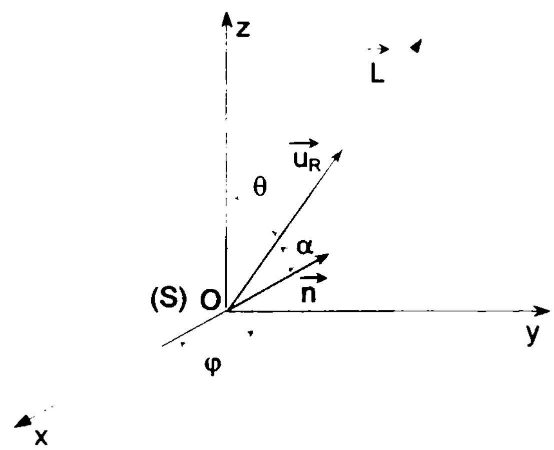


Fig. 3.30

3.6.2 Calculul analitic al factorului cosα

Marimea cosα din relatia (3.47) se poate obtine din produsul scalar a doi vectori:

- $\vec{u}_R$, versorul (vector unitate) liniei de observare $\{\vec{L}\}$, orientat spre receptorul de radiatie (fig.3.30) si care, intr-un sistem cartezian de axe, are expresia

$$\vec{u}_R = \cos\varphi.\sin\theta.\vec{u}_x + \sin\varphi.\sin\theta.\vec{u}_y + \cos\theta.\vec{u}_z,$$

unde $\vec{u}_x, \vec{u}_y$ si $\vec{u}_z$ sunt versorii triedrului la care s-a raportat suprafata (S);

- $\vec{n}$ este versorul normalei la suprafata (S) si orientat in sensul de propagare a radiatiei emise de aceasta suprafata. Are expresia

$$\vec{n} = n_x.\vec{u}_x + n_y.\vec{u}_y + n_z.\vec{u}_z,$$

unde n_x, n_y si n_z sunt componentale versorului $\vec{n}$ in referentialul ales si depind de orientarea suprafetei (S) in raport cu acesta.

Efectuand produsul scalar intre versorii $\vec{n}$ si $\vec{u}_R$, rezulta

$$\vec{u}_R.\vec{n} = \cos\alpha = n_x \cos\varphi.\cos\theta + n_y \sin\varphi.\sin\theta + n_z \cos\theta.$$

Inlocuind expresia marimii $\cos\alpha$ in expresia (3.47), se obtine

$$I(\varphi,\theta) = BS(n_x \cos\varphi, \sin\theta + n_y \sin\varphi.\sin\theta + n_z \cos\theta),$$

unde B este luminanta energetica (stralucirea) suprafetei S, aceeasi in toate directiile si (φ,θ) parametrii directori ai liniei de observatie.

Pentru diferite valori ale parametilor (φ,θ) se obtin caracteristicile polare $I_e(\varphi,\theta)$, in diferite planuri, ale suprafetei analizate. Daca din punctul de observatie se vad k suprafete aparente ale obiectului, atunci caracteristica polara $I_e(\varphi,\theta)$ a obiectului analizat are expresia

$$I_e(\varphi,\theta) = \sum_{i=1}^{k} B_i S_i (n_{xi} \cos\varphi.\sin\theta + n_{yi} \sin\varphi.\sin\theta + n_{zi} \cos\theta), \qquad (3.48)$$

unde S_i reprezinta suprafata de ordinul "*i*" a obiectului, iar B_i – stralucirea corespunzatoare.

Relatia (3.48) este adevarata pentru cazul in care distanta obiect-punct de observatie este suficient de mare, astfel incat, la trecerea de la o suprafata la alta, variatia unghiurilor (φ,θ) este neglijabila.

3.6.3 Determinarea caracteristicii $I_e(\varphi,\theta)$ pentru un cub

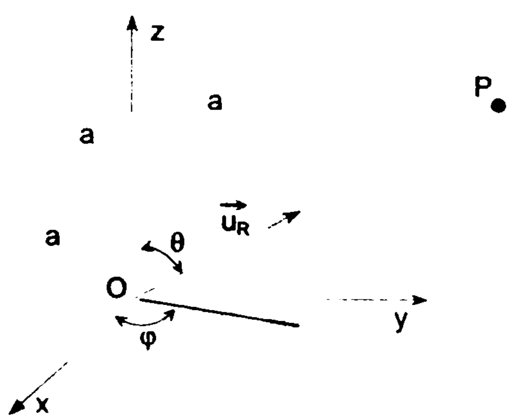


Fig. 3.31

Se considera un cub (fig.3.31) cu latura a si cu temperatura T si care radiaza prin toate fetele, mai putin fata aflata in planul xOy. Stralucirea energetica a unei fete a cubului este B , aceeasi in orice directie, si conform relatiei (3.59) este egala cu $B = \varepsilon\sigma T^4$, unde ε este coeficientul de emisie al materialului din care este confectionat cubul si $\sigma = 5{,}87$ [W/cm^{2}K^4] – constanta lui Stefan-Boltzman.

Pentru $0 < \varphi < \pi/2$ si $0 < \theta < \pi/2$, $n_x = n_y = n_z = 1$, iar din (3.65), rezulta

$$I_e(\varphi,\theta) = a^2 B(\cos\varphi.\cos\theta + \sin\varphi.\sin\theta + \cos\varphi). \tag{3.49}$$

Relatia (3.49) se poate scrie si sub forma

$$I_e(\varphi,\theta) = I_{ox}\cos\varphi.\sin\theta + I_{oy}\sin\varphi\sin\theta + I_{oz}\cos\theta, \tag{3.50}$$

unde $I_{ox} = I_{oy} = I_{oz} = a^2B$ – intensitatea energetica a radiatiei emise de suprafetele cubului, pe directiile x, y si z.

Pentru $\theta = \pi/2$, se obtine caracteristica $I_e(\varphi,\theta)$ in planul xOy

$$I_e(\varphi) = I_{ox}\cos\varphi + I_{oy}\sin\varphi. \tag{3.51}$$

Dupa cateva transformati trigonometrice, relatia (3.51) devine

$$I_e(\varphi) = \sqrt{I_{ox}^2 + I_{oy}^2}\cos(\varphi - \alpha), \tag{3.52}$$

unde $\alpha = arctg\dfrac{I_{oy}}{I_{ox}} = \dfrac{\pi}{4}$. Relatia (3.52) reprezinta ecuatia unui cerc, care trece prin punctul O, de raza $r = \dfrac{1}{2}\sqrt{I_{ox}^2 + I_{oy}^2} = \dfrac{\sqrt{2}}{2}a^2B$, cu centrul dispus pe dreapta $\varphi = \pi/2$.

Ecuatia caracteristicii polare $I_e(\varphi,\theta)$ a cubului, in sistemul de coordonate ales, este

$$I_x^2 + I_y^2 - I_{xo}I_x - I_{yo}I_y = 0 \tag{3.53}$$

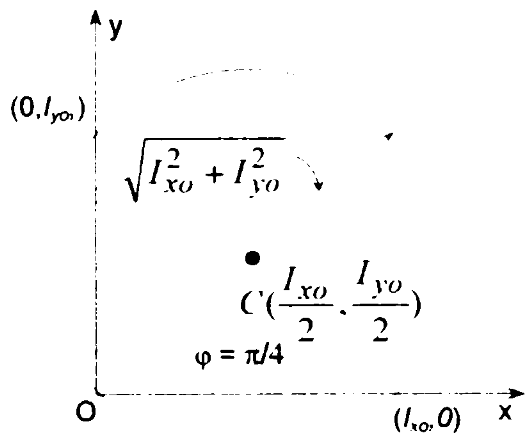


Fig.3.32

si este reprezentata in fig. 3.32.

In mod identic, se reprezinta caracteristicile $I_e(\varphi,\theta)$ in planurile yOz si xOz. Aceste caracteristici sunt cercuri, cu urmatoarele ecuatii

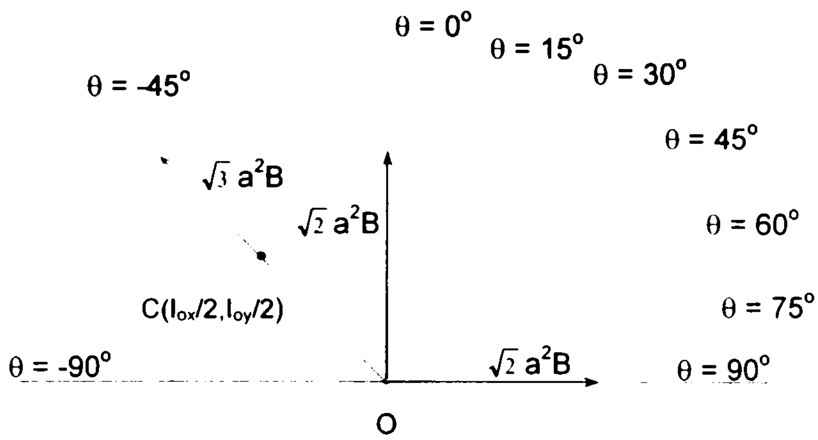
$$I_y^2 + I_z^2 - I_{yo}I_y - I_{zo}I_z = 0,$$
$$I_x^2 + I_y^2 - I_{xo}I_x - I_{yo}I_y = 0,$$

asemanatoare cu ecuatia (3.71).

De aici rezulta ca cele trei cercuri apartin sferei ce trece prin punctul O, de ecuatie

$$I_x^2 + I_y^2 + I_z^2 - I_{xo}I_x - I_{yo}I_y - I_{zo}I_z = 0,$$

Fig. 3.33.



cu raza $R=\frac{1}{2}\sqrt{I_{xo}^2+I_{yo}^2+I_{zo}^2}=\frac{\sqrt{3}}{2}a^2B$ si cu centrul dispus pe diagonala principala a cubului,

in punctul $C(\frac{I_{xo}}{2},\frac{I_{yo}}{2},\frac{I_{zo}}{2})$, care reprezinta de fapt, directia dupa care radiatia este maxima si

are marimea $I_{\max}=\sqrt{3}a^2B$.

Pentru a demonstra acesta afirmatie, se determina unghiurile φ si θ dupa care $I_e(\varphi,\theta)$ prezinta un maxim. Rezulta, $\frac{\partial I(\varphi.\theta)}{\partial\varphi}=0$ pentru $\varphi=\frac{\pi}{4}$ si $\left.\frac{\partial I(\varphi,\theta\}}{\partial\theta}\right|_{\varphi=\frac{\pi}{4}}=0$, pentru

$\theta=arctg\sqrt{2}$, adica diagonala principala a cubului.

Pentru a ridica caracteristica polara $I_e(\varphi,\theta)$ a cubului, din punctul O (fig.3.31) se duc raze vectoare cu lungimi proportionale cu marimea I_e calculata cu relatia (3.50), pentru diferite valori φ si θ.). Infasuratoarea extremitatilor acestor raze va reprezenta caracteristica polara a intensitatii energetice a cubului, in planurile θ_o si φ_o constante. In fig. 3.33 s-a ridicat caracteristica polara a cubului, intr-un plan vertical pentru $\varphi_o=45°$ si $\theta=0°, 15°, 30°, 45°, 60°, 75°, 90°$.

3.6.4 Determinarea caracteristicii polare $I(\varphi,\theta)$ a unui tetraedru

Se considera ca trei fete ale tetraedrului co nc cu p anu e e coor onate a e s stemu u ortogonal xyzo. A patra fata este un plan oarecare, cu orientarea determinata de versorul normalei $\vec{n}$. Orientarea acestei normale este n sensul in care suprafata ABC emite radiatia (fig. 3.34).

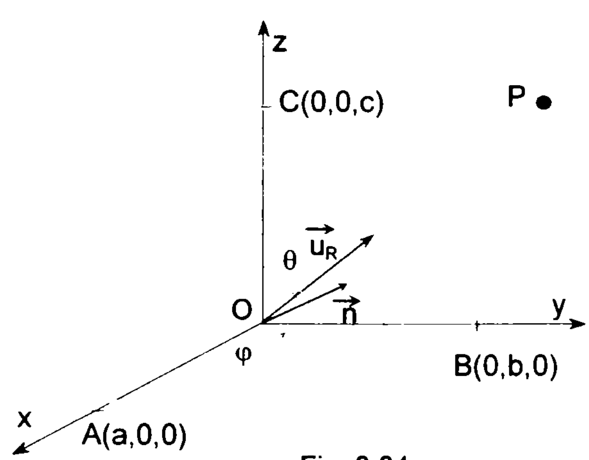


Fig. 3.34.

Ecuatia planului ABC prin taieturi este: $\frac{x}{a}+\frac{y}{b}+\frac{z}{c}=1$.

Normala $\vec{N}$ a planului ABC se obtine din produsul vectorial $\vec{N} = \overrightarrow{AB} \times \overrightarrow{AC}$, sau

$$\vec{N} = \begin{vmatrix} \vec{u}_x & \vec{u}_y & \vec{u}_z \\ -a & b & 0 \\ -a & 0 & c \end{vmatrix} = bc\vec{u}_x + ac\vec{u}_y + ab\vec{u}_z,$$

cu versorul
$$\vec{n} = \frac{\vec{N}}{N} = \frac{bc\vec{u}_x + ac\vec{u}_y + ab\vec{u}_z}{\sqrt{a^2b^2 + a^2c^2 + b^2c^2}},$$

Vectorul unitate al directiei de observatie este

$$\vec{u}_R = \cos\varphi.\sin\theta.\vec{u}_x + \sin\varphi.\sin\theta.\vec{u}_y + \cos\theta.\vec{u}_R.$$

Efectuand produsul scalar intre versorii $\vec{n}$ si $\vec{u}_R$, se obtine

$$\cos\alpha = \vec{n}\vec{u}_R = \frac{bc.\sin\theta..\cos\varphi + ac.\sin\varphi.\sin\theta + ab.\cos\theta}{\sqrt{b^2c^2 + a^2c^2 + a^2b^2}}.$$

Se noteaza cu $S_x = \frac{bc}{2}$, $S_y = \frac{ac}{2}$, $S_z = \frac{ab}{2}$, proiectiile ariei S_{ABC} pe planurile de coordonare. Conform relatiei $S_{ABC}^2 = S_x^2 + S_y^2 + S_z^2$, rezulta

$$\cos\alpha = \frac{1}{S_{ABC}}\left[S_x.\sin\theta.\cos\varphi + S_y.\sin\theta.\sin\varphi + S_z.\cos\theta\right]$$

si dupa inlocuire in relatia (3.48), se obtine

$$I_e(\varphi,\theta) = BS\cos\alpha = B\left[S_x.\sin\theta.\cos\varphi + S_y.\sin\theta.\sin\varphi + S_z\cos\theta\right]. \qquad (3.54)$$

Se noteaza $I_{ox} = BS_x$, $I_{oy} = BS_y$, $I_{oz} = BS_z$ si dupa inlocuire in relatia (3.54), rezulta,

$$I(\varphi, \theta) = I_{ox}\sin\theta.\cos\varphi + I_{oy}\sin\theta.\sin\varphi + I_{oz}\cos\theta, \qquad (3.55)$$

expresie care reprezinta ecuatia unei sfere (fig. 3.35) cu centrul in $C(I_{ox}/2, I_{oy}/2, I_{oz}/2)$ si care trece prin punctul O(0,0,0).

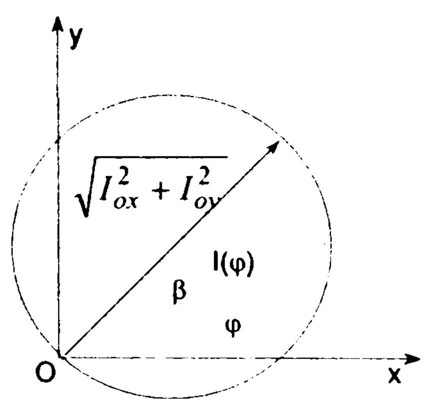


Fig. 3.35.

Pentru $\theta = \pi/2$, se obtine

$$I_e(\varphi)\big|_{\theta=\pi/2} = I_{ox}\cos\varphi + I_{oy}\sin\varphi = \sqrt{I_{ox}^2 + I_{oy}^2}\cos(\varphi - \beta),$$

unde $\beta = arctg\dfrac{I_{oy}}{I_{ox}}$.

Directia pentru care intensitatea energetica a suprafetei ABC are valoare maxima se obtine anuland derivatele partiale in raport cu variabilele θ si φ ale functiei $I_e(\varphi,\theta)$.

Calculand derivata partiala a functiei $I_e(\varphi,\theta)$ in raport cu variabila θ si dupa anularea ei, rezulta

$$\frac{\partial I(\varphi,\theta)}{\partial\theta} = I_{ox}\cos\varphi.\cos\theta + I_{oy}\sin\varphi.\cos\theta - I_{oz}\sin\theta = 0,$$

sau

$$tg\theta = \frac{I_{ox}}{I_{oz}}\cos\varphi + \frac{I_{oy}}{I_{oz}}\sin\varphi = \frac{\sqrt{I_{ox}^2 + I_{oy}^2}}{I_{oz}}\cos(\varphi-\gamma), \qquad (3.56)$$

unde $\gamma = \arccos\dfrac{I_{ox}}{\sqrt{I_{ox}^2 + I_{oy}^2}}$. Repetand calculele si pentru derivata partiala a functiei $I_e(\varphi,\theta)$ in raport cu variabila φ, se obtine: $\dfrac{\partial I(\varphi,\theta)}{\partial\varphi} = -I_{ox}\sin\varphi.\sin\theta + I_{oy}\cos\varphi.\sin\theta = 0$, sau

$$tg\varphi_m = \frac{I_{oy}}{I_{ox}}. \qquad (3.57)$$

Dupa inlocuirea expresiilor (3.56) si (3.57) in (3.55) si efectuarea unor transformari trigonometrice, se obtine

$$I_{em} = \cos\theta_m\left[tg\theta_m.\cos\varphi_m(I_{ox} + I_{oy}tg\varphi_m) + I_{oz}\right] = \sqrt{I_{ox}^2 + I_{oy}^2 + I_{oz}^2}. \qquad (3.58)$$

Din relatia (3.58) rezulta ca intensitatea energetica maxima I_{em} a suprafetei ABC se obtine dupa directia diagonalei principale a paralelipipedului cu laturile I_{ox}, I_{oy}, I_{oz} si are marimea egala cu lungimea acestei diagonale.

3.6.5 Determinarea caracteristicii polare $I(\varphi,\theta)$ pentru o semisfera

Se numeste *fus sferic* (fig. 3.36) portiunea din suprafata sferei cuprinsa intre doua semicercuri mari care au diametrul comun AA'. Unghiul diedru al fusului sferic este unghiul format de planurile celor doua semicercuri.

Se imparte suprafata fusului sferic in elemente de suprafata dA. Marimea ariei unui element de suprafata este $dA = R^2\cos\varphi.d\varphi.d\theta$, unde $d\theta$ este marimea unghiului fusului sferic.

Intensitatea energetica a radiatiei emise de elementul de suprafata pe o directie normala la aceasta este $dI_n = b_o dA = b_o R^2 \cos\varphi . d\varphi . d\theta$.

Intensitatea energetica a elementului de suprafata dupa directia Ox (directia de observatie) $dI_\varphi = dI_n \cos\varphi = b_o R^2 \cos^2 \varphi . d\varphi . d\theta$.

Intensitatea energetica emisa de suprafata fusului sferic, in directia axei Ox, este

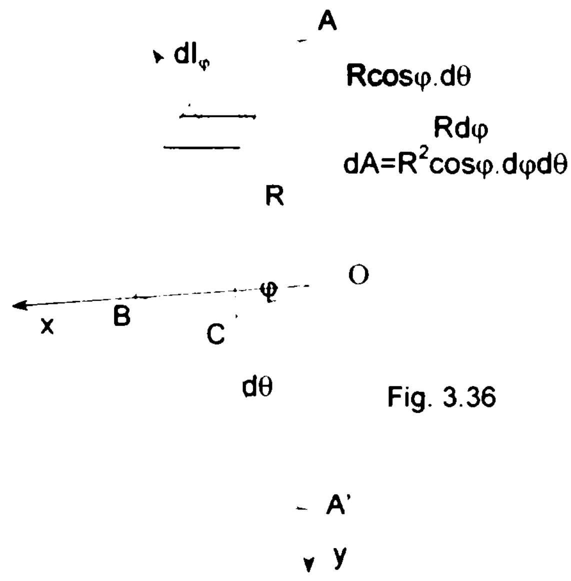


Fig. 3.36

$$I_o = b_o R^2 d\theta \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \cos^2 \varphi . d\varphi = \frac{\pi}{2} b_o R^2 d\theta.$$

Datorita simetriei, se poate alege sistemul de coordonate astfel incat linia de observare Oξ sa fie cuprinsa in planul xOz. Fie θ_O (fig. 3.37) unghiul facut de linia Oξ cu axa Oz.

Un element de arie dA aflat pe suprafata unui fus sferic are marimea

$$dA = R^2 \cos\varphi . d\varphi . d\theta .$$

Intensitatea energetica in directia normala a elementului de arie considerat este

$$dI_n = b_o dA = b_o R^2 \cos\varphi . d\varphi . d\theta.$$

Intensitatea energetica a unui element de arie in directia definita prin unghiurile φ si θ este

$$dI_{\varphi,\theta} = dI_n \cos\varphi . \cos(\theta - \theta_o) = b_o R^2 \cos^2 \varphi . \cos(\theta - \theta_o) d\theta.$$

Fig. 3.37

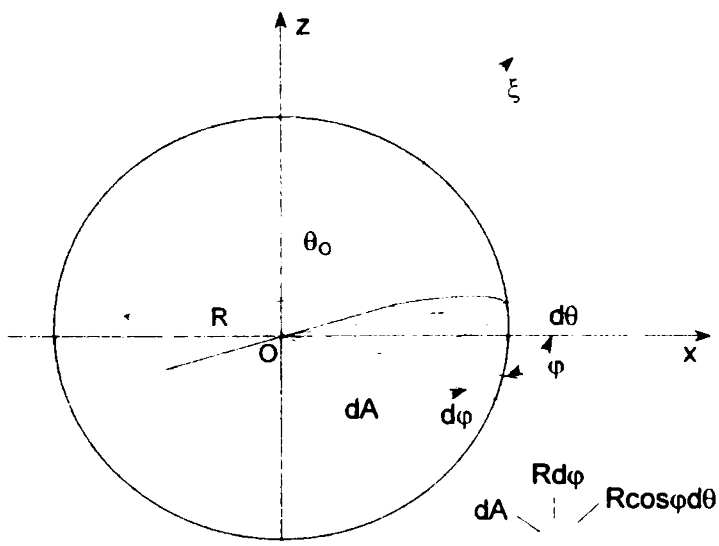
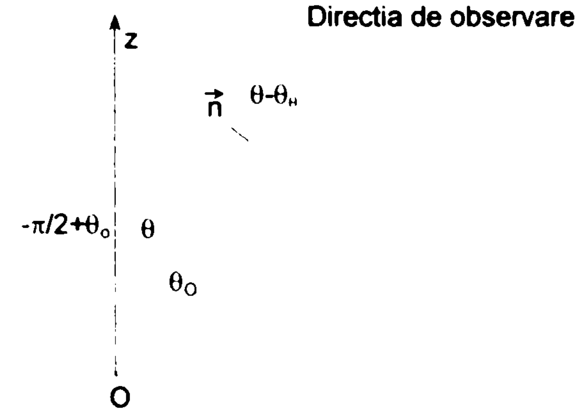


Fig.3.38.



Ultimile elemente de arie care radiaza in directia Oξ sunt dispuse pe circumferinta unui cerc mare al carui plan face unghiul $-\pi/2 + \theta_o$ cu axa Oz (fig.3.38)

Intensitatea energetica emisa de suprafata emisferei in directia Oξ este

$$I(\theta) = b_o R^2 \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \cos^2 \varphi . d\varphi \int_{-\frac{\pi}{2}+\theta}^{\frac{\pi}{2}} \cos(\theta - \theta_o) d\theta = b_o R^2 \frac{\pi}{2} (\cos\theta_o + 1). \tag{3.78}$$

Relatia (3.78) reprezinta caracteristica polara de radiatie a unei emisfere. Se observa ca $I(\theta)$ nu depinde de unghiul φ. Daca se considera o sfera, atunci intensitatea energetica a radiatiei emise in directia Oξ este

$$I(\theta_o) = b_o R^2 \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \cos^2 \varphi . d\varphi \int_{-\frac{\pi}{2}+\theta}^{\frac{\pi}{2}+\theta} \cos(\theta - \theta_o) d\theta = \pi b_o R^2. \tag{3.79}$$

Din relatia (3.79) rezulta ca intensitatea energetica a radiatiei emise de o sfera in directia Oξ este independenta de unghiurile φ_o si θ_o.

Intensitatea energetica a radiatiei emise de un sfert de sfera este

$$I(\theta) = \frac{\pi}{2} b_o R^2 \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos(\theta - \theta_o) d\theta ,$$

sau dupa efectuarea integralei, se obtine

$$I(\theta) = \frac{\pi}{2} R^2 b_o [\cos\theta_o + \sin\theta_o].$$

3.7 Concluzii şi contribuţii originale

În acest capitol sunt abordate şi rezolvate o parte din problemele specifice pe care le ridică studiul procesului de emisie a radiaţiei termice de către o structură macroscopică, de propagare în spaţiu şi de interacţiunea a acesteia cu o suprafaţă receptoare. Au fost stabilite principalele mărimi energetice specifice stării radiante din spaţiu la emisia, la propagarea şi la recepţia radiaţiei termice. La definirea acestor mărimi radiante s-a utilizat un model al câmpului de radiaţie în care se face abstracţie de natura radiaţiei şi de purtătoarea ei – unda electromagnetică. Construcţia modelului se bazează pe noţiunile de sursă punctiformă şi de rază optică. În continuare sunt stabilite şi evidenţiate principalele proprietăţi ale radiaţiei emise de o sursă punctiformă şi, pe baza lor se construieşte modelul sursei termice de suprafaţă elementară, model care permite stabilirea unei metode generale de calcul a mărimilor radiometrice caracteristice radiaţiei emise de orice suprafaţă termoradiantă:

- flux energetic, radianţă energetică, la emisie;
- intensitate energetică, în propagare;
- iluminare energetică la recepţie.

În continuare sunt prezentate şi analizate într-o formă unitară legile de propagare ale radiaţiei termice şi legile radiaţiei termice de echilibru. Pe baza consecinţelor rezultate din aceste legi sunt rezolvate o serie de probleme care privesc radiaţia termică emisiă de o sursă termoradiantă. De asemenea, sunt analizate cazurile surselor radiante de tipul corpului negru, corpului cenuşiu şi a corpului selectiv, toate materializate prin suprafeţe radiante de forme geometrice diferite şi sunt abordate o serie de probleme, din care se amintesc: - radianţa şi strălucirea energetică a surselor termice cu temperatura absolută T; - fluxul şi intensitatea energetică a radiaţiei termice de echilibru; - iluminarea energetică a unei suprafeţe receptoare, toate analizate pentru cazul când sursa termoradiantă este punctiformă sau de suprafaţă finită.

În încheierea capitolului este tratată problematica caracteristicii polare a surselor termice anizotrope şi este prezentată o metodă de calcul analitic a acestei caracteristici. Sunt analizate surse termoradiante cu diferite forme geometrice spaţiale şi sunt determinate cele mai importante caracteristici energetice ale radiaţiei emise acestea.

Contribuţii: În cadrul capitolului 3 sunt abordate şi tratate într-o formă unitară şi riguroasă probleme legate de unele aspecte ale procesului de emisie, de transmisie neghidată şi de interacţiune cu o suprafaţă receptoare a radiaţiei emise de o sursă termoradiantă de dimensiuni finite. Pentru a răspunde problemelor enunţate, în lucrare sunt aprofundate şi dezvoltate într-o manieră originală o serie de teme, din care se amintesc:

• Se definește conceptul de sursă termică punctiformă și sunt stabilite principalele proprietăți ale radiației emise de o asemenea sursă, spectrul radiației termice emise, precum și fluxul radiant al sursei punctiforme printr-o suprafață receptoare. Studiul este făcut pentru cazul general, când sursa punctiformă este dispusă lateral față de axa receptorului și un caz particular - sursa punctiformă se găseste pe axa receptorului;

• Pe baza modelului sursei terimice de suprafață elementară sunt evidențiate semnificația și particularitățile mărimilor energetice ale radiației termice: - flux energetic și radianță energetică, la emisie; - intensitate și strălucire energetică în propagarea neghidată a radiației și iluminare energetică produsă de radiație la recepție. Prin calcul au fost determinate mărimile energetice specifice radiației termice emisie de surse termoradiante de o anumită formă geometrică, mărimile energetice specifice radiației termice în propagare neghidată și la recepțiea acesteia de către o suprafață receptoare. Pentru efectuarea calculelor s-a considerat că suprafața fiecărei surse termice reprezintă un ansamblu de surse termice elementare;

• Pe baza consecințelor rezultate din legile de propagare ale radiației termice și din legile radiației termice de echilibru sunt prezentate metode originale de calcul a marimilor radiometrice specifice radiației termice emise de surse termoradiante cu o anumită configurație geometrică. De asemenea este analizat și cazul când sursa emite într-un anumit domeniu spectral, sau când aceasta este un corp negru, un corp cenușiu sau un corp selectiv.

În încheiere este studiată problema caracteristicii polare a unei surse termoradiante (radiației emise de sursă pe o anumită direcție) și se prezintă o metodă originală care permite determinarea acestei caracteristici pentru surse termoradiante cu o anumită configurație geometrică.

Bibliografie:

[A2],[A3],[B1],[B2],[B6],[B7],[C2],[C3],[C4],[C5],[C6],[C7],[C9],[C12],[C15],[D5],[D6],[D7],[D9],[D10],[D11],[D12],[D14],[D15],[D16],[D17],[D18],[D19],[D20],[G2],[G3],[G5],[G8],[G9],[G10],[G14],[G16],[H1],[H2],[H3],[H4],[H5],[I1],[J1],[J3],[K5],[K6],[K7],[K8],[L1],[L3],[L4],[N2],[P1],[P2],[P2],[P3],[S2],[S3],[S4],[T1],[R2],[T3],T4],[Z2],[Z3],[Z4].

CAP. 4

SEMNALE OPTICE ŞI TRANSMISIA ACESTORA PRIN DIAFRAGME MODULATOARE

4.1 Modelul sistemului de transmisie optica a informatiei

4.1.1 Consideratii generale

Principala destinatie a sistemelor optoelectronice de observare si descoperire este obtinerea unor informatii cat mai complete despre obiectele din teren. Aceste informatii se refera la existenta, pozitia, dimensiunile geometrice, temperatura sau eventuale deplasari ale obiectelor si sunt transmise la utilizator cu ajutorul semnalelor optice.

In general, procesul de formare, transmisie, receptie si prelucrare a semnalelor optice in vederea obtinerii informatiei utile se desfasoara conform schemei din fig. 4.1.

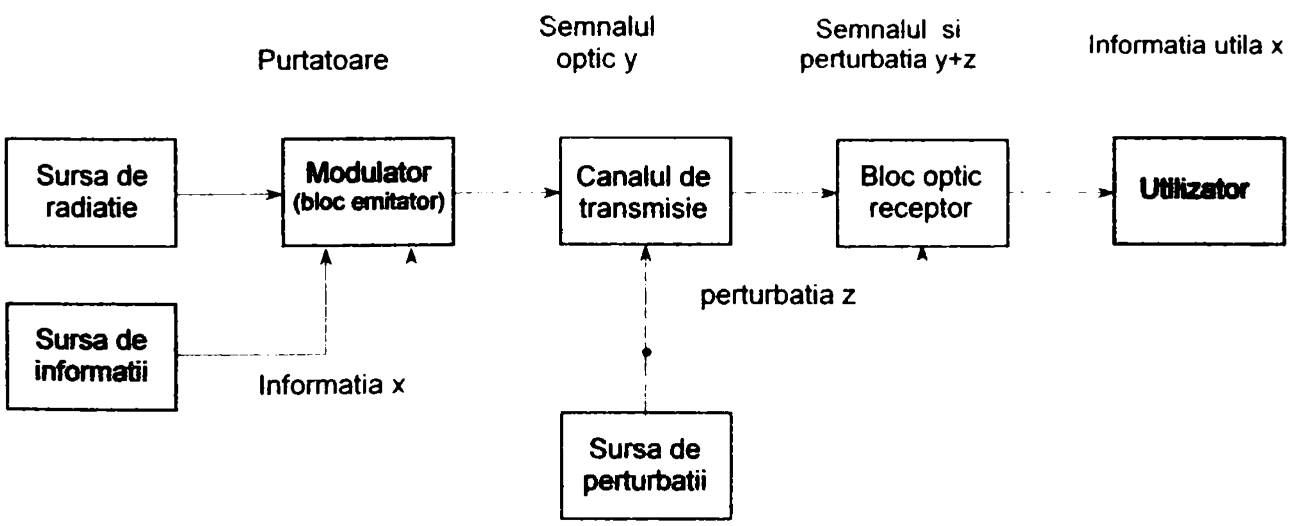


Fig. 4.1

Pentru a ajunge la utilizator, informatia x produsa de sursa de informatii, este transpusa pe o purtatoare de informatie – o marime fizica capabila sa se propage prin canalul de transmisie, sa fie receptionata si prelucrata de receptor.

Transpunerea informatiei pe purtatoare se realizeaza cu ajutorul dispozitivului *modulator* care modifica unul sau mai multi parametrii caracteristici ai purtatoarei in ritmul de variatie a *semnalului de transmis*. La iesirea modulatorului (blocului emitator) se obtine marimea fizica y - *semnal optic modulat*. Intrucat orice obiect sau fenomen din natura pune in evidenta o marime fizica, rezulta ca, informatia despre valoarea x a acestei marimi poate fi asociata cu valoarea y a semnalului optic transmis, cu conditia ca intre cele doua marimi sa existe o corespondenta biunivoca, adica $y = f(x)$. Aceasta relatie poate avea loc atat pentru valori continue cat si pentru valori discrete, obtinute pe baza unui proces ce cuprinde trei operatii: *transformarea* (*conversia*), *codificarea* si *modulatia*, efectuate succesiv sau simultan cu dispozitive optoelectronice adecvate.

Canalul de transmisie al semnalului optic reprezinta calea de legatura intre blocul emitator (sursa de radiatie) si blocul optic receptor. Transmisia (propagarea) neghidata a semnalelor optice prin atmosfera este influentata de existenta parazitilor interni si externi canalului de transmisie care limiteaza cantitatea de informatie transmisa. Parazitii formeaza semnalul perturbator $n(r,t)$ care, in timpul propagarii semnalului optic se insumeaza cu acesta. Functionarea sistemului de receptie este asigurata daca raportul semnal util/zgomot are o valoare supraunitara.

In cazul sistemelor optoelectronice de observare si descoperire variatiile starii energetice in timp si spatiu ale sursei de radiatie sunt transmise din aproape in aproape, prin intermediul undelor electromagnetice unui bloc optic receptor de radiatie. In acest mod se realizeaza o legatura intre sursa de radiatie si receptor, in care unda electromagnetica joaca rolul de purtator al *mesajului energetic* (informatia utila) produs de sursa.

In cazul surselor de radiatie termica “modulatorul si blocul de emisie” se identifica cu suprafata sursei. Aici sunt transformate oscilatiile termice ale microsurselor constituente in unde electromagnetice monocromatice, cu o amplitudine dependenta de temperatura absoluta a sursei, de o frecventa si faza aleatoare si care se transmit in spatiul liber.

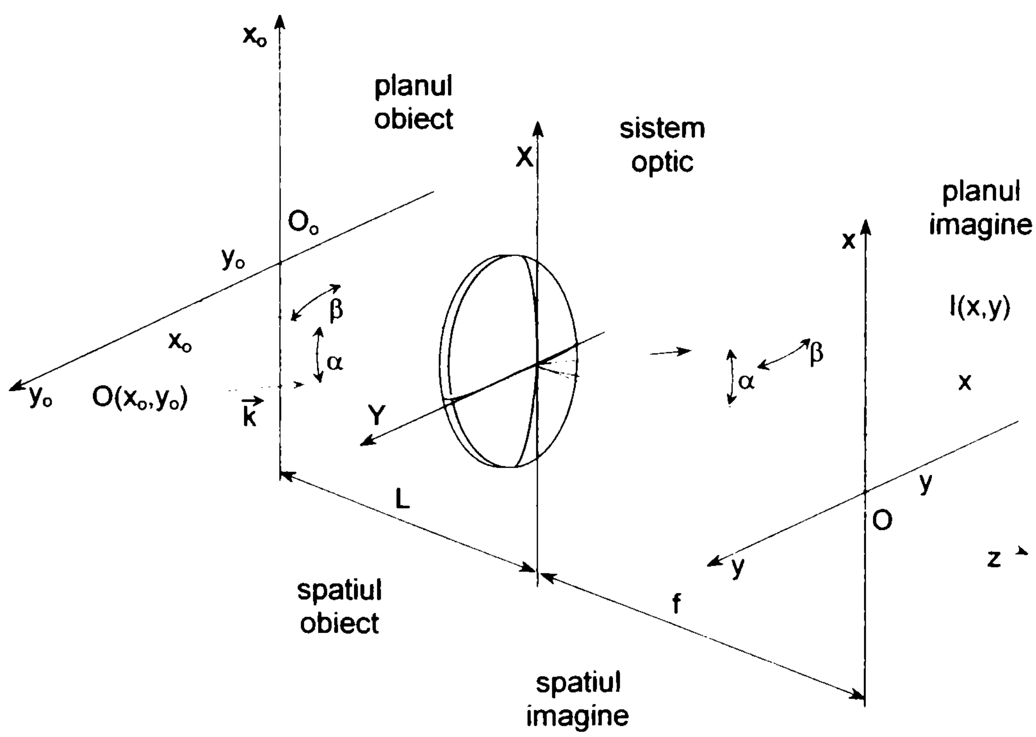
In propagarea lor pe o anumita directie, undele monocromatice se compun formand o unda policromatica complexa – purtatoarea optica, in parametrii careia este codifict mesajul energetic produs de sursa de informatii. Blocul optic receptor este un sistem optic cu aria pupilei de intrare A_o si distanta focala f. Acesta focalizeaza fluxul energetic incident in limitele suprafetei pupilei de intrare A_o pe suprafata sensibila a unui fotodetector de arie A_R.

La receptie, in sistemul optoelectronic al blocului de receptie, informatia utila este reconstituita, adica este separata de purtatoare pe baza relatiei $x = f^{-1}(y)$ si poate fi pusa in evidenta prin diferite procedee tehnice. O prelucrare primara a semnalului optic captat in limitele pupilei de intrare consta in: filtrare spectrala, focalizare, filtrare spatiala etc. dupa care acesta este supus operatiei de *fotodetectie*. Prin aceasta operatie se realizeaza transformarea semnalului optic intr-un semnal electric, care este prelucrat in continuare electronic pentru a extrage informatia dorita – prezenta sursei termice in spatiul observat. Utilizarea campurilor de radiatie termica in calitate de purtatori de informatie permite realizarea unor sisteme tehnice rapide care asigura descoperirea obiectelor din teren si determinarea pozitiei acestora in raport cu un referential ales. In acest caz, sursa de informatie este reprezentata de obiectul din teren. Acesta produce *semnalul optic* care se propaga in spatiu sub forma de unda electromagnetica. In propagare, caracteristica esentiala a semnalului optic este stralucirea sau radianta energetica a sursei, care conform legii lui Planck (3.42) este dependenta de temperatura absoluta a obiectului. Pe baza acestei caracteristici a semnalului sunt *descoperite* obiectele din teren pe fondul perturbator al atmosferei (fondul parazit). Informatiile referitoare *la pozitia obiectului* in raport cu referentialul ales, respectiv forma sau dimensiunile acestuia sunt transpuse pe o *subpurtatoare* la receptia semnalului optic. Si in acest caz operatia de transpunere se realizeaza cu ajutorul modulatorului care echipeaza blocul optic de receptie si modifica parametrii purtatoarei in ritmul informatiei de transmis (pozitia imaginii sursei termice).

4.1.2 Sistemul de coordonate utilizat in studiul semnalelor optice

Sistemul de coordonate si notatiile folosite in studiul semnalelor optice este prezentat in fig. 4.2. Pozitia punctului O din spatiul obiect se determina prin coordonatele liniare x_o, y_o, z_o, iar

Fig.4.2



cele ale punctului imagine I, prin coordonatele x,y. In aproximatia gaussiana, sistemul optic realizeaza o transformare liniara a coordonatelor $x = Mx_o$ si $y = My_o$, unde M este marimea unghiulara a sistemului optic.

Daca punctul obiect se afla la infinit ($L \to \infty$), pozitia imaginii sale in raport cu axa z (axa optica) se poate exprima cu ajutorul coordonatelor unghiulare α,β. Intre coordonatele liniare si unghiulare ale punctului I exista relatiile $\alpha = x/f$ si $\beta = y/f$, valabile pentru sisteme optice cu unghi de vedere mic, unde f este distanta focala a sistemului optic. Folosirea coordonatelor unghiulare este avantajoasa intrucat nu implica cunoasterea distantei pana la punctul obiect.

4.1.3 Formarea semnalului optic. Caracteristicile purtătoarei optice

In general, elementele optice care compun un sistem optic prelucreaza numai partea spatiala a semnalului optic. Din aceste motive, formarea si tratarea semnalelor optice prezinta o serie de particularitati fata de tratarea temporala a semnalelor folosite in telecomunicatii.

In optica, partea spatiala a purtatoarei *A(x,y)* reprezinta o distributie bidimensionala de amplitudine, notata 2D. Propagarea semnalului se face dupa axa z (axa optica). O caracteristica esentiala a semnalului 2D este faptul ca ele rezulta in urma unui proces de modulatie realizat cu ajutorul diafragmelor cu transmisie variabila, plasate in spatiul coordonatelor spatiale (x,y,z).

In lucrare, pentru analiza si stabilirea principalelor caracteristici ale semnalelor 2D sunt folosite terminologia si principiile generale ale teoriei sistemelor automate.

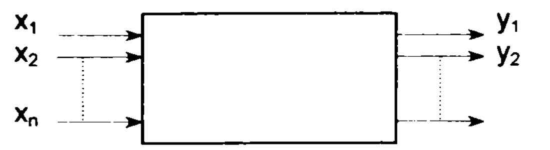


Fig.4.3.

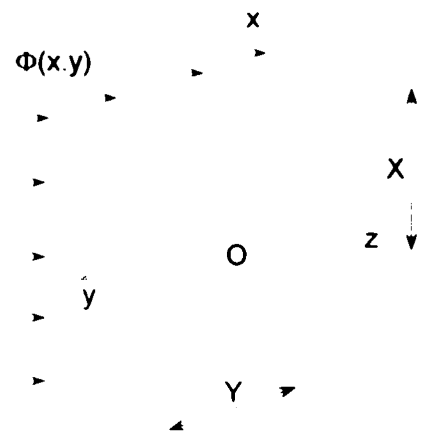
In general, unui element sau sistem i se asociaza un model structural (fig.4.3), asupra caruia se aplica un set de marimi ce constituie *cauza*, numite *marimi de intrare* x_i, cu $i = 1,2,3,\ldots$ si se obtin marimile y_i ce reprezinta *efectul*, numite *marimi de iesire.* Intre marimile de intrare si marimile de iesire exista o relatie functionala bine stabilita, iar circulatia semnalului in sistem este unidirectionala, de la intrare spre iesire.

Intrucat in optica se lucreaza cu semnale 2D *intrarea* unui element optic va fi numita *plan de intrare* si reprezinta suprafata prin care semnalul (radiatia) patrunde in element, iar *iesirea – planul de iesire,* suprafata prin care semnalul (radiatia) paraseste elementul.

Fie o unda plana monocromatica normala la suprafata unui ecran opac prevazut cu o deschidere dreptunghiulara XY. O unda plana exista la o distanta mare de orice sursa de radiatie si este caracterizata printr-un fascicul de raze paralele cu axa optica (directia de propagare).

Se alege un sistem cartezian de axe astfel ca axa z sa coincida cu directia de propagare a undei, iar axa x paralela cu vectorul camp electric $\vec{E}$ al undei electromagnetice. In planul de intrare, in limitele domeniului XY (fig.4.4), dispus simetric in raport cu axele x si y, exista un camp descris de ecuatia

Fig.4.4



$$\vec{E}(x,y) = E_o e^{-j\omega t} . \vec{u}_x . \qquad (4.1)$$

Ecuatia (4.1) arata ca in orice punct (x,y) al planului de intrare vectorul $\vec{E}$ este orientat dupa axa x si oscileaza armonic cu pulsatia ω. Deschiderea XY prezinta coeficientul de transmisie $t(x,y)$. De fapt, functia $t(x,y)$ "inscrisa" sub forma coeficientului de transmisie reprezinta informatia ce trebuie transpusa pe purtatoare (unda incidenta) pentru a forma semnalul optic $s(x,y)$. Amplitudinea semnalului in planului de iesire, in punctul (x,y) este data de produsul $E_o . t(x,y)$. Intrucat punctul (x,y) este variabil semnalul optic $s(x,y)$ are urmatoarea expresie analitica

$$s(x,y) = \begin{cases} E_o t(x,y) \text{ pentru } |x| \le \frac{X}{2}, |y| \le \frac{Y}{2}, \\ 0 \qquad \text{pentru } |x| > \frac{X}{2}, |y| > \frac{Y}{2}. \end{cases}$$

si reprezinta distributia de amplitudine in planul de iesire, in limitele domeniului de existenta a functiei $t(x,y)$. Daca $E_o = 1$, rezulta $s(x,y) = t(x,y)$, adica distributia amplitudinii semnalului optic este identica cu informatia inscrisa sub forma functiei $t(x,y)$.

Procesul de formare a semnalului optic s(x,y) poarta numele de *modulatie* (in amplitudine) si este rezultatul unui produs de doua functii: E_o – purtatoarea creata de sursa de radiatie, si care, sub forma de unda electromagnetica, se propaga prin deschiderea XY si t(x,y) – coeficientul de transmisie a deschiderii in parametrii careia este codificata informatia. Schematic, acest proces este redat in fig. 4.5.

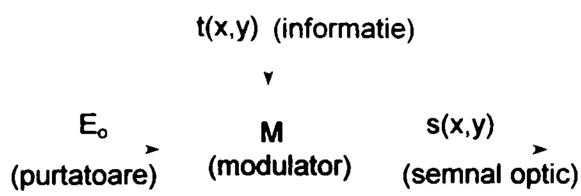


Fig. 4.5

Prin *semnal de intrare* (informatia de transmis) se intelege functia de transmisie optica a deschiderii XY (fig. 4.4) dispusa in planul (x,y), sau pupila de intrare a sistemului optic.

La intrarea planului (x,y), in limitele deschiderii XY, exista un camp de radiatie monocromatic – purtatoarea de informatie, de ecuatie

$$E(x,y,t) = E_o(x,y,t).sin[\omega t + \varphi(x,y,t)],$$

sau in scriere sub forma complexa

$$E(x,y,t) = E_o(x,y,t)e^{-j\omega t}e^{-j\varphi(x,y,t)}.$$

Intrucat marimea ω reprezinta pulsatia purtatoarei semnalului, iar informatia utila este continuta in parametrii ca amplitudine si faza, in scrierea semnalului se omite factorul $e^{-j\omega t}$. In acest caz, purtatoarea optica reprezinta amplitudinea complexa a componentei electrice a campului de radiatie

$$E(x,y,t) = E_o(x,y,t)e^{-j\varphi(x,y,t)}, \qquad (4.2)$$

care se modifica functie de coordonatele spatiale x,y si temporala t. Semnalul optic reprezinta produsul dintre amplitudinea complexa definita cu (4.2) si informatia s(x,y) – semnalul spatial - inscris in limitele deschiderii XY sub forma unei transmisii optice. Daca purtatoarea reprezinta o unda plana de amplitudine E_o, atunci semnalul optic devine $E(x,y,) = E_o s(x,y)$. Intrucat semnalul spatial este adimensional, semnalul optic format va avea dimensiunea purtatoarei.

In tabelul 4.1 sunt prezentate unele caracteristici ale semnalului spatial s(x,y) si ale semnalul optic E(x,y).

Tabelul 4.1

Semnalul spatial s(x,y)	Semnalul optic E(x,y) (media in timp)
Amplitudinea semnalului spatial s(x,y)	Amplitudinea semnalului optic $E(x,y) = E_o s(x,y)$
Puterea semnalului spatial $\lvert s(x,y)\rvert^2$	Intensitatea semnalului optic $\lvert E_o s(x,y)\rvert^2$
Energia semnalului cu dimensiunile XY $\int\limits_X\int\limits_Y \lvert s(x,y)\rvert^2 dxdy$	energia semnalului optic $E_o^2 \int\limits_X\int\limits_Y \lvert s(x,y)\rvert^2 dxdy$
Puterea medie a semnalului spatial $\int\limits_X\int\limits_Y \lvert s(x,y)\rvert^2 dxdy$	Media dupa suprafata a intensitatii $\frac{E_o^2}{XY}\int\limits_X\int\limits_Y \lvert s(x,y)\rvert^2 dxdy$

Distributia spatiala a amplitudinii semnalului optic (4.2) este valabila numai in planul de iesire al planului modulator. In vecinatatea acestui plan distributia de amplitudine se modifica datorita fenomenului de difractie. Se considera schema optica din fig. 4.6.a, in care elementul modulator este reprezentat de o retea sinusoidala unidimensionala, cu coeficientul de transmisie in amplitudine (fig.4.6.b), exprimat prin ecuatia $t(y) = A + a.\cos\omega_{oy}y$.

Coeficientul $t(y)$ mai poate fi scris sub forma

$$t(y) = A + \frac{a}{2}\left[e^{j\omega_{oy}y} + e^{-j\omega_{oy}y}\right]. \tag{4.3}$$

Fluxul divergent emis de sursa de radiatie monocromatica este transformat cu ajutorul unui sistem optic (condensor) intr-un fascicul de raze paralele, de o anumita apertura, descris de ecuatia

$$E(z,t) = E_o e^{-j(\omega t - kz)}. \tag{4.4}$$

Considerand sistemul de axe dispus in planul de intrare al elementelui modulator, pentru z = 0 rezulta ecuatia intensitatii campului electric $E(0,t) = E_o e^{-j\omega t}$.

Pentru $E_o = 1$ si $a = 1$ se obtine urmatoarea distributie de amplitudine in planul de iesire:

$$E(y) = E_o t(y) = Ae^{-j\omega t} + \frac{1}{2}\left[e^{-j(\omega t - \omega_{oy}y)} + e^{-j(\omega t + \omega_{oy}y)}\right]$$

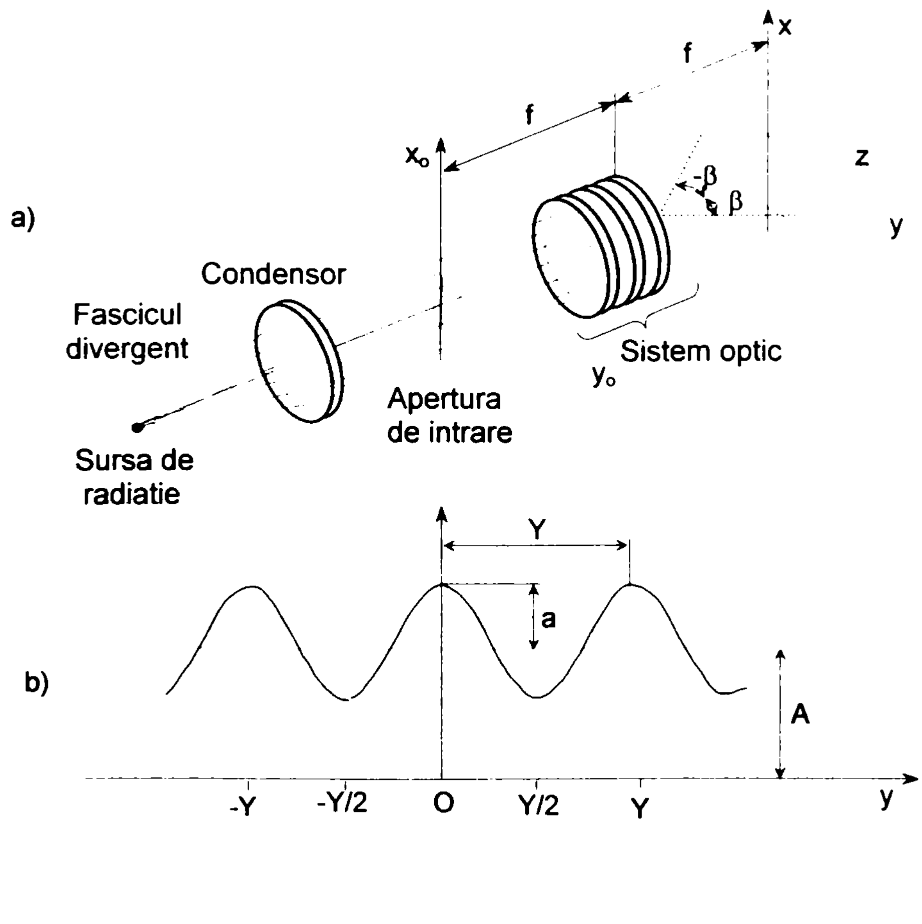
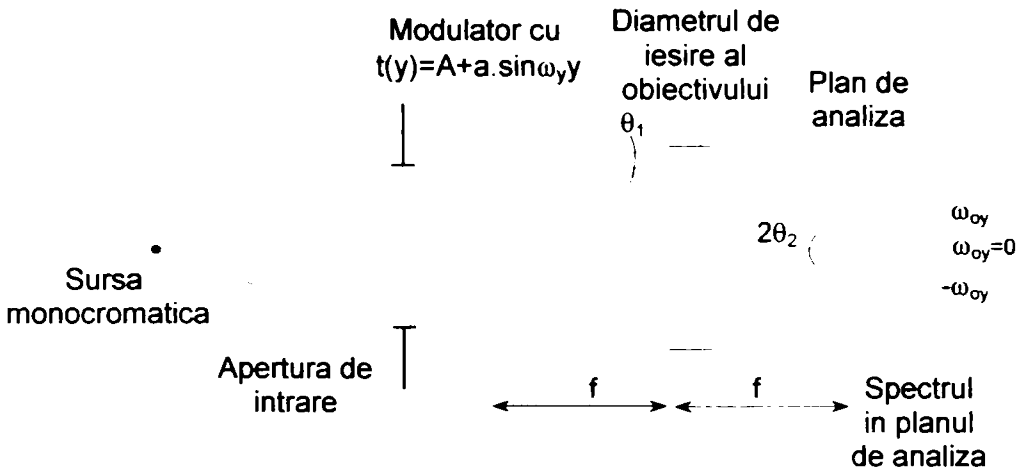


Fig.4.6

Termenul $\frac{1}{2}e^{-j(\omega t - \omega_{oy}y)}$ reprezinta ecuatia unei unde plane care se propaga fata de axa z sub unghiul $\sin\beta = \frac{\omega_{oy}}{k} = \frac{\lambda}{2\pi}\omega_{oy} = \frac{\lambda}{Y}$. Deci, o parte din razele care parasesc transparenta se propaga sub forma unui fascicul de raze paralele (unda plana), pe o directie care formeaza cu axa z unghiul $\beta = \arcsin\left(\frac{\lambda}{2\pi}\omega_{oy}\right)$. De asemenea, termenul $\frac{1}{2}e^{-j(\omega t+\omega_{oy})}$ descrie ecuatia unei unde plane, cu amplitudinea 1/2 si care se propaga fata de axa optica, sub unghiul $-\beta = \arcsin\left(-\frac{\lambda}{2\pi}\omega_{oy}\right)$. Termenul constant $Ae^{-j\omega t}$ reprezinta ecuatia unei unde care se propaga in lungul axei z. In acest mod reteaua sinusoidala descompune unda plana incidenta in trei unde plane emergente care se propaga dupa directiile β, −β si 0. Pentru a pune in evidenta cele trei unde emergente se dispune elementul modulator in planul focal anterior al unui obiectiv, iar imaginile lor sunt observate pe un ecran dispus in planul focal posterior (fig.4.7). Coordonata y unde se formeaza imaginea se determina cu relația $tg\beta = y/f$ şi pentru unghiuri β mici rezulta $y = \omega_{oy} f(\lambda/2\pi)$.

Fig.4.7



Semnalul din planul de iesire este receptionat de catre un receptor de radiatie care reactioneaza numai la intensitatea radiatiei $I(y) = E(y).E^*(y)$.

Coordonatele spectrului de putere al semnalului sunt frecventele spatiale ω_{oy}. Pata centrala ($\omega_{oy} = 0$) se propaga paralel cu axa optica (Oz). De asemenea, mai apar doua pete dispuse in $\pm\omega_{oy}$.

4.1.4 Clasificarea semnalelor optice

In general *semnalul* se poate defini ca o succesiune continua sau discreta de valori ale unei marimi fizice, numita *purtatoare,* capabila sa se propage intr-un mediu dat si in parametrii careia este codificata informatia de transmis. In cazul *semnalelor optice*, ca purtatoare de informatii este folosita radiatia electromagnetica monocromatica sau policromatica emisa de surse artificiale (lassere, lampi speciale, lampi cu incandescenta, etc), sau de surse naturale (obiectele din teren, solul, formatiunile noroase, corpurile ceresti, etc.) care, sub forma de unde electromagnetice se propaga in spatiu pe distante mari. Purtatoarea monocromatica reprezinta o radiatie formata din unde de aceeasi lungime de unda λ. Purtatoarea policromatica reprezinta o suprapunere de unde monocromatice, cu lungimi de unda diferite.

In functie de compozitia spectrala a purtatoarei semnalele optice se pot clasifica in: *semnale optice monocromatice* si *semnale optice policromatice.*

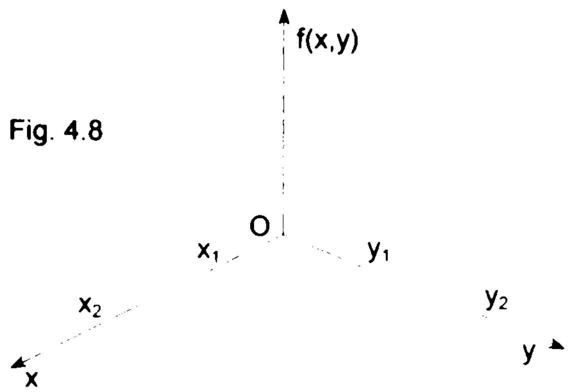


Fig. 4.8

O alta clasificare a semnalelor optice se poate face dupa gradul de previzibilitate al acestora. Cantitatea de informatie continuta in semnalul optic va fi cu atat mai mare cu cat evolutia viitoare a semnalului este mai putin previzibila. Un semnal optic care se poate exprima printr-o functie de spatiu si timp este complet previzibil si, prin urmare, nu este purtator de informatie. Semnalele optice previzibile, adica exprimabile prin functii de coordonate spatiale si temporale formeaza clasa *semnalelor optice deterministe*. Celelalte semnale, neprevizibile in spatiu si timp decat cu anumite probabilitati formeaza clasa *semnalelor optice aleatoare* (*intamplatoare*). Cunoasterea semnalelor deterministe si a caracteristicilor acestora permit, prin procedee matematice adecvate, determinarea comportarii sistemelor optoelectronice fata de semnalele optice aleatoare (semnalele purtatoare de informatii).

La randul lor, semnalele deterministe se clasifica dupa forma functiei de coordonate spatial-temporale. O prima caracteristica a formei semnalului este *durata* in spatiu si timp, adica largimea intervalului de spatiu si timp in care semnalul este nenul. In raport cu aceasta caracteristica semnalele optice pot fi de durata spatiala (temporala) finita sau infinita. Semnalele optice de durata finita formeaza *impulsurile optice* (fig.4.8).

O alta caracteristica importanta a semnalului optic este forma sau configuratia pe care acesta o are in intervalul spatial sau temporal in care este definit. Matematic, forma semnalului se exprima prin functia spatiala si temporala f(x,y,t), numita *amplitudinea* semnalului. In functie de variatia in spatiu sau timp a functiei f(x,y,t) semnalele se impart in: *periodice* si *neperiodice.*

Se considera *semnale periodice* semnalele care satisfac relatia

$$f(x,y,t) = f(x+mX,\ y+nY,\ t+kT),\quad \text{cu}\quad m,n,k = \pm 1, \pm 2, \ldots$$

in care X, Y, reprezinta perioadele spatiale ale semnalului (fig. 4.9), iar T – perioada temporala.

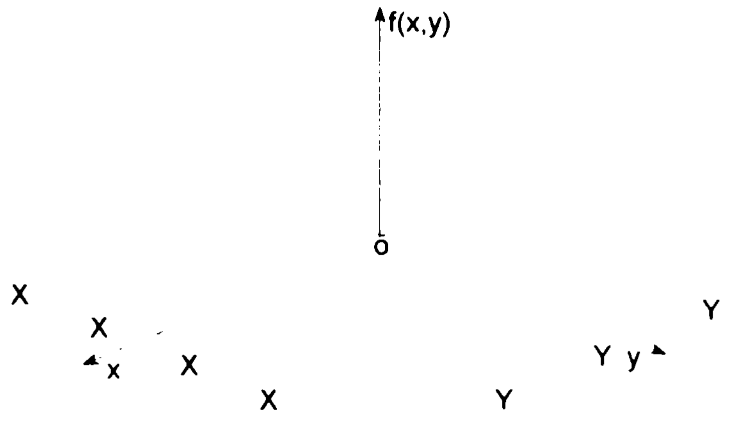


Fig. 4.9

Impulsul optic este un semnalul optic care nu este periodic. Pentru un impuls domeniul de existenta ($x_2 - x_1$, $y_2 - y_1$) este foarte mic.

La randul lor, semnalele optice deterministe pot fi: *monocromatice* sau *policromatice*, functie de compozitia spectrala a purtatoarei. Amplitudinea acestor semnale reprezinta o distributie bidimensionala a intensitatii campului electric in planul z = 0, notata 2D si care, in general, este o functie complexa. Trecerea undei (4.3) prin sistemul optic de receptie este insotita de o serie de fenomene optice ca: interferenta, difractie, absorbtie, etc. Din aceste motive tratarea semnalelor optice si in mod deosebit prelucrarea partii spatiale a acestora in elementele optice ale sistemul optic prezinta o serie de particularitati fata de tratarea temporala a semnalelor intalnite in sistemele de telecomunicatii

Analizat matematic, semnalul optic este exprimabil printr-o functie de coordonate spatiale si de timp insa, studiul acestor semnale, dependente de mai multe coordonate intampina serioase dificultati matematice. Din aceste motive, in cele ce urmeaza, vor fi fi analizate semnalele optice dependente numai de coordonatele spatiale (partea spatiala a semnalului optic), timpul considerandu-se un parametru. Variabilele independente in raport cu care vor fi exprimate marimea (amplitudinea) semnalul optic sunt coordonatele unghiulare α si β sau coordonatele liniare x si y. Exceptiile de la aceasta regula vor fi mentionate.

4.2 Reprezentarea frecventiala a semnalelor optice

4.2.1 Notiuni generale

Semnalul optic este o functie de coordonatele unghiulare α,β sau coordonatele liniare x,y si de coordonata temporala t.

Pentru descrierea semnalului optic sunt folosite doua moduri de reprezentare, care pun in evidenta:

- forma spatial-temporala a semnalului;
- distributia spectrala (spatial – frecventiala) a semnalului.

Daca semnalul optic prezinta o perioada spatiala si temporala, el poate fi scris ca o suma de semnale armonice elementare. Conditia de periodicitate a semnalului optic este

$$f(x,y,t) = f(x+nX, y+mY, t+kT),$$

unde X,Y si T sunt perioadele spatiale si temporale de repetitie a semnalului.

Daca semnalul optic este exprimat ca o functie periodica care indeplineste conditiile lui Dirichlet, el poate fi dezvoltate in serie Fourier, adica poate fi descompus in sume de componente pur sinusoidale si pur cosinusoidale, cu pulsatii discrete bine determinate.

Reprezentarea semnalului optic periodic sub forma unei serii Fourier este

$$f(x,y,t) = \sum_{n,m,k=-\infty}^{+\infty} C_{nmk} e^{j(n\omega_{x1}x + m\omega_{y1}y + k\omega_{t1}t)},$$

unde $\omega_{x1} = \frac{2\pi}{X}$, $\omega_{y1} = \frac{2\pi}{Y}$ *si* $\omega_{t1} = \frac{2\pi}{T}$ sunt frecventele armonicelor fundamentale ale semnalului, iar C_{nmk} – coeficientul complex al seriei Fourier, care se determina cu integrala

$$C_{nmk} = \frac{1}{XYT} \int_{-\frac{X}{2}}^{\frac{X}{2}} \int_{-\frac{Y}{2}}^{\frac{Y}{2}} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} f(x,y,t) e^{-j(n\omega_{x1}x + m\omega_{y1}y + k\omega_{t1}t)} dxdydt.$$

In continuare, pentru simplificarea scrierii, vor fi analizate semnalele optice 1D, adica semnalele exprimate prin functii periodice unidimensionale. Conditia de periodicitate a semnalului 1D, exprimat prin functia u(x) este u(x) = u(x+mX), cu m = ±1, ±2, ±3,…., in care X = 1/ f_x este perioada de repetitie a semnalului, $\omega_x = 2\pi/X.= 2\pi f_x$ – pulsatia si f_x – frecventa de repetitie.

Se considera functia u(x) defininita in intervalul [x_1.x_2], cu $X = x_2 - x_1$ si care se repeta cu frecventa $f_x = 1/X$, sau $\omega_x = 2\pi/X$. Daca functia indeplineste conditiile lui Dirichlet, ea poate fi reprezentata printr-o serie Fourier scrisa sub forma unei sume de functii trigonometrice

$$u(x) = \frac{a_o}{2} + \sum_{k=1}^{\infty} \left(a_k \cos k\omega_x x + b_k \sin k\omega_x x\right), \tag{4.4}$$

unde termenii de pulstie $k\omega_x$ se numesc *armonici de ordinul k* in cos, respectiv sin, cu coeficientii exprimati de relatiile

$$\begin{aligned} a_k &= \frac{2}{X}\int_0^X u(x)\cos k\omega_x x dx, \\ b_k &= \frac{2}{X}\int_0^X u(x)\sin k\omega_x x dx, \end{aligned} \tag{4.5}$$

unde k = 1,2,3,… Pentru k = 0, se obtine

$$a_o = \frac{2}{X}\int_0^X u(x)dx,$$

care reprezinta valoarea medie sau componeneta continua a functiei periodice u(x). Marimile a_k, respectiv b_k sunt amplitudinile armonicilor de ordinul k in cos, respectiv in sin.

Seria Fourier (4.4) poate fi scrisa si in alta forma daca se fac notatiile

$$a_k = A_k\cos\varphi_k \text{ si } b_k = A_k\sin\varphi_k, \text{ unde } A_k = \sqrt{a_k^2 + b_k^2} \text{ si } \varphi_k = arctg\frac{b_k}{a_k}.$$

$$u(x) = \frac{A_o}{2} + \sum_{k=1}^{\infty} A_k\cos(k\omega_x x - \varphi_k'), \tag{4.6}$$

cu $A_o = a_o$. Prin urmare, orice semnal optic periodic poate fi reprezentat sub forma unei sume de componente armonice, fiecare din ele fiind complet determinate de marimile A_k si φ_k.

Multimea amplitudinilor A_k a armonicilor unui semnal formeaza *spectrul de amplitudine* al semnalului, iar multimea marimilor φ_k - *spectrul de faza* al semnalului. In mod obisnuit, prin spectrul semnalului se intelege spectrul de amplitudine al semnalului.

Grafic spectrul se reprezinta prin segmente, fiecare segment avand lungimea egala cu marimea armonicii considerate. Spectrul functiilor periodice este un spectru discret, corespunzator pulsatiilor discrete ω_{1x}, $2\omega_{1x}$, ..., $k\omega_{1x}$,...

O functie periodica reala u(x), care admite o dezvoltare in serie trigonometrica sub forma (4.6) poate fi scrisa si ca suma a unei serii de termeni complecsi, sub forma exponentiala. Pentru aceasta se observa ca $A_k = \sqrt{a_k^2 + b_k^2}$ este o functie para de indice k, adica $A_k = A_{-k}$ si $\varphi_k = arctg(b_k/a_k)$ este o functie impara, adica $\varphi_k = -\varphi_{-k}$. Se poate scrie

$$u(x) = \frac{1}{2}\sum_{k=-\infty}^{k=\infty}\overline{A}_k e^{jk\omega_x x}, \tag{4.7}$$

unde $\overline{A}_k$ este amplitudinea complexa a componentei armonice de ordinul k

$$\overline{A}_k = \frac{2}{X}\int_0^X u(x)e^{-j\omega_x x}dx. \tag{4.8}$$

4.2.2 Spectrul succesiunii de impulsuri optice dreptunghiulare

Semnalul constituit din impulsuri dreptunghiulare de amplitudine U_o, cu latimea impulsului x_o si cu perioada de repetitie X (fig.4.10) are urmatoarea expresie analitica in intervalul [0,X]

$$u(x)=\begin{cases}U_o, pentru & 0\le x\le x_o,\\ 0, pentru & x_o\le x\le X,\end{cases}$$

cu $\omega_1=\dfrac{2\pi}{X}.$

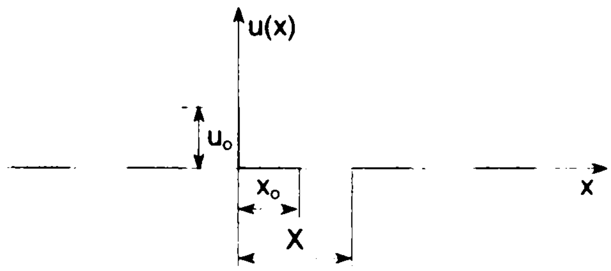


Fig. 4.10

Componentele armonice ale semnalului sunt

$$\frac{a_o}{2}=\frac{1}{X}\int_0^{x_o}u(x)dx=\frac{x_o}{X}U_o,$$

$$a_k=\frac{2}{X}\int_0^{x_o}u(x)\cos k\omega_1 x.dx=2U_o\frac{x_o}{X}\frac{\sin k\omega_1 x_o}{k\omega_1 x_o},$$

$$b_k=\frac{2}{X}\int_o^{x_o}u(x)\sin k\omega_1 x.dx=2U_o\frac{x_o}{X}\frac{1-\cos k\omega_1 x_o}{k\omega_1 x_o}$$

Rezulta $A_k=\sqrt{a_k^2+b_k^2}=2U_o\dfrac{x_o}{X}\dfrac{\sin k\omega_1\frac{x_o}{2}}{k\omega_1\frac{x_o}{2}}$ si $\varphi_k=arctg(tgk\omega_1\dfrac{x_o}{2})=k\omega_1\dfrac{x_o}{2}$.

In final se obtine

$$u(x)=U_o\frac{x_o}{X}\left[1+2\sum_{k=1}^{\infty}\frac{\sin k\omega_1\frac{x_o}{2}}{k\omega_1\frac{x_o}{2}}\cos k\omega_1\left(x-\frac{x_o}{2}\right)\right].\qquad(4.9)$$

Intrucat $\overline{A}_k=A_k.e^{-j\varphi_k}=2U_o\dfrac{x_o}{X}\sin ck\omega_1\dfrac{x_o}{2}e^{-jk\omega_1\frac{x_o}{2}}$, forma complexa a expresiei (4.13) este

$$u(x)=U_o\frac{x_o}{X}\sum_{-\infty}^{\infty}\sin ck\omega_1\frac{x_o}{2}e^{-jk\omega_1(x-\frac{x_o}{2})}.\qquad(4.10)$$

Succesiunea periodica de impulsuri dreptunghiulare este formata dintr-un numar infinit de componente armonice, fiecare componenta avand frecventa $k\omega_1$, $k=1,2,3,\ldots$Pentru a obtine infasuratoarea componentelor s̥ectrale se considera $k\omega_1=\omega$ (fig.4.11). Rezulta

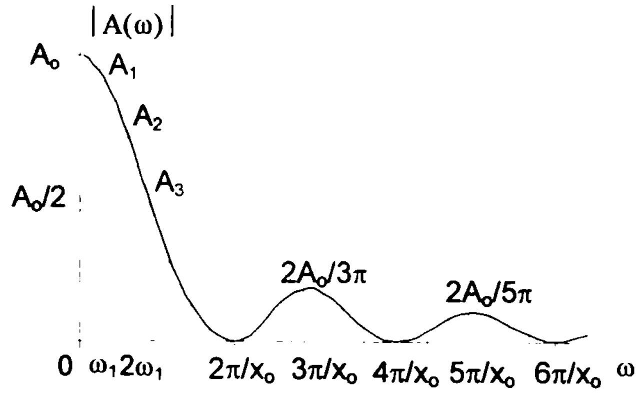


Fig.4.11

$$A(\omega) = 2U_o \frac{x_o}{X} \frac{\sin \omega \frac{x_o}{2}}{\omega \frac{x_o}{2}}. \quad (4.11)$$

Functia $A(\omega)$ se anuleaza in punctele

$\sin \omega \frac{x_o}{2} = 0$, sau $\omega = \frac{2n\pi}{x_o}$, cu $n = 1,2,3,...$

Pentru n = 0, se obtine

$$A(0) = \lim_{\omega \to 0} A(\omega) = 2U_o \frac{x_o}{X},$$

ad.ca c....p.nen.a spec..a.a $A(0) = 2\frac{A_o}{2}$ es.e de doua ori mai mare fata de componenta continua $A_o/2$ rezultata din dezvoltarea in serie a functiei considerate. Infasuratoarea functiei $A(\omega)$ prezinta maxime in punctele in care functia

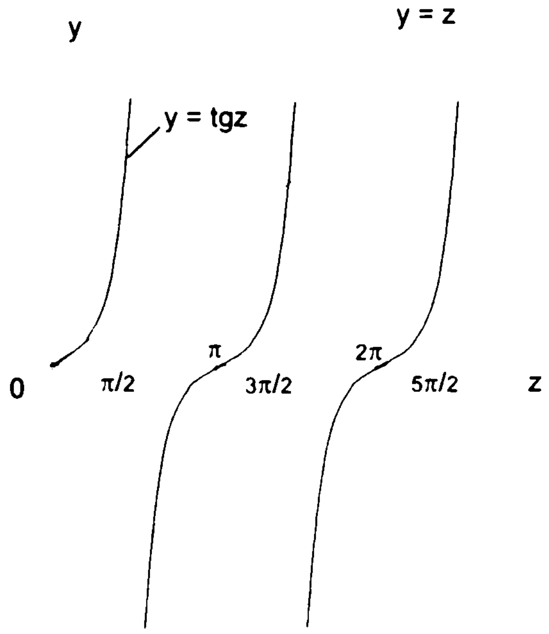


Fig.4.12

$\left(\frac{\sin \omega \frac{x_o}{2}}{\omega \frac{x_o}{2}} \right)_{max}$ ia valori maxime. Se noteaza $\omega \frac{x_o}{2} = z$ si se calculeaza

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\sin z}{z} \right) = \frac{z \cos z - \sin z}{z^2} = 0, \text{ sau } z = \text{tg}\, z.$$

Radacinile acestei ecuatii (fig.4.12) pot fi aproximate cu valorile $z = \pm(2n+1)\frac{\pi}{2}$.

Se obtine $\omega_{max} \cong (2n+1)\frac{\pi}{x_o}$, cu $n = 1,2,3,...$

Spectrul de amplitudine al succesiunii de impulsuri dreptunghiulare este prezentat in fig. 4.11, in care s-a considerat $\frac{2\pi}{x_o} >> \omega_1 = \frac{2\pi}{X}$, sau $x_o << X$.

Daca lungimea impulsului este $x_o = X/2$ si impulsul este dispus simetric fata de ava ox (fig. 4.13), cu expresia analitica

$$u_1(x) = \begin{cases} \frac{U_o}{2}, pentru \;\; 0 \le x < \frac{X}{2}, \\ -\frac{U_o}{2}, \;\; pentru \;\; \frac{X}{2} < x < X. \end{cases}$$

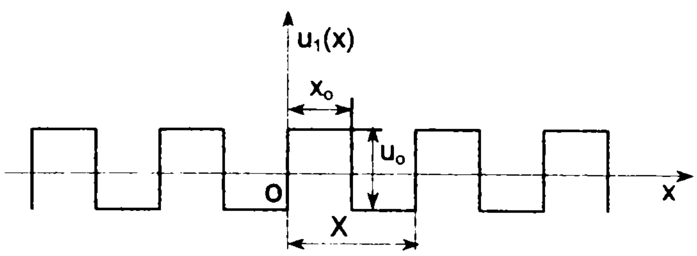


Fig. 4.13

Se observa ca $u_1(x) = u(x) - \frac{U_o}{2}$, unde *u(x)* se exprima cu relatia (4.13).

Pentru $x_o = X/2$, rezulta

$$u(x) = \frac{U_o}{2}\left[1 + 2\sum_{k=1}^{\infty}\frac{\sin k\frac{\pi}{2}}{k\frac{\pi}{2}}\cos k(\omega x - \frac{\pi}{2})\right]. \qquad (4.12)$$

Daca $k = 2n,\ n = 1,2,3,...,\ \sin k\frac{\pi}{2} = 0$, iar pentru

$$k = 2n+1,\ \cos(2n+1)(\omega x - \frac{\pi}{2}) = \sin(2n+1)\frac{\pi}{2}\sin(2n+1)\omega x.$$

In final, se obtine

$$u(x) = \frac{U_o}{2}\left[1 + \frac{4}{\pi}\sum_{n=0}^{\infty}\frac{\sin(2n+1)\omega x}{2n+1}\right]$$

si

$$u_1(x) = u(x) - \frac{U_o}{2} = \frac{2U_o}{\pi}\sum_{n=0}^{\infty}\frac{\sin(2n+1)\omega x}{2n+1} = \frac{2U_o}{\pi}[\sin\omega x + \frac{1}{3}\sin 3\omega x + \frac{1}{5}\sin 5\omega x + ...]. \qquad (4.13)$$

Spectrul succesiunii de impulsuri considerate contine numai armonici impare, dispuse la pulsatiile ω_1, $3\omega_1$, $5\omega_1$,.... (fig.4.14).

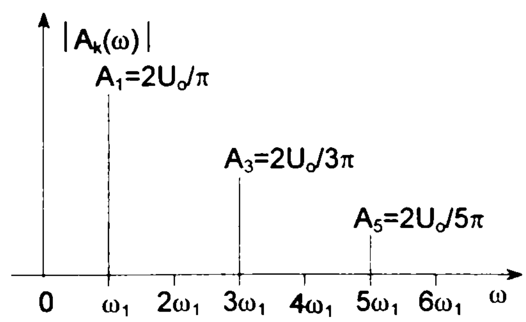


Fig. 4.14

Daca impulsul dreptunghiular este dispus simetric fara de originea sistemului de axe (fig. 4.15,a) atunci $x' = x + \frac{X_o}{4}$, unde x' este coordonata impulsului din fig. 4.13. Inlocuind in (4.9), se obtine

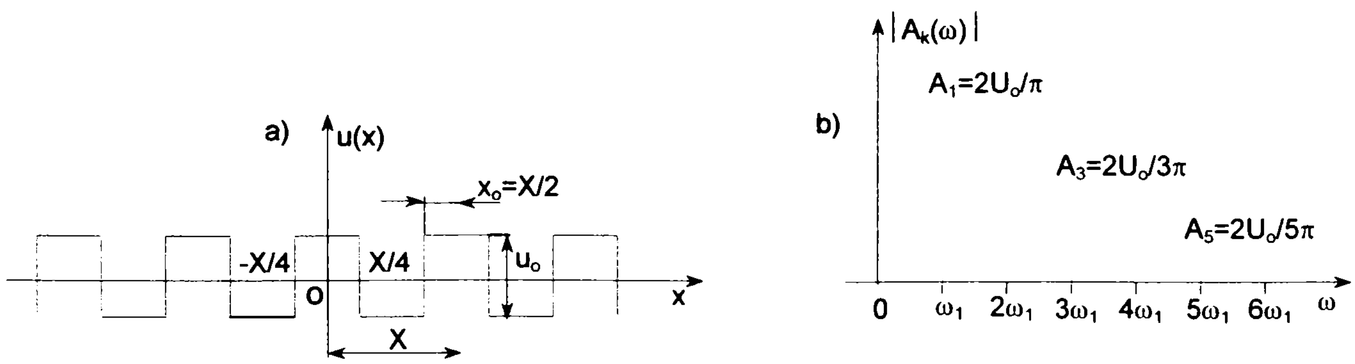


Fig. 4.15

$$u(x) = \frac{2U_o}{\pi}\left(\cos\omega_1 x - \frac{1}{3}\cos 3\omega_1 x + \frac{1}{5}\cos 5\omega_1 x + \ldots\right), \tag{4.14}$$

cu spectrul din fig. 4.15.b.

4.2.3 Spectrul functiei de transmisie a discului modulator. Discul modulator cu fante de forma sectorului de cerc

Discul modulator este un dispozitiv optic format dintr-o placa subtire de sticla, material plastic, sau metal pe suprafata careia sunt realizate combinatii de zone transparente si opace. Alternanta zonelor transparente, respectiv opace ale discului modulator formeaza o structura periodica numita *raster*. Zonele transparente si opace constitue elementele rasterului. In zonele transparente transmisia optica a discului este $\tau \approx 1$, in rest aceasta este nula ($\tau \approx 0$).

O fractiune din fluxul energetic radiat de sursa este captat de obiectivul sistemului si este focalizat in planul focal imagine unde este dispus discul modulator (analizorul de imagine) si receptorul de radiatie. Discul modulator este antrenat intr-o miscare de rotatie cu ω = const. La trecerea fluxului radiant $\Phi(x,y)$ prin discul modulator se realizeaza intreruperea periodica a acestuia (modulatia), transformandu-se intr-o functie de timp $\Phi(t)$. In acest caz, receptorul de radiatie converteste fluxul $\Phi(t)$ in impulsuri de tensiune

Comportarea discului modulator fata de radiatia incidenta este descrisa cu functia de transmisie a rasterului. Aceasta functie va depinde de coordonatele punctului de incidenta a fasciculului de raze paralele, iar periodicitatea functiei apare ca urmare a miscarii relative dintre fasciculul de raze si suprafata discului modulator. In acest mod, rasterul transforma parametrii spatiali sau spectrali ai radiatiei incidente intr-un semnal optic cu parametrii dependenti de timp, ceea ce asigura obtinerea unui semnal electric variabil in timp.

Cel mai simplu disc modulator este format dintr-un element transparent, avand forma unui sector circular, cu unghiul la varf $\Psi = \Psi_2 - \Psi_1$. Discul se roteste cu viteza unghiulara ω Imaginea sursei termice se roteste in sens invers lui ω (fig.4.16a).

Functia de transmisie $\tau(t)$ a discului modulator este o functie periodica de timp, cu expresia analitica in intervalul $0 \le t \le T = 2\pi/\omega$,

$$\tau(t) = \begin{cases} \tau_o,\ pentru\ \dfrac{\Psi_1}{\omega} \le t \le \dfrac{\Psi_2}{\omega}, \\ 0,\ pentru\ 0 < t < \dfrac{\Psi_1}{\omega}\ si\ \dfrac{\Psi_2}{\omega} < t < \dfrac{2\pi}{\omega}, \end{cases} \tag{4.15}$$

si cu reprezentarea grafica din fig.4.16 b.

Intrucat τ(t) este o functie periodica, cu perioada 2π, adica τ (ωt) = τ (ωt + 2π), admite o dezvoltare in serie Fourier sub forma trigonometrica (4.4)

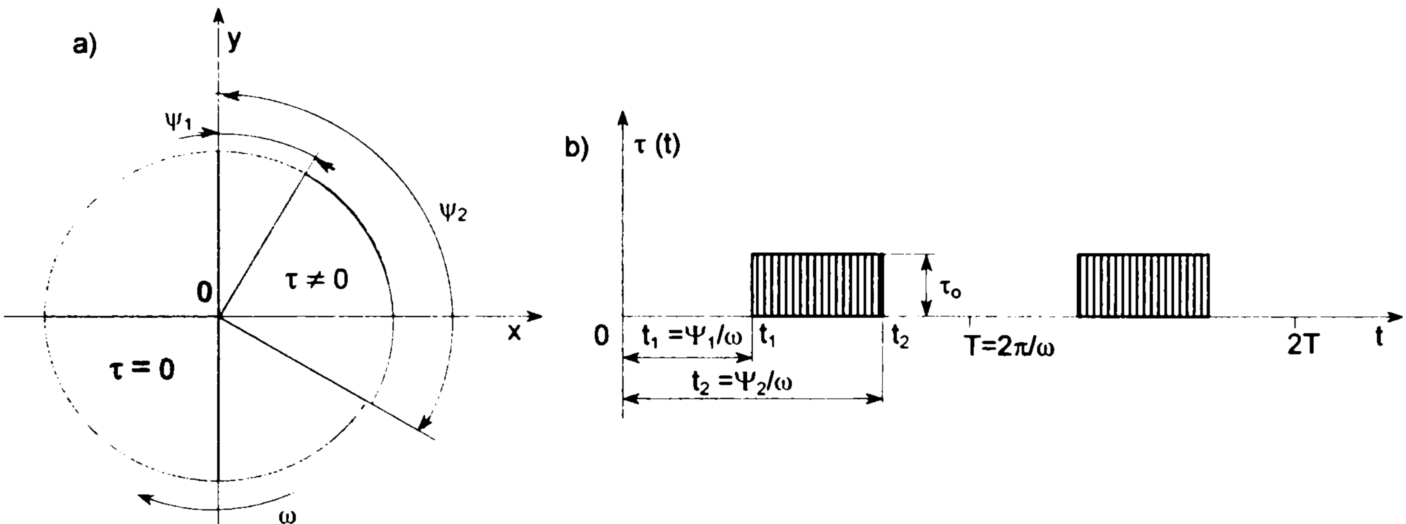


Fig. 4.16

$$a_o = \frac{2}{T}\int_{t_1}^{t_2} \tau(t)dt = \frac{\tau_o}{\pi}(\Psi_2 - \Psi_1),$$

$$a_k = \frac{2}{T}\int_{t_1}^{t_2} \tau(t).\cos k\omega t dt = \frac{2\tau_o}{k\pi}\sin k\frac{\Psi_2 - \Psi_1}{2}\sin k\frac{\Psi_2 = \Psi_1}{2},$$

$$b_k = \frac{2}{T}\int_{t_1}^{t_2} \tau(t)\sin k\omega t dt = \frac{2\tau_o}{k\pi}\sin k\frac{\Psi_2 = \Psi_1}{2}\sin k\frac{\Psi_2 + \Psi_1}{2}.$$

Se calculeaza

$$A_k = \sqrt{a_k^2 + b_k^2} = \frac{2\tau_o}{k\pi}\sin k\frac{\Psi_2 - \Psi_1}{2}$$

si

$$\Psi_k = arctg\left(tgk\frac{\Psi_2 + \Psi_1}{2}\right) = k\frac{\Psi_2 + \Psi_1}{2}.$$

In final, se obtine

$$\tau(t)=\frac{\tau_o}{\pi}\left[\frac{\Psi_2-\Psi_1}{2}+2\sum_{k=1}^{\infty}\frac{\sin k\dfrac{\Psi_2-\Psi_1}{2}}{k}\cos k\left(\omega t-\frac{\Psi_2-\Psi_1}{2}\right)\right]. \tag{4.16}$$

Se considera trei cazuri:

a) $\Psi_1=0$,

$$\tau(t)=\frac{\tau_o}{\pi}\left[\frac{\Psi_2}{2}+2\sum_{k=1}^{\infty}\frac{\sin k\dfrac{\Psi_2}{2}}{2}\cos k\left(\omega t-\frac{\Psi_2}{2}\right)\right]$$

b) $\Psi_1=0$ si $\Psi_2=\pi/2$,

$$\tau(t)=\frac{\tau_o}{2}\left[\frac{\pi}{4}+2\sum_{k=1}^{\infty}\frac{\sin k\dfrac{\pi}{4}}{k}\cos k\left(\omega t-\frac{\pi}{4}\right)\right].$$

c) $\Psi_1=0$ si $\Psi_2=\pi$

$$\tau(t)=\frac{\tau_o}{\pi}\left[\frac{\pi}{2}+2\sum_{k=1}^{\infty}\frac{\sin k\dfrac{\pi}{2}}{k}\cos k\left(\omega t-\frac{\pi}{2}\right)\right].$$

4.2.4 Discuri modulatoare cu raster combinat.

In cazul rotirii discului modulator cu sectoare transparente si opace (fig.4.17 a), cu o viteza unghiulara constanta ω, functia de transmisie $\tau(t)$ a acesteia este o functie periodica de timp (fig. 4.17 b). Analitic, forma functiei de transmisie este

$$\tau(t)=\begin{cases}\tau_o \text{ pentru } 0\le t\le \dfrac{\pi}{n\omega},\\ 0 \text{ pentru } \dfrac{\pi}{n\omega}<t<\dfrac{2\pi}{n\omega},\end{cases}$$

unde τ este coeficientul de transmisie al sectorului transparent, ω - viteza unghiulara de rotatie a discului si, cu $T = 2\pi/\omega$ - perioada de rotatie, Ω - viteza unghiulara (pulsatia) de repetitie a impulsurilor optice, cu $n\omega=\Omega$.

Se decompune functia $\tau(t)$ in serie Fourier

$$\tau(t)=\frac{C_o}{2}+\sum_{k=1}^{\infty}C_k\cos(k\Omega_o t+\varphi_k).$$

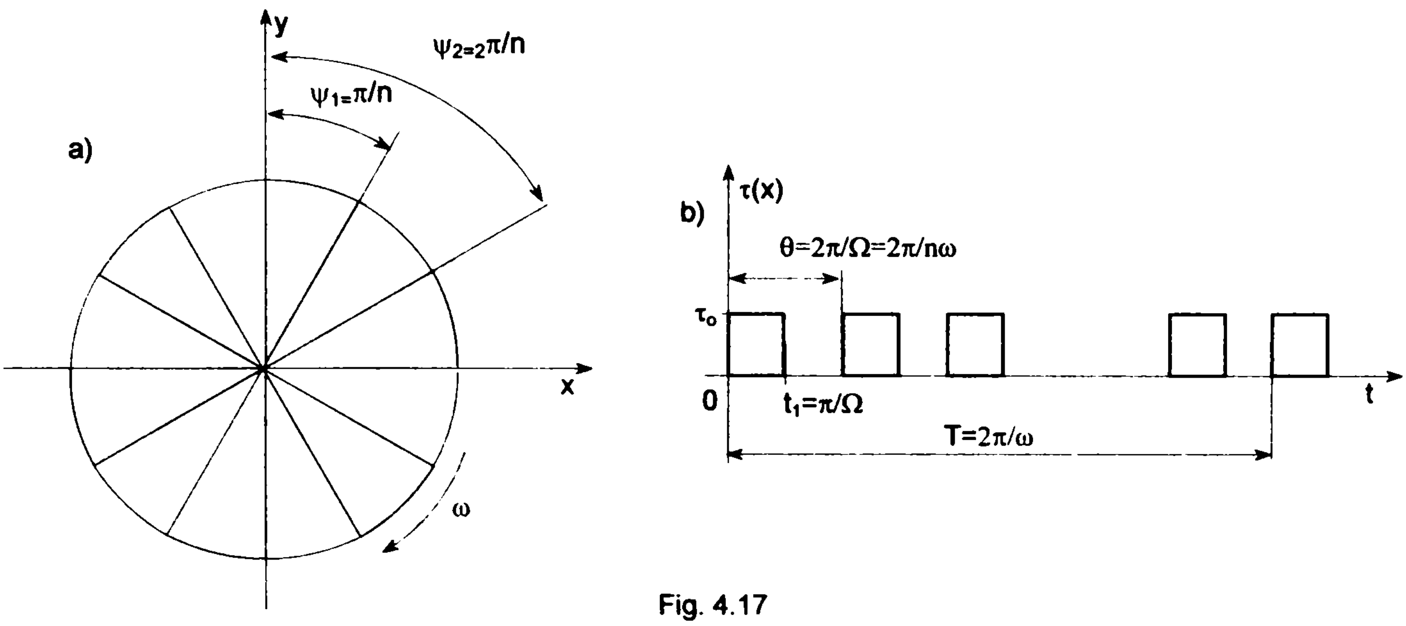


Fig. 4.17

Se calculeaza coeficientii seriei Fourier:

$$C_o = \frac{2}{T}\int_0^{\frac{\pi}{n\omega}} \tau dt = \tau\ ; \quad A_k = \frac{2}{T}\int_0^T \tau \sin k\Omega t dt = \frac{\tau}{k\pi}(1-\cos k\pi) \quad \text{si}$$

$$B_k = \frac{2}{T}\int_0^T \tau \cos k\Omega t dt = \frac{2\tau}{k\pi}\sin k\frac{\pi}{2}\cos k\frac{\pi}{2},$$

sau

$$C_k = \sqrt{A_k^2 + B_k^2} = \frac{2\tau}{k\pi}\sin k\frac{\pi}{2} \quad \text{si} \quad tg\varphi_k = -tgk\frac{\pi}{2} \quad \text{sau} \quad \varphi_k = -k\frac{\pi}{2}.$$

In final, rezulta

$$\tau(t) = \frac{\tau_o}{2} + \sum_{k=1}^{\infty}\frac{2\tau_o}{k\pi}\cos k(n\omega t - \frac{\pi}{2}),$$

Relatia obtinuta are sens numai pentru k numar impar, k = 2q + 1, cu q = 1,2,3,...deci

$$\tau(t) = \frac{\tau_o}{2} + \frac{2\tau_o}{\pi}\sum_{k=1}^{\infty}\frac{(-1)^q}{2q+1}\sin(2q+1)n\omega t$$

Functia de transmisie τ(t) a diafragmei modulatoare cu raster combinat poate fi reprezentata sub forma unei combinatii liniare de functii de transmisie elementare.

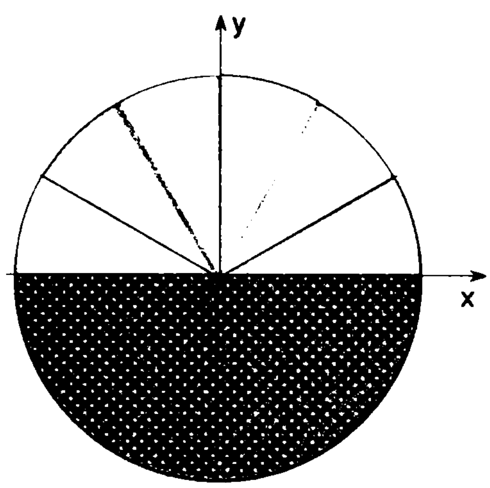


Fig. 4.18

Rasterul prezentat in fig.4.18 are o constructie speciala si este destinat filtrarii radiatiei de fond produsa de radiatia solara. In domeniul unghiular $0 < \varphi < \pi$ functia de transmisie a rasterului analizat se poate scrie sub forma

$$\tau(t) = \begin{cases} \tau_o & \text{pentru} \quad 0 \le t \le \dfrac{\pi}{n\omega}, \\ 0 & \text{pentru} \quad \dfrac{\pi}{n\omega} < t < \dfrac{2\pi}{n\omega}, \end{cases}$$

iar, in domeniul $\pi < \varphi < 2\pi$ functia de transmisie are o valoare constanta $\tau(t) = \dfrac{\tau_o}{2}$.

Pentru domeniul unghiular $0 < \varphi < 2\pi$ functia de transmisie poate fi scrisa sub forma

$$\tau(t) = \tau_1(t)\tau_2(t) + \tau_3(t).$$

Functiile elementare $\tau_1(t)$, $\tau_2(t)$ si $\tau_3(t)$ sunt reprezentate in gaficul din fig. 4.19.

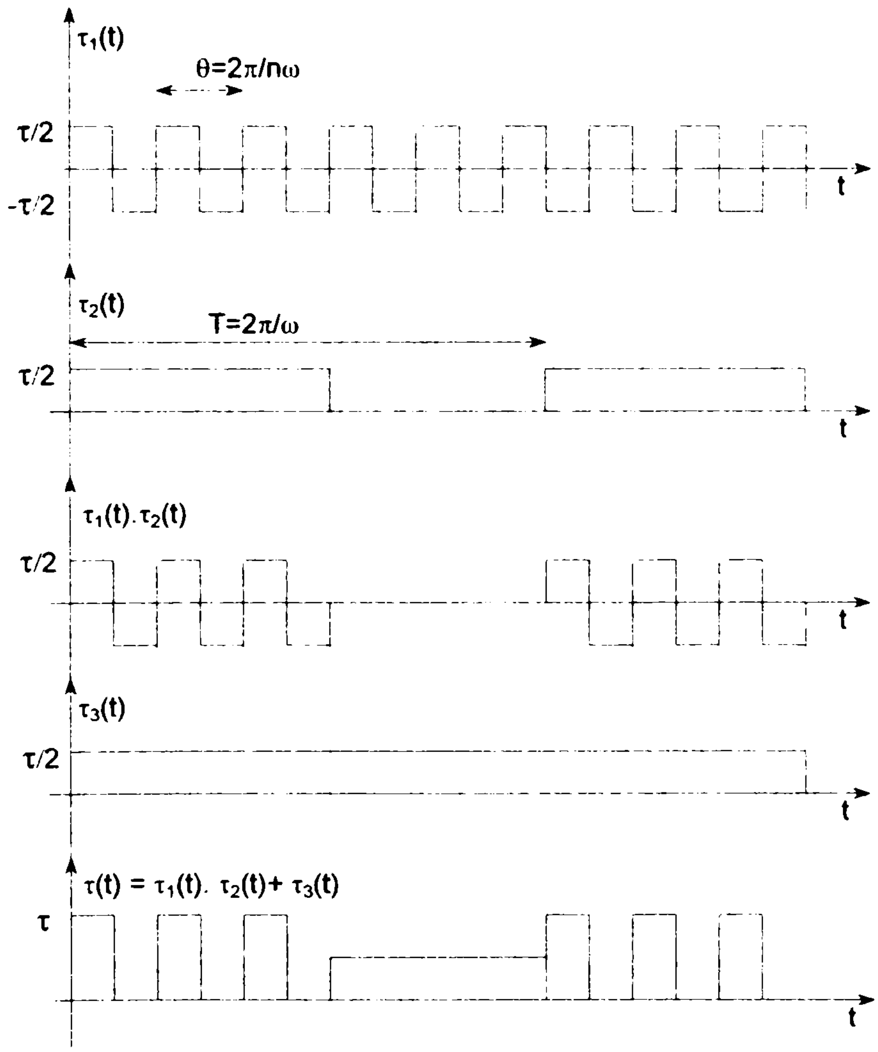


Fig. 4.19

Functia de transmisie $\tau_1(t)$ reprezinta o sucesiune de impulsuri cu alternante pozitive si negative, cu urmatoarea dezvoltare in serie Fourier

$$\tau_1(t) = \frac{2\tau_o}{\pi} \sum_{q=0}^{\infty} \frac{\sin(2q+1)n\omega t}{2q+1}.$$

Pentru functia de transmisie $\tau_2(t)$ se obtine urmatoarea descompunere

$$\tau_2(t) = \frac{\tau_o}{2} + \frac{2\tau_o}{\pi}\sum_{q=0}^{\infty}\frac{\sin(2q+1)\omega t}{2q+1}.$$

Intrucat $\tau_3(t) = \tau_o/2$, se obtine urmatoarea expresie pentru functia de transmisie $\tau(t)$ a diafragmei modulatoare

$$\pi(t) = \frac{\tau_o}{2} + \frac{\tau_o^2}{\pi}\left(1 + \frac{4}{\pi}\sum_{q=0}^{\infty}\frac{\sin(2q+1)\omega t}{2q+1}\right)\left(\sum_{q=0}^{\infty}\frac{\sin(2q+1)n\omega t}{2q+1}\right). \tag{4.18}$$

In fig. 4.19 sunt reprezentate functiile de transmisie auxiliare $\tau_1(t)$, $\tau_2(t)$ si $\tau_3(t)$, compunerea grafica a cestora pentru a obtine functia finala $\tau(t) = \tau_1(t).\tau_2(t) + \tau_3(t)$.

4.3 Reprezentarea semnalelor optice cu ajutorul integralelor Fourier si Hankel

4.3.1 Noţiuni generale

Pentru analiza armonica a semnalelor optice neperiodice sunt folosite integralele Fourier:

- transformata Fourier directa a semnalului f(x,y,t)

$$F(j\omega_x, j\omega_y, j\omega_t) = \int\int\int_{-\infty}^{+\infty} f(x,y,t)e^{-j(\omega_x x+\omega_y y+\omega_t t)}dxdydt; \tag{4.19}$$

- transformata Fourier inversa a semnalului

$$f(x,y,t) = \frac{1}{(2\pi)^3}\int\int\int_{-\infty}^{+\infty} F(j\omega_x, j\omega_y, j\omega_t)e^{j(\omega_x x+\omega_y y+\omega_t t)}d\omega_x d\omega_y d\omega_t. \tag{4.20}$$

Functia $F(j\omega_x j\omega_y, j\omega_t)$ reprezinta *spectrul complex* al semnalului $f(x,y,t)$. Acest spectru reprezinta o functie complexa de variabilele ω_x, ω_y si ω_t. In continuare variabila t se considera parametru si se va analiza numai partea spatiala a semnalului optic $f(x,y)$.

Spectrul semnalului este o functie complexa $F(j\omega_x j\omega_y)$ care se poate scrie sub forma

$$F(j\omega_x, j\omega_y) = A(\omega_x, \omega_y) + jB(\omega_x, \omega_y),$$

unde $A(\omega_x, \omega_y)$ este partea reala si $B(\omega_x, \omega_y)$ partea imaginara a spectrului semnalului.

De asemenea spectrul semnalului mai poate fi scris si sub forma

$$F(j\omega_x, j\omega_y) = F(\omega_x, \omega_y)e^{-j\varphi(\omega_x,\omega_y)}, \tag{4.21}$$

unde $F(\omega_x, \omega_y)$ este *caracteristica de amplitudine* a spectrului si $\varphi(\omega_x, \omega_y)$ – *caracteristica de faza* a spectrului semnalului optic $f(x,y)$. Intre cele doua tipuri de caracteristici exista urmatoarea legatura $F(\omega_x, \omega_y) = \sqrt{A^2(\omega_x, \omega_y) + B^2(\omega_x, \omega_y)}$

si $\varphi(\omega_x,\omega_y) = arctg\dfrac{B(\omega_x,\omega_y)}{A(\omega_x,\omega_y)}$.

Intr-o serie de cazuri prezinta interes spectrul functiei $f(x,y)$ numai dupa o variabila, de exemplu x, y considerandu-se parametru $y = y_o$. In acest caz spectrul functiei $f(x,y)$ este

$$F(j\omega_x,y_o) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x,y_o)e^{-j\omega_x x}dx \qquad (4.22)$$

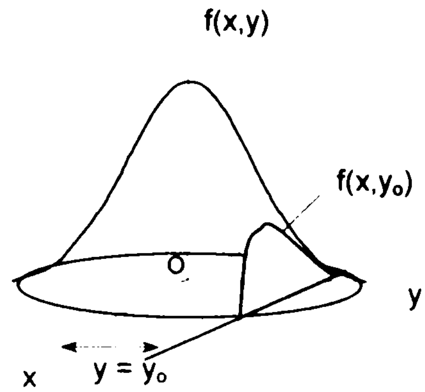


Fig. 4.20

si se numeste *spectrul sectiunii* in $f(x,y)$ pentru $y = y_o$ (fig. 4.20) pentru $y = y_o$

Daca se calculeaza spectrul si dupa variabila y, atunci se scrie

$$F(j\omega_x,j\omega_y) = \int_{-\infty}^{+\infty} F(j\omega_x,y)e^{-j\omega_y y}dy. \qquad (4.23)$$

In cazul in care semnalul optic f(x,y) prezinta o simetrie axiala, se poate scrie $x = \rho\cos\gamma$ si $y = \rho\sin\gamma$, deci $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$ si f(x,y) trece in f(ρ).

De asemenea, pentru variabilele spatialui frecventelor $\omega_x = \omega\cos\varphi$ si $\omega_y = \omega\sin\varphi$ se poate scrie $\omega = \sqrt{\omega_x^2 + \omega_y^2}$ si $\varphi = arctg(\omega_x / \omega_y)$. Inlocuind relatiile obtinute in expresia (4.20), se obtine

$$F(j\omega,\varphi) = \int_0^{+\infty}\int_0^{2\pi} f(\rho)e^{-j\rho\omega\cos(\gamma-\varphi)}\rho d\rho d\gamma = 2\pi\int_0^{\infty}\rho f(\rho)d\rho\frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi}e^{-j\omega\rho\cos(\gamma-\varphi)}d\gamma. \qquad (4.24)$$

Integrala interioara din expresia (4.24) reprezinta o functie Bessel de ordinul I si de index 0, notata cu

$$J_o(\rho\omega) = \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi}e^{-j\omega\rho\cos(\gamma-\delta)}d\gamma.$$

Cu aceasta integrala (4.24) devine

$$F(j\omega) = 2\pi\int_0^{\infty}\rho f(\rho)J_o(\omega\rho)d\rho, \qquad (4.25)$$

care reprezinta spectrul unei functii cu simetrie circulara.

Transformarea Hankel inversa este

$$f(\rho) = \frac{1}{2\pi}\int_0^{\infty}F(\omega)J_o(\omega\rho)\omega d\omega. \qquad (4.26)$$

Expresia (4.25) permite sa se determine spectul unei functii cu simetrie circulara (fig.4.21), cu urmatoarea expresie analitica

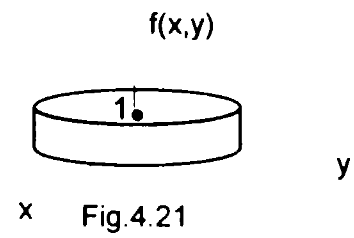


Fig.4.21

$$f(\rho)=\begin{cases}1 \quad pentru \quad x^2+y^2\le R_o^2;\\ 0 \quad pentru \quad x^2+y^2>R_o^2.\end{cases}$$

Spectrul functiei se calculeaza cu (4.26)

$$F(\omega)=2\pi\int_0^{\infty}\rho f(\rho)J_o(\rho\omega)d\rho$$

$$F(\omega)=2\pi\int_0^{R_o}\frac{1}{\omega^2}d[(\omega\rho)j_1(\omega\rho)]=\frac{2\pi\rho}{\omega}J_1(\omega\rho)=2\pi\rho^2\frac{J_1(\omega\rho)}{\omega\rho}.$$

Se observa ca utilizarea transformatei Hankel simplifica mult problema calculului spectrului functiilor cu simetrie circulara (de rotatie), deoarece in acest caz functia de doua variabile trece intr-o functie de o singura variabila.

Transformata Hanchel poseda urmatoarea proprietate

$$2\pi\int_0^{\infty}\rho J_o(\rho\omega)f(a\rho)d\rho=\frac{1}{a^2}F\left(\frac{\omega}{a}\right). \qquad (4.27)$$

4.3.2 Spectrele semnalelor optice tipice

Spectrul semnalului optic u(x,y) reprezinta transformata Fourier directa

$$U(j\omega_x,j\omega_y)=\int_{-\infty}^{+\infty}\int u(x,y)e^{-j(x\omega_x+y\omega_y)}dxdy.$$

Daca este cunoscut spectrul $U(j\omega_x,j\omega_y)$, cu ajutorul transformatei Fourier inverse se determina semnalul u(x,y)

$$u(x,y)=\frac{1}{(2\pi)^2}\int_{-\infty}^{+\infty}\int U(j\omega_x,j\omega_y)e^{j(\omega_x x+\omega_y y)}d\omega_x d\omega_y, \qquad (4.28)$$

unde ω_x si ω_y sunt pulsatiile spatiale ale semnalului optic.

Relatia (4.28) poate fi interpretata ca fiind reprezentarea semnalului u(x,y) sub forma unei sume infinite de componente armonice elementare

$$\left[\frac{1}{(2\pi)^2}U(j\omega_x,j\omega_y)d\omega_x d\omega_y\right]e^{j(\omega_x x+\omega_y y)}$$

cu amplitudinea $\left[\frac{1}{(2\pi)^2}U(j\omega_x, j\omega_y)d\omega_x d\omega_y\right]$ foarte mica.

$U(j\omega_x, j\omega_y)$ este o functie complexa si se poate scrie sub forma

$$U(j\omega_x, j\omega_y) = U(\omega_x, \omega_y)e^{-j\Phi(\omega_x,\omega_y)},$$

unde $U(\omega_x, \omega_y) = |U(j\omega_x, j\omega_y)|$ este caracteristica de amplitudine a densitatii spectrale a semnalului, sau spectrul de amplitudine, iar $\Phi(\omega_x, \omega_y)$ - caracteristica de faza a semnalului.

Daca sunt cunoscute spectrele semnalelor optice tip, cu ajutorul analizei spectrale (armonice) poat fi studiate comportarea si performantele (raspunsul) sistemelor optice.

- **Semnalul optic punctiform**, cu reprezentarea grafica in fig. 4.22 a, poate fi scris sub forma unei functii delta spatiale

$$f(x,y) = \delta(x - x_o, y - y_o) = \begin{cases} \infty & pentru\, x = x_o, y = y_o, \\ 0 & pentru\;\; x \neq x_o, y \neq y_o. \end{cases}$$

Proprietatile functiei $\delta(x,y)$:

$$\iint_{-\infty}^{+\infty} \delta(x - x_o, y - y_o) = 1;$$

$$\iint_{-\infty}^{+\infty} f(x,y)\delta(x - x_o, y - y_o)dxdy = f(x_o, y_o), \tag{4.29}$$

unde $f(x,y)$ este o functie continua. Relatia (4.29) reprezinta proprietatea *de esantionare* a functiei δ, adica se pune in evidenta valoarea functiei $f(x,y)$ in punctul (x_o, y_o), atunci cand apare impulsul $\delta(x - x_o, y - y_o)$.

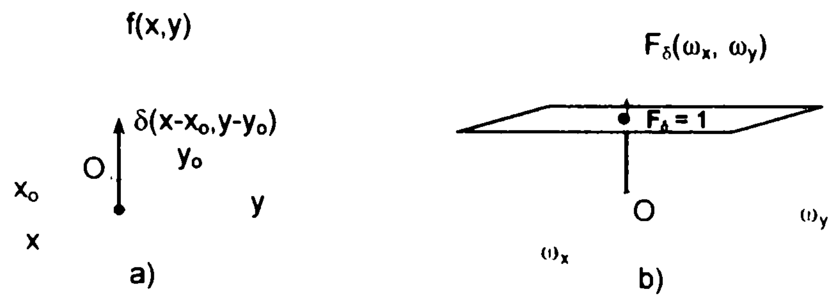
Daca in relatia (4.29) se face inlocuirea $x \to \omega_x, y \to \omega_y$, rezulta proprietatea de *filtrare* a impulsul spatial $\delta(x - x_o, y - y_o)$. In acest caz impulsul spatial $\delta(x - x_o, y - y_o)$ realizeaza operatia de extragere a componentei $F(j\omega_{xo}, j\omega_{yo})$ din spectrul semnalului $F_\delta(j\omega_x, j\omega_y)$. Spectrul semnalului punctiform este

$$F_\delta(j\omega_x, j\omega_y) = \iint_{-\infty}^{+\infty} \delta(x - x_o, y - y_o)e^{-j(\omega_x x + \omega_y y)}dxdy = e^{-j(\omega_x x + \omega_y y)}. \tag{4.30}$$

Din relatia (4.30) se obtine caracteristica de amplitudine (fig. 4.22 b) a semnalului punctiform $F_\delta(j\omega_x, j\omega_y) = 1$. De aici rezulta ca densitatea de amplitudine este constanta si in spatiul frecventelor reprezinta un plan paralel cu planul (ω_x, ω_y).

Caracteristica de faza a semnalului este $\varphi(\omega_x, \omega_y) = \omega_x x_o + \omega_y y_o$.

Fig. 4.22



In optica, semnalul punctiform sau impulsul optic unitar este rezultatul unei abstractizari a surselor de radiatie, intrucat orice sursa reala prezinta o anumita suprafata. Daca aceasta suprafata este neglijabila in raport cu distanta sursa – observator, se poate considera ca sursa este punctiforma. Semnalului punctiform este o functie de coordonatele spatiale x si y, cu o suprafata ΔS foarte mica si o amplitudine H foarte mare, astfel ca $\Delta S.H \rightarrow 1$ pentru ca actiunea impulsului sa se faca simtita. Radiatia emisa de sursa punctiforma se propaga in spatiu sub forma undelor sferice. Daca sursa se afla la infinit, atunci o anumita portiune din suprafata frontului de unda se poate aproxima cu o suprafata plana. In acest caz frontul de unda incident la pupila de intrare a sistemului optic reprezinta un fascicul de raze paralele, cu o distributie constanta a stralucirii.

4.3.3 Spectrul semnalului optic linie

Semnalul optic $\delta(x)$ reprezinta o linie luminoasa, paralela cu axa y (fig.4.23.a) si are urmatoarea reprezentare analitica

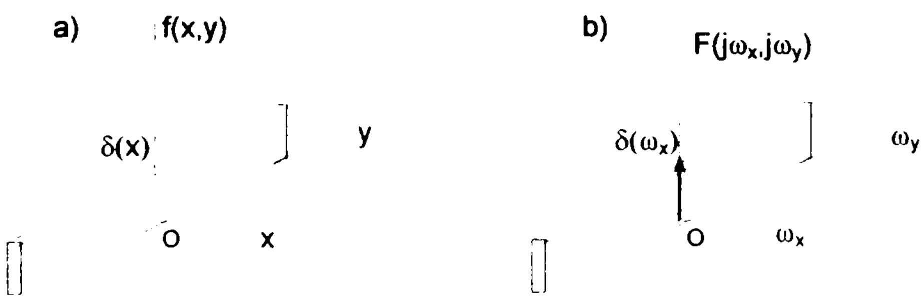
$$\delta(x) = \begin{cases} \infty & pentru\ x = 0\ \ si\ orice\ y; \\ 0 & pentru\ \ x \neq 0\ si\ orice\ y. \end{cases}$$

Spectrul semnalului linie este

$$F(j\omega_x, j\omega_y) = \iint\limits_{-\infty}^{+\infty} \delta(x) e^{-j(\omega_x x + \omega_y y)} dx dy = \delta(\omega_y)\,. \qquad (4.36)$$

Caracteristica de amplitudine a semnalului este $F(\omega_x, \omega_y) = \delta(\omega_y)$ si reprezinta o linie care

Fig. 4.23



coincide cu axa ω_y (fig. 4.23b)

Semnalul linie decalat fata da origine cu x_o are urmatoarea expresie analitica

$$f(x,y)=\delta(x-x_o)=\begin{cases}\infty & pentru\ \ x=x_o, pentru\ \ orice\ y;\\ 0, & pentru\ \ x\neq x_o,\ pentru\ orice\ \ y.\end{cases}$$

Spectrul semnalului linie

$$F_\delta(j\omega_x, j\omega_y)=\iint_{-\infty}^{+\infty}\delta(x-x_o)e^{-j(\omega_x x+\omega_y y)}dxdy=e^{-j\omega_x x_o}\delta(\omega_y) \tag{4.32}$$

Caracteristica de amplitudine $F_\delta(\omega_x,\omega_y)=\delta(\omega_y)$, deci spectrul este o functie δ dispusa in planul $\omega_y = 0$;

Caracteristica de faza $\varphi(\omega_x,\omega_y)=\omega_x x_o$.

Daca se roteste fanta cu unghiul γ, spectrul semnalului rotit este

$$F_{\delta\gamma}(j\omega)=F(jM_\gamma\omega),$$

unde matricea de transformare este $M_\gamma=\begin{bmatrix}\cos\gamma & -\sin\gamma\\ \sin\gamma & \cos\gamma\end{bmatrix}$.

In final rezulta, $[\omega'] = [M\gamma.\omega]$, sau

$$\begin{bmatrix}\omega'_x\\ \omega'_y\end{bmatrix}=\begin{bmatrix}\cos\gamma & -\sin\gamma\\ \sin\gamma & \cos\gamma\end{bmatrix}\begin{bmatrix}\omega_x\\ \omega_y\end{bmatrix},$$

deci

$$F_{\delta\gamma}(j\omega)=e^{-j\omega'_x x_o}\delta(\omega'_y)=e^{-j(\cos\gamma\omega_x-\sin\gamma\omega_y)x_o}\delta(\sin\gamma\omega_x+\cos\gamma\omega_y),$$

Caracteristica de amplitudine: $F_\delta=\delta(\sin\gamma\omega_x+\cos\gamma\omega_y)$;

Caracteristica de faza: $\varphi(\omega_x,\omega_y)=\cos\gamma\omega_x-\sin\gamma\omega_y$.

Semnalul linie se obtine cu ajutorul unei deschideri iluminata cu un fascicul de raze paralele. Aceasta deschidere este practicata intr-un ecran subtire. Daca deschiderea are o latime foarte mica si o lungime infinit de mare ea poarta numele de fanta. In practica lungimea infinita inseamna ca L >> l (lungimea fantei este mult mai mare fata de latime). Daca este indeplinita aceasta conditie imaginea sursei punctiforme se va intinde in lungul axei x, prezentand maxime si minime de intensitate. Daca sursa de radiatie este un filament dispus in lungul fantei, aceasta va emite o radiatie necoerenta si intreaga figura de difractie va fi o suprapunere a figurilor produse de surse punctiforme (coerente).

4.3.4 Spectrul semnalului optic treapta unitara

Semnalul treapta (fig. 4.24, a) se obtine obturand un fascicul de raze paralele cu un semiplan. Muchia semiplanului este paralela cu axa y si trece prin x =x_o.

Expresia analitica a semnalului treapta unitara este

$$\sigma(x-x_o)=\begin{cases}1 & pentru\ \ x>x_o;\\ 1/2 & pentru\ \ x=x_o;\\ 0 & pentru\ \ x<x_o.\end{cases}$$

Sunt evidente relatiile $\delta(x)=\dfrac{d\sigma(x)}{dx}$ sau $d\sigma(x)=\delta(x)dx$

Spectrul semnalului treapta unidimensional este

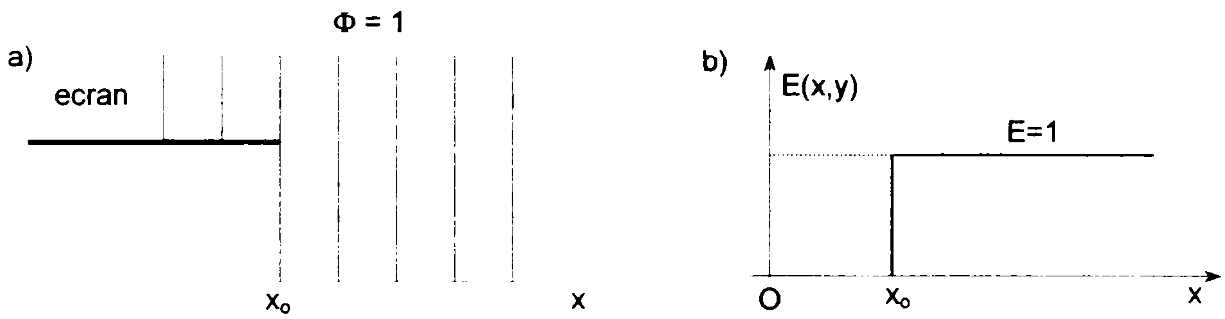


Fig. 4.24

$$F_\delta(j\omega_x,j\omega_y)=\int_{-\infty}^{+\infty}\int\sigma(x-x_o)e^{-j(x\omega_x+y\omega_y)}dxdy=\frac{e^{-j\omega_x x_o}}{j\omega_x}\delta(\omega_y)\,. \qquad (4.38)$$

Caracteristica de amplitudine a spectrului semnalului: $F_\delta(\omega_x,\omega_y)=\dfrac{1}{\omega_x}\delta(\omega_y)$,

Se observa ca $F_\delta(\omega_x,\omega_y)$ exista numai in planul $\omega_y=0$ (fig.4.25).

Caracteristica de faza a spectrului:

$$\varphi(\omega_x,\omega_y)=\frac{\pi}{2}+\omega_x x_o\,.$$

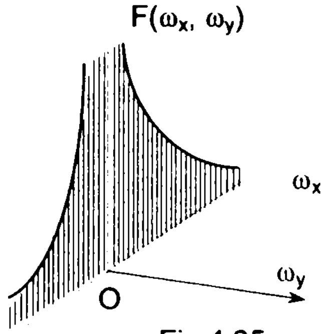


Fig.4.25

Semnalul treapta poate exista si numai intr-un sfert de cadru (semnalul treapta bidimensional)

$$\sigma(x,y)=\begin{cases}1 & pentru\ \ x\ge 0, y\ge 0;\\ 0 & pentru\ \ x<0, x<0.\end{cases}$$

Spectrul semnalului descris de functia σ(x,y) este

$$F(j\omega_x, j\omega_y) = \int_{-\infty}^{+\infty}\int \sigma(x,y)e^{-j(\omega_x x+\omega_y y)}dxdy = -\frac{1}{\omega_x\omega_y}. \qquad (4.34)$$

si este reprezentat in fig. 4.25, in planul $\omega_y = 0$.

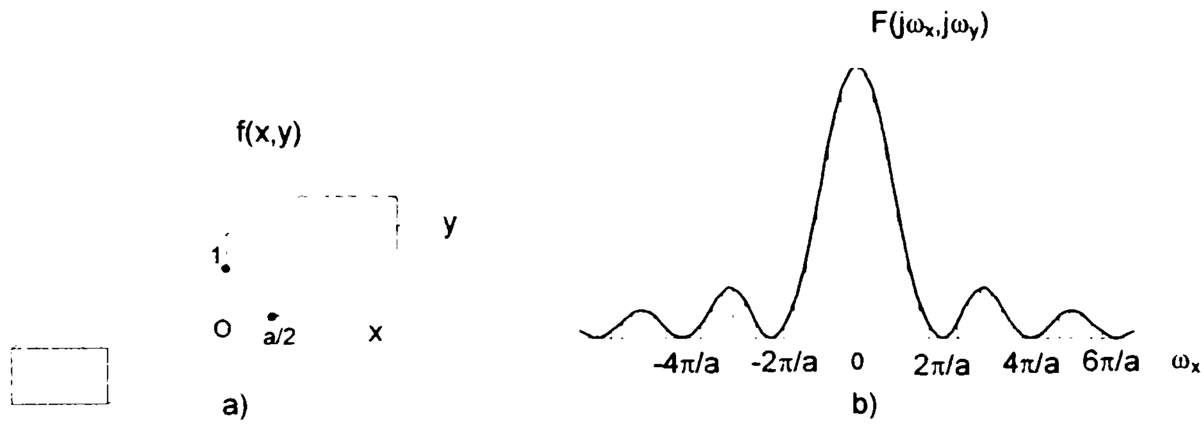
4.3.5 Spectrul semnalului optic format de o apertură dreptunghiulară

Semnalul optic dreptunghiular (fig.4.26a) are expresia analitica

$$f(x,y) = \begin{cases} 1 \ \text{pentru} \ [x] \le a/2, \ \text{orice y;} \\ 0 \ \text{pentru} \ |x| > a/2, \ \text{orce y} \end{cases}$$

si se obtine cu ajutorul unei deschideri iluminata cu un fascicul de raze paralele. Aceasta deschidere este practicata intr-un ecran subtire. Amplitudinea semnalului optic (campului de

Fig.4.26



radiatie in deschidere) are forma din fig. 4.26,a.

Spectrul semnalului (fig.4.26,b) este

$$F(j\omega_x, j\omega_y) = \int_{-\infty}^{+\infty}\int f(x,y)e^{-j(\omega_x x+\omega_y y)}dxdy = \frac{\sin\omega_x \frac{a}{2}}{\omega_x \frac{a}{2}}\delta(\omega_y). \qquad (4.35)$$

Caracteristica de amplitudine a semnalului

$$F(\omega_x, \omega_y) = \frac{\sin\omega_x \frac{a}{2}}{\omega_x \frac{a}{2}}\delta(\omega_y) \qquad (4.36)$$

si reprezinta distributia amplitudinii semnalului in lungul axei ω_x.

4.3.6 Spectrul semnalului optic format de o apertură circulară

Semnalul optic format de o deschidere circulara (fig.4.27,a) are urmatoarea expresie analitica

$$f(\rho)=\begin{cases}1 & pentru\ x^2+y^2\le R^2,\\ 0 & pentru\ x^2+y^2>R^2.\end{cases}$$

Pentru determinarea spectrului semnalului se aplica transformata Hankel (4.25)

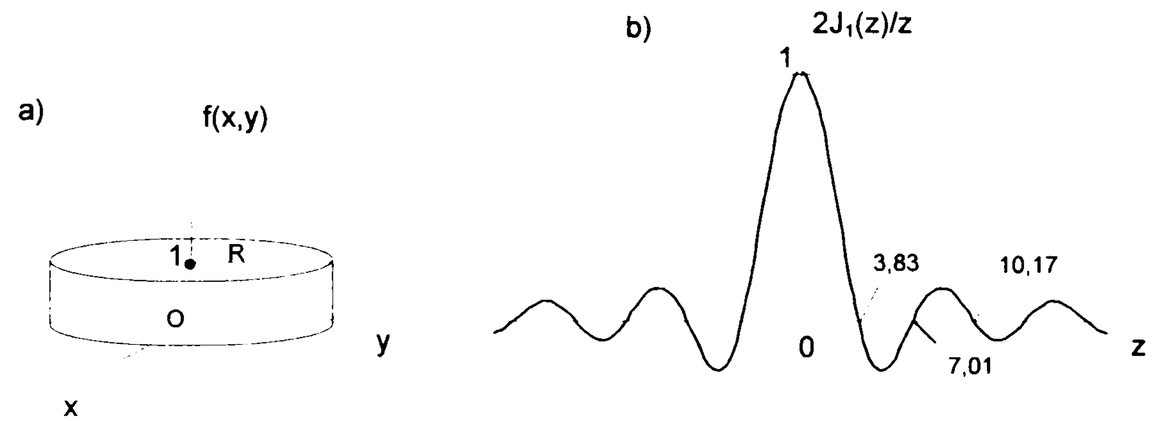
$$F(\omega)=2\pi\int_0^\infty \rho f(\rho)J_o(\rho\omega)d\rho.$$

Folosind identitatea $d[(\omega\rho)J_1(\omega\rho)]=\omega^2\rho J_o(\omega\rho)d\rho$, se obtine

$$F(\omega)=2\pi\rho^2\frac{J_1(\omega\rho)}{\omega\rho}. \tag{4.44}$$

Graficul functiei $F(\omega)=2J_1(z)/z$ este prezentata in fig. 4.27b.

Fig.4.27



Se observa ca utilizarea transformatei Hankel simplifica mult problema determinarii prin calcul a spectrului functiilor cu simetrie axiala (de rotatie), deoarece in acest caz functia de doua variabile trece intr-o functie de o singura variabila.

4.4 Semnalul optic aleator

4.4.1 Noţiuni generale

In cazul general, in sistemul optic alaturi de semnalele optice deterministe exista si semnale optice aleatoare, care se exprima analitic sub forma

$$\hat{n}(x,y)=n(x,y)e^{j\varphi(x,y)}, \tag{4.38}$$

unde $n(x,y)$ si $\varphi(x,y)$ sunt functii aleatoare bidimensionale. Pentru descrierea campului de radiatie monocromatic real din planul (x,y) s-a utilizat forma complexa de scriere a amplitudinii

$$\hat{E}(x,y) = E_0\hat{n}(x,y) = E(x,y)\cos[\omega t + \varphi(x,y)]\,. \tag{4.39}$$

Daca amplitudinea si faza radiatiei monocromatice se modifica aleator in spatiu si timp functia $\hat{E}(x,y)$ se poate considera ca o functie cu variatie spatio-temporala aleatoare complexa. Insa, considerand ca semnalul de la iesirea sistemului optic este mediat pe o durata mare de timp, se poate considera ca variatia temporala a functiei este aproximativ constanta in timp.

In analiza procesului $\hat{n}(x,y)$ este suficient sa fie cunoscuta functia de corelatie a procesului. Aceasta reprezinta o mediere pe ansamblu a relizarilor functiei $\hat{n}(x,y)$, in doua puncte, adica

$$K(x,y,\Delta x,\Delta y) = \overline{n(x,y).n^*(x+\Delta x, y+\Delta y)}$$

Procesul aleator $\hat{n}(x,y)$ este stationar daca este un proces omogen si izotrop. Procesul $\hat{n}(x,y)$ este omogen daca valoarea medie $\overline{n(x,y)} = const.$ In acest caz, functia de corelatie nu depinde de locul unde este fixata originea sistemului de axe. Daca procesul este omogen numai dupa coordonata x, se poate scrie

$$K(\Delta x, y) = \overline{\hat{n}(x,y).\hat{n}^*(x+\Delta x, y)}\,. \tag{4.40}$$

Daca campul de radiatie este omogen dupa toate directiile (coordonatele) atunci ele este izotop si se srie sub forma: $\overline{\hat{n}(x,y)\hat{n}^*(x+\Delta z, y+\Delta y)} = K[(\Delta x)^2 + (\Delta y)^2] = K(\Delta\rho)$, adica depinde de valoarea absoluta a diferentei de coordonate sau de distanta $\Delta\rho$ intre punctele campului. Campul izotrop se poate caracteriza foarte bine cu functia de coordonate. Adesea procesul aleator $\hat{n}(x,y)$ se poate considera ca un proces ergodic, ceea ce permite inlocuirea mediei pe ansamblu cu media dupa coordonate

$$\overline{\hat{n}(x,y)} = \lim_{\substack{X\to\infty \\ Y\to\infty}} \frac{1}{XY}\iint_{XY} \hat{n}(x,y)dxdy\;. \tag{4.41}$$

Valoarea functiei de corelatie in punctele $\Delta x = 0$, $\Delta y = 0$ este egala cu dispersia procesului aleator σ_n^2 daca valoarea medie a procesului aleator este egala cu zero.

Spectrul energetic al procesului aleator se determina cu ajutorul transformatei Fourier aplicata direct asupra functiei de corelatie si are forma

$$S(\omega_x,\omega_y) = \iint_{-\infty}^{+\infty} K(\Delta x,\Delta y)e^{-j(\omega_x\Delta x+\omega_y\Delta y)}d(\Delta x)d(\Delta y)$$

Acest spectru energetic determina puterea medie pe fiecare componenta spectrala a procesului aleator, adica

$$S(\omega_x,\omega_y)=\lim_{\substack{X\to\infty\\ Y\to\infty}}\frac{1}{XY}[\hat{N}(\omega_x,\omega_y)\hat{N}^*(\omega_x,\omega_y)]$$

unde $\hat{N}(\omega_x,\omega_y)$ este transformata Fourier a functiei $\hat{n}(x,y)$. Cu ajutorul transformatei Fourier inverse aplicata spectrului energetic se poate obtine functia de corelatie a procesului, deoarece spectrul reprezinta o functie reala, iar functia de corelatie este egala cu complex conjugata ei pentru valori pozitive si negative ale argumentului $K(\Delta x,\Delta y)=K^*(-\Delta x,-\Delta y)$. Se poate scrie

$$K(\Delta x,\Delta y)=\frac{1}{4\pi^2}\iint_{-\infty}^{+\infty}S(\omega_x,\omega_y)e^{j(\omega_x\Delta x+\omega_y\Delta y)}d\omega_x d\omega_y\,.$$

Dispersia procesului aleatoriu analizat se obtine pentru $\Delta x=\Delta y=0$

$$\sigma_n^2=\frac{1}{4\pi^2}\iint_{-\infty}^{+\infty}S(\omega_x,\omega_y)d\omega_x d\omega_y\,. \tag{4.42}$$

Daca procesul aleatoriu analizat este un zgomot atunci spectrul energetic al acesteia se numeste densitatea spectrala a puterii zgomotului. Pentru un zgomot izotrop functia de corelatie si spectrul energetic depind numai de o singura variabila $\Delta\rho$ si sunt legate intre ele prin transformata Fourier–Bessel (Hankel)

$$K(\Delta\rho)=\frac{1}{2\pi}\int_0^{\infty}S(\omega_\rho)J_o(\Delta\rho\omega_\rho)\omega_\rho d\omega_\rho\,. \qquad (4.43)$$

si

$$S(\omega_\rho)=2\pi\int_0^{\infty}K(\Delta\rho)J_o(\Delta\rho\omega_\rho)\Delta\rho d(\Delta\rho)\,. \qquad (4.43)$$

unde $\omega_\rho=\sqrt{\omega_x^2+\omega_y^2}$ si J_o – este functia Bessel de ord.zero.

4.4.2 Semnale optice aleatoare tipice

Se analizeaza un semnal aleator format prin suprapunerea unor semnale deterministe elementare, de forma $\alpha=\alpha(x-x_i,y-y_j)$ care apar intamplator, in diferite puncte din spatiu.

Aparitia unui semnal elementar poate fi privita ca un eveniment intamplator independent. Daca se noteaza cu n_{ij} numarul semnalelor elementare aparute intr-o anumita zona a spatiului egala cu unitatea, atunci semnalul aleator in spatiu este

$$z(x,y)=\sum_{i=-\infty}^{+\infty}\sum_{j=-\infty}^{+\infty}n_{ij}\alpha(x-x_i,y-y_j)\,.$$

Se introduce notatia $n_{ij} = \bar{n}\Delta x_i \Delta y_j$ unde $\bar{n}$ reprezinta numarul mediu de semnale elementare aparute pe unitatea de suprafata.

Valoarea medie a intensitatii semnalului aleator este

$$\bar{z}(x,y) = \bar{n} \sum_{\substack{i=-\infty \\ j=-\infty}}^{+\infty} \alpha(x - x_i, y - y_j)\Delta x_i \Delta y_j \ . \qquad (4.45)$$

Daca numarul surselor elementare este foarte mare, se poate considera ca acestea prezinta o distributie continua si expresia (4.45) se poate scrie sub forma unei integrale

$$\bar{z}(x,y) = \bar{n} \int_{-\infty}^{+\infty}\int \alpha(x,y)dxdy \, .$$

Functia de autocorelatie a semnalului se determina cu relatia

$$K(\Delta x, \Delta y) = \bar{n} \int_{-\infty}^{+\infty}\int \alpha(x,y)\alpha(x+\Delta x, y+\Delta y)dxdy \, , \qquad (4.46)$$

unde Δx si Δy sunt distantele intre doua puncte.

4.4.3 Zgomotul spatial alb

Daca semnalul optic reprezinta o functie de forma δ spatiala: $\alpha(x,y) = c.\ \delta(x,y)$, atunci valoarea medie a semnalului aleator este

$$\bar{z}(x,y) = \bar{n}c \int_{-\infty}^{+\infty}\int \delta(x,y)dxdy = \bar{n}c.$$

Functia de autocorelatie a semnalului aleator este

$$K(\Delta x, \Delta y) = \bar{n}c \int_{-\infty}^{+\infty}\int \delta(x,y)\delta(x+\Delta x, y+\Delta y)dxdy = \bar{n}c\delta(\Delta x, \Delta y) \, .$$

Daca in expresia obtinuta se pune $\Delta x = \Delta y = 0$, se obtine dispersia semnalului pentru $\delta(0,0) = \infty$, deci $\sigma^2 = \infty$.

Densitatea spectrala a zgomotului alb este

$$S(\omega_x, \omega_y) = \bar{n}c \int_{-\infty}^{+\infty}\int \delta(\Delta x, \Delta y)e^{-j(\omega_x \Delta x + \omega_y \Delta y)} d(\Delta x)d(\Delta y) = \bar{n}c \, . \qquad (4.7)$$

Rezulta ca spectrul semnalului optic spatial alb este constant.

4.5 Determinarea valorilor tipice ale unui proces optic staţionar pe baza datelor obţinute experimental

4.5.1 Consideratii generale

Experimentul constă în formarea unui semnal optic aleator si masurarea in diferite puncte ale unui ecran a distributiei de iluminare energetica pentru obtinerea marimilor caracteristice ale semnalului. In acest scop este studiata partea spatiala a semnalului optic.

Semnalul optic se formeaza ca urmare a procesului de modulatie a fasciculului de raze care trece printr-o masca cu o transmisie optica complexa. Daca propagarea semnalului se face dupa axa z, partea spatiala a semnalului f(x,y) se exprima prin distributie de intensitate energetica bidimensionala (2D).

Se considera ca masca este dispusa in planul (x,y) si are functia de transmisie optica t(x,y). Daca semnalul purtator (fasciculul de raze) aplicat la intrarea planului (x,y) are distibutia de intensitate $f_i(x,y)$, atunci semnalul optic rezultat la iesirea mastii va fi

$$f_e(x,y) = f_i(x,y)t(x,y)$$

Semnalul purtator 2D cel mai simplu este reprezentat de un fascicul de raze paralele, cu expresia analitica

$$f_i(x,y) = \begin{cases} E_o & \text{pentru} \quad (x,y) \in A, \\ 0 & \text{pentru} \quad (x,y) \notin A, \end{cases}$$

unde A este suprafata transparenta a mastii si E_0 – amplitudinea semnalului $f_i(x,y)$.

Semnalul optic rezultat la iesirea transparentei va fi

$$f_e(x,y) = \begin{cases} E_o t(x,y) & \text{pentru} \quad (x,y) \in A, \\ 0 & \text{pentru} \quad (x,y) \notin A. \end{cases}$$

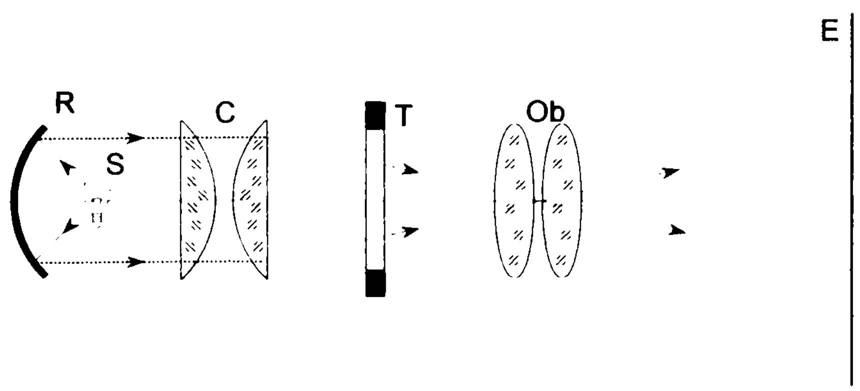


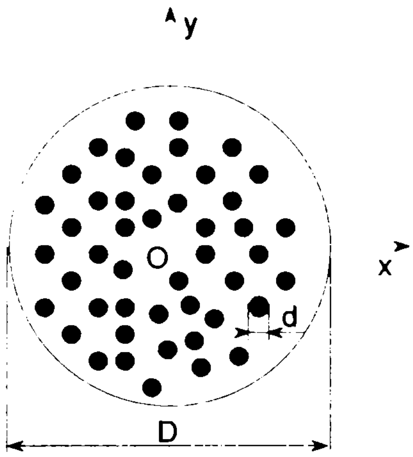
Fig. 4.28 Schema de principiu a montajului utilizat la obţinerea semnalului optic aleator
S – sursa de lumină; C – condensor; T – transparentă; Ob – obiectiv; E – ecran; R – reflector.

In fig. 4.28 este prezentata schema optica de principiu a unui montaj care asigura formarea semnal optic aleator si determinarea caracteristicilor acestuia.

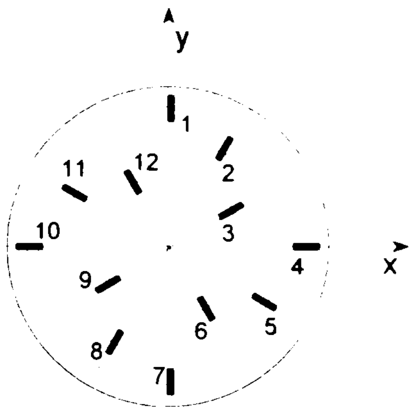
Functionarea montajului este urmatoarea: lumina care pleaca de la sursa de lumina S, trece prin condensorul C si sub forma unui fascicul de raze trece prin masca T. Aceasta reprezinta un ecran subtire si opac, de forma circulara cu diametrul D, in care sunt prevazute orificii circulare, cu diametrul d << D, cu o dispunere aleatoare (fig. 4.29 a).
Fasciculul de raze care paraseste masca ia forma contururilor transparente ale acesteia si, dupa ce trece prin obiectivul Ob, este proiectat pe ecranul E.

Pe ecran, imaginea inversata a conturului mastii cu diametrul D', se suprapune peste un contur circular desenat pe o foaie de calc la o anumita scara (fig. 4.29 b). Pentru ca cele doua

Fig.4.29



a)



b)

contururi sa coincida se apropie sau se departeaza masca de obiectiv.

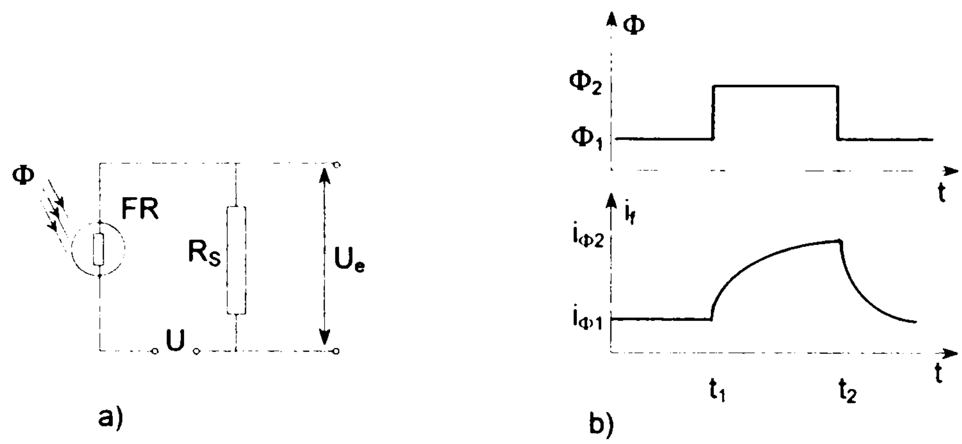
Masurarea variatiei iluminarii energetice in planul ecranului se face cu ajutorul unei fotorezistente. Functionarea fotorezistentei se bazeaza pe proprietatea unor materiale semiconductoare de a-si schimba conductanta (rezistenta) sub actiunea luminii (fenomenul fotoelectric intern). Cu ajutorul lor se pot realiza dispozitive de masurare a intensitatii luminoase de mare sensibilitate. In fig. 4.30 a este reprezentata schema de conectare a fotorezistentei. Tensiunea de alimentare a circuitului de masurare este asigurata de o baterie cu U = 1,5V.

Curentul fotoelectric i_f, care trece prin rezistenta de sarcina R_s depinde de fluxul luminos Φ si de tensiunea de alimentare U, adica $i_f = \varphi(\Phi,U)$. Un parametru important al fotorezistentei este sensibilitatea integrala $K = \frac{i_f}{\Phi}[\mu A/lm]$. Tensiunea de la iesirea circuitului de masurare este proportionala cu variatia nivelului de iluminare a fotorezistentei, adica $U_e = k(\Phi_2 - \Phi_1)$. Tensiunea U_e se aplica unui milivoltmetru si indicatiile acestuia vor fi proportionale cu variatiile de flux energetic incident la suprafata de lucru a fotorezistentei.

Coeficientul de modulatie optica care se obtine cu schema prezentata se exprima cu raportul $m = \dfrac{\Phi_2 - \Phi_1}{\Phi_2} < 1$.

Variatia de tensiune la iesirea schemei de masurare pentru cele doua marimi ale fluxului

Fig. 4.30



luminos (fig. 4.30 b) este $\Delta U_e = U_{e2} - U_{e1} = m\Phi_2 K R_s$.

4.5.2 Procedeul de formare a semnalului optic aleator

Pentru a forma semnalul optic aleator masca din fig. 4.29 se roteste in 8 pozitii decalate cu 45° una de alta. Pentru o pozitie a mastii se efectueaza 12 masurari ale iluminarii in planul ecranului (fig. 4.38 b), in punctele rezultate din intersectia cercurilor de raze R, 2/3R si 1/3R cu directiile φ = 0°, 30°, 60°, 90°, 120°, 150°, 180°, 210°, 240°, 270°, 300°, 330°.

Pe fiecare cerc se efectueaza cate 4 masurari, in punctele: (R,0), (R,90), (R,180), (R,270); (2/3R,30), (2/3R,120), (2/3R,210), (2/3R,300); (1/3R,60), (1/3R,150), (1/3R,240), (1/3R,330).

Valorile obtinute la masurarea iluminarii energetice in planul ecranului sunt trecute in tabelul 4.1.

Pozitiile pe care le ocupa masca sunt definite de unghiul φ_k, unde k = 1,2,...,7.

Fiecarei pozitii a mastii φ_k ii corespunde un numar de 12 realizari, notate $e_i(\varphi_k)$, reprezentand valoarea iluminarii corespunzatoare realizarii i, pentru pozitia φ_k. Informatia cuprinsa in tabelul 4.1 pune in evidenta rezultatele a 12 experimente efectuate asupra unui sistem de 7 variabile aleatoare $E(\varphi_1)$, $E(\varphi_2)$, $E(\varphi_3)$, $E(\varphi_4)$, $E(\varphi_5)$, $E(\varphi_6)$, $E(\varphi_7)$, sistem pentru care s-au estimat valorile statistice ale procesului.

Tabelul nr. 4.1

Nr. măsurări	Pozitie masca						
	φ_1 [mV]	φ_2 [mV]	φ_3 [mV]	φ_4 [mV]	φ_5 [mV]	φ_6 [mV]	φ_7 [mV]
1	0.78	0.65	1.28	1.40	1.44	0.70	0.60
2	0.40	0.66	0.74	1.16	1.18	0.74	0.70
3	1.44	1.24	1.34	1.20	0.60	0.68	0.40
4	1.21	1.36	1.24	0.45	0.76	1.43	1.25
5	1.20	1.18	0.85	0.84	0.70	1.42	1.30
6	0.82	0.82	0.80	1.10	1.16	1.40	1.10
7	0.76	0.86	0.70	1.20	1.36	1.32	0.80
8	0.70	0.50	0.70	0.80	1.10	0.88	0.85
9	0.64	0.56	1.15	0.60	0.60	0.74	0.70
10	0.72	1.16	1.36	0.58	0.76	0.66	0.70
11	0.60	0.66	0.70	1.60	1.16	1.40	0.50
12	1.16	0.56	1.22	0.68	1.24	1.24	0.80

Datele din tabelul 4.1 sunt comparate cu o iluminare medie masurata pa axa mastii. Abaterile in plus sau in minus fata de iluminarea medie sunt prezentate in tabelul 4.2.

Tabel nr. 4.2

Numarul măsurării	Pozitie masca						
	φ_1 [mV]	φ_2 [mV]	φ_3 [mV]	φ_4 [mV]	φ_5 [mV]	φ_6 [mV]	φ_7 [mV]
1	-0.22	-0.35	0.28	0.40	0.44	-0.30	-0.40
2	-0.60	-0.34	-0.26	0.16	0.18	-0.26	-0.30
3	0.44	0.24	0.34	0.20	-0.40	-0.32	-0.60
4	0.21	0.36	0.24	-0.55	-0.24	0.43	0.25
5	0.20	0.18	-0.15	-0.16	-0.30	0.42	0.30
6	-0.18	-0.18	-0.20	0.10	0.16	0.40	0.10
7	-0.24	-0.14	-0.30	0.20	0.36	0.32	-0.20
8	-0.30	-0.50	-0.30	-0.20	0.10	-0.12	-0.15
9	-0.36	-0.44	0.15	-0.40	-0.40	-0.26	-0.30
10	-0.28	0.16	0.36	-0.42	-0.24	-0.34	-0.30
11	-0.40	-0.34	-0.30	0.60	0.16	0.40	-0.50
12	0.16	-0.44	0.22	-0.32	0.24	0.24	-0.20

Pe baza acestor date se vor determina:

- valorile tipice ale procesului aleator $e_i(\varphi_k)$;
- valorile tipice ale procesului considerand ca acesta este aproximativ stationar.

4.5.3 Valorile tipice estimate ale procesului $e_i(\varphi_k)$

Valorile tipice estimate ale procesului sunt media, dispersia, abaterea medie patratica si functia de corelatie. Aceste valori sunt calculate cu ajutorul formulelor prezentate mai jos:

- valoarea medie $m(\varphi_k)=\frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n}E_i(\varphi_k)$;
- dispersia $D^2(\varphi_k)=\frac{1}{n-1}\sum_{i=1}^{n}\left[E_i(\varphi_k)-m(\varphi_k)\right]^2$;
- funcţia de corelaţie $R(\varphi_k,\varphi_l)=\frac{1}{n-1}\sum\left\{\left[E_i(\varphi_k)-m(\varphi_k)\right]\left[E_i(\varphi_l)-m(\varphi_l)\right]\right\}$.

Pentru calculul dispersiei in lucrare este folosita o formula bazata pe momentele iniţiale şi centrate [69]

$$D^2(\varphi_k)=\left\{\frac{\sum_{i=1}^{n}\left[E_i(\varphi_k)\right]^2}{n}-\left[m(\varphi_k)\right]^2\right\}\frac{n}{n-1}$$

Pe baza datelor din tabelul 4.2 s-au determinat următoarele valori tipice: media procesului $m(\varphi_k)$, dispersia procesului $D^2(\varphi_k)$ si abaterea medie patratica $D(\varphi_k)$, iar rezultatele sunt trecute in tabelul 4.3

Tabelul nr. 4.3

φ_k	$m(\varphi_k)$	$D^2(\varphi_k)$	$D(\varphi_k)$
1	-0.13083	0.09584	0.30958
2	-0.14917	0.09282	0.30467
3	0.01833	0.08448	0.29066
4	-0.03250	0.12998	0.36053
5	0.00500	0.09084	0.30140
6	0.05083	0.11526	0.33950
7	-0.19167	0.07856	0.28028

Pe baza valorilor trecute in tabelul 4.3 in fig. 4.31 s-au reprezentat graficele m(φ_k), D^2(φ_k) şi D(φ_k).

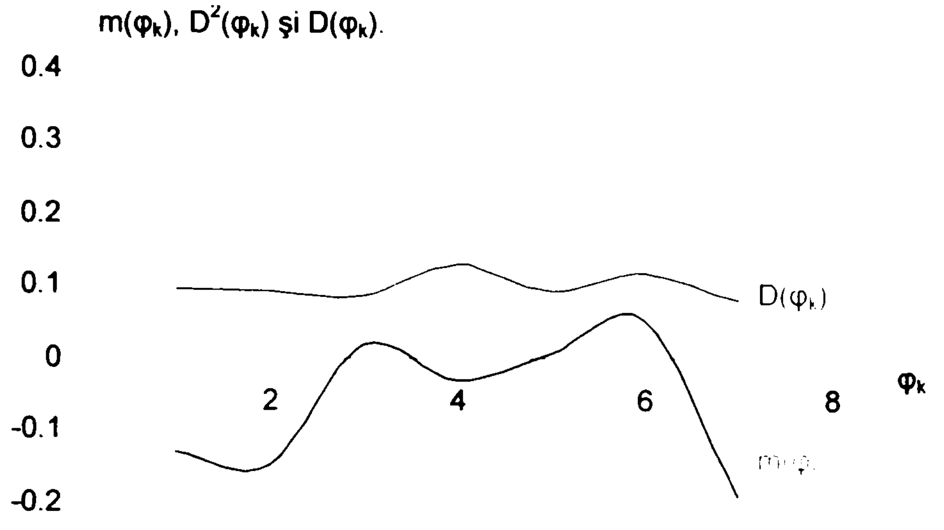


Fig. 4.31

4.5.4 Determinarea coeficientilor de corelatie

Pentru determinare functiei de corelatiea a procesului analizat, se utilizeaza formula

$$R(\varphi_k,\varphi_l)=\left\{\frac{\sum_{i=1}^{n}[E_i(\varphi_k)][E_i(\varphi_l)]}{n}-m(\varphi_k)m(\varphi_l)\right\}\frac{n}{n-1},$$

unde $R(\varphi_k,\varphi_l)$ reprezinta coeficientii de corelatie pentru intervalele de corelatie Δφ = 0,1, 2, 3, 4, 5, 6. Valorile obtinute dupa efectuarea calculelor sunt trecute in tabelul 4.4.

Tabelul 4.4

φ_l \ φ_k	1	2	3	4	5	6	7
1	0.095845	0.059928	0.03958	-0.03001	-0.04027	0.026337	0.02278
2		0.092827	0.058929	-0.03016	-0.009	0.018145	0.029629
3			0.084488	0.023596	-0.2505	0.011838	-0.00353
4				0.129984	0.059523	0.002593	-0.05257
5					0.090845	0.017395	-0.01232
6						0.115263	0.060583
7							0.078561

Se observa ca pe diagonala principala a tabelului 4.4 sunt trecute dispersiile, adica cazurile particulare ale functiei de corelatie $R(\varphi_k, \varphi_l)$ pentru $\varphi_k = \varphi_l$.

Valorile estimate ale functiei de corelatie normate $r(\varphi_k, \varphi_l)$ au fost calculate impartind valorile din tabelul 4.4 la produsul abaterilor medii patratice respective. Rezultatele obtinute sunt trecute in tabelul 4.5.

Tabelul nr. 4.5

φ_k \ φ_l	1	2	3	4	5	6	7
1	1	0.625262	0.412963	-0.31312	-0.42014	0.27479	0.237679
2		1	0.634827	-0.32492	-0.097	0.195469	0.319185
3			1	0.279281	-0.29644	0.140113	-0.04178
4				1	0.457923	0.01995	-0.40442
5					1	0.191484	-0.13559
6						1	0.52561
7							1

Pe diagonala principala a matricii sunt dispusi coeficientii de corelatie normati, corespunzatori sectiunilor $\varphi_k = \varphi_l$, adica $r(\varphi_1, \varphi_1)$, $r(\varphi_2, \varphi_2)$,...., $r(\varphi_7, \varphi_7)$. Acesti coeficienti sunt egali cu 1, corespunzand decalajului $\Delta\varphi = \varphi_k - \varphi_l = 0$. Pe directii paralele cu diagonala principala sunt trecuti coeficientii de corelatie normati, corespunzand decalajelor $\Delta\varphi$ = 1, 2, 3, 4, 5, 6. De exemplu, pentru $\Delta\varphi$ = 1, se obtin urmatorii coeficienti de corelatie r(1,2) = 0,625, r(2,3) = 0,412,...., r(6,7) = 0,237.

Se observa ca pentru aceeasi valoare $\Delta\varphi$ = 1, valorile coeficientilor de corelatie normati difera semnificativ. Pentru calculul functiei de corelatie normate se determina media pe fiecare diagonala din tabelul 4.5. Datele obtinute sunt trecute in tabelul 4.6

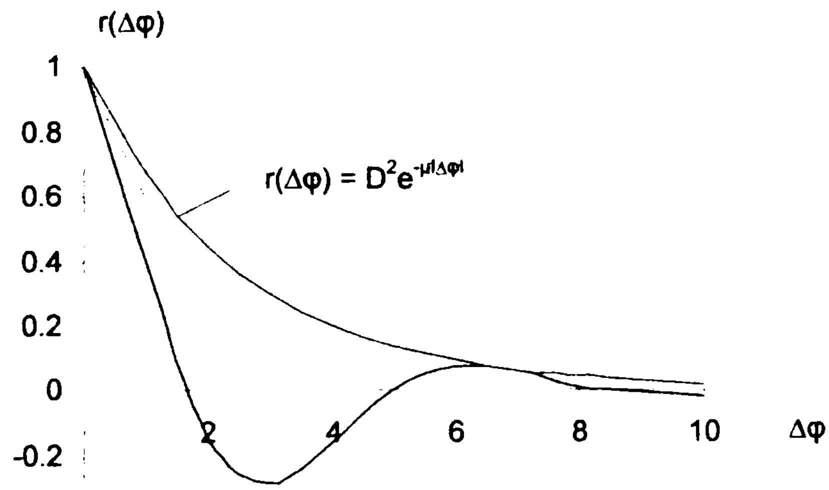


Fig.4.32

Tabel nr. 4.6

$\Delta\varphi$	0	1	2	3	4	5	6
$r(\Delta\varphi)$	1	0,452398	-0,06481	-0,16861	-0,08882	0,096987	0,237679

Cele sapte valori obtinute aproximeaza functia de corelatie a procesului analizat $E(\varphi)$, presupus a fi stationar. In fig. 4.32 este reprezentata functia de corelatie normata $r(\Delta\varphi)$.

Dupa cum se observa din tabelul 4.6, functia de corelatie are si valori negative. Acest lucru indica faptul ca in structura functiei de corelatie exista o anumita periodicitate.

Alura functiei de corelatie obtinuta este adesea intilnita in practica. De obicei, aceasta functie se aproximeaza cu ajutorul unor functii analitice simple:

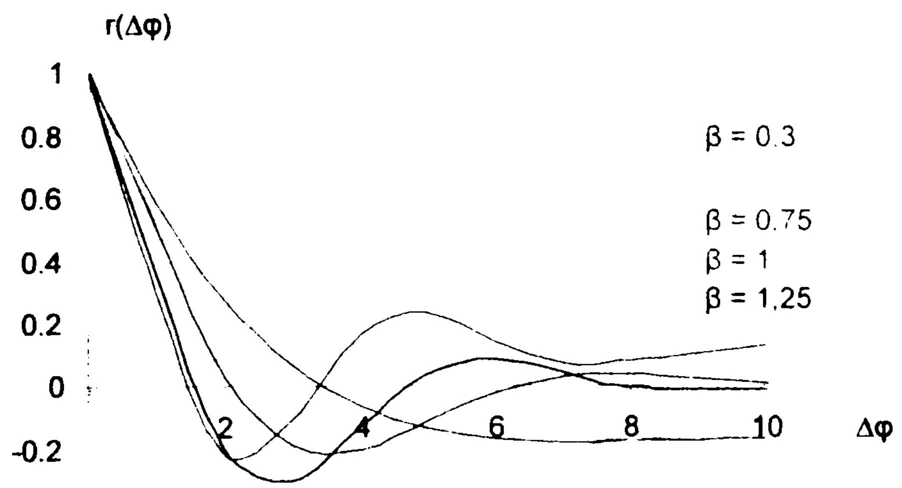
- functia exponentiala $r(\Delta\varphi) = D^2e^{-\mu|\Delta\varphi|}$, unde D = 1 este dispersia normata a procesului si μ – parametrul de amortizare al procesului.

Pe acelasi grafic sunt reprezentate (fig. 4.32) curbele functiei de corelatie normate construita pe baza datelor din tabelul 4.6 si a functiei exponentiale care aproximeaza acest proces. Din figura rezulta parametrul de amortizare $\mu = 1/2.5 = 0{,}4[1/\text{grd}]$.

- functia $r(\Delta\varphi) = D^2e^{-\mu|\Delta\varphi|}\cos\beta\Delta\varphi$, unde D = 1 este dispersia normata a procesului, μ – parametrul de amortizare al procesului si β – parametrul oscilatiei.

In fig. 4.33 sunt reprezentate mai multe curbe, calculate pentru diferite valori ale parametrului β. Prin comparatia alurii curbei obtinute experimental cu alura curbelor trasate la calculator se determina valoarea parametrului β pentru care curba teoretica aproximeaza cat mai bine procesul analizat.

Fig. 4.33



4.5.5 Densitatea spectrala a semnalului optic aleator

Pentru determinarea densitatii spectrale (distributia de iluminare energetica dupa frecventa spatiala) a semnalului optic aleator format, se aproximeaza functia de corelatie din fig. 4.32 cu expresia analitica

$$r(\Delta\varphi) = D^2 e^{-\mu|\Delta\varphi|} ,$$

unde dispersia $D^2 = 1$ si parametrul de amortizare $\mu = 0.4[1/\text{grd}]$.

Densitatea spectrala a semnalului optic se determina cu integrala Fourier

$$S(\omega_\varphi) = \int_{-\infty}^{+\infty} r(\Delta\varphi) e^{-j\omega_\varphi \Delta\varphi} d(\Delta\varphi).$$

Dupa efectuarea calculelor, rezulta

$$S(\omega_\varphi) = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-0,4|\Delta\varphi| - j\omega_\varphi \Delta\varphi} d(\Delta\varphi) = \frac{0,8}{0,4^2 + \omega_\varphi^2}.$$

Cu notatia $X = 1/\mu = 2{,}5$grd, se obtine

$$S(\omega_\varphi) = \frac{5}{1 + 6{,}25\omega_\varphi^2},$$

cu reprezentarea grafica in fig. 4.34

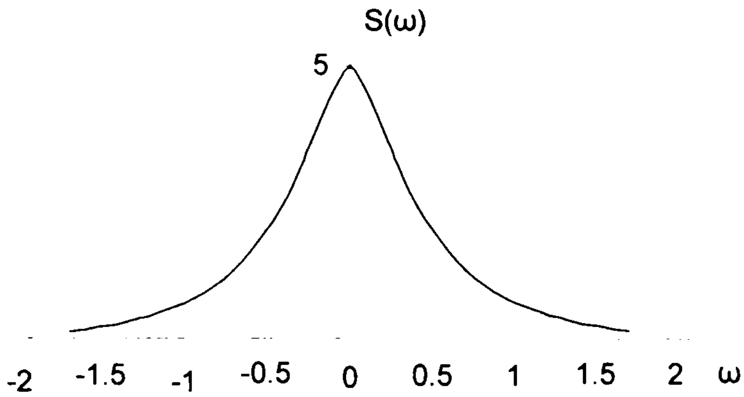


Fig. 4.34

Aplicand proprietatea de liniaritate a functiei de autocorelatie, adica functia de autocorelatie a unui semnal cu mai multe componente independente este egala cu suma functiilor de autocorelatie a componentelor. Daca in semnalul analizat exista si o componenta continua, de forma $E(\varphi) = m$, atunci $r(\Delta\varphi) = E(\varphi).E(\varphi + \Delta\varphi) = m^2$ si semnalul compus va avea functie de corelatie $r(\Delta\varphi) = e^{-\mu|\Delta\varphi|} + m^2$, cu reprezentarea grafica din fig. 4.35 a.

Pentru cazul analizat, daca m = 0.5, densitatea spectrala a semnalului va fi

$$S(\omega_\varphi) = \int_{-\infty}^{+\infty} [e^{-\mu|\Delta\varphi|} + 0{,}25] e^{-j\omega_\varphi(\Delta\varphi)} d(\Delta\varphi) = 1.57\delta(\omega_\varphi) + \frac{5}{1 + 6{,}25\omega^2},$$

cu reprezentarea grafica din fig. 4.35 b.

Daca functia de corelatie a semnalului optic format se aproximeaza cu expresia analitica

$$r(\Delta\varphi) = D^2 e^{-\mu|\Delta\varphi|} \cos\beta\Delta\varphi ,$$

unde D = 1, parametrul de amortizare $\mu = 0{,}4[1/\text{grd}]$ si $\beta = 0{,}72$rad.

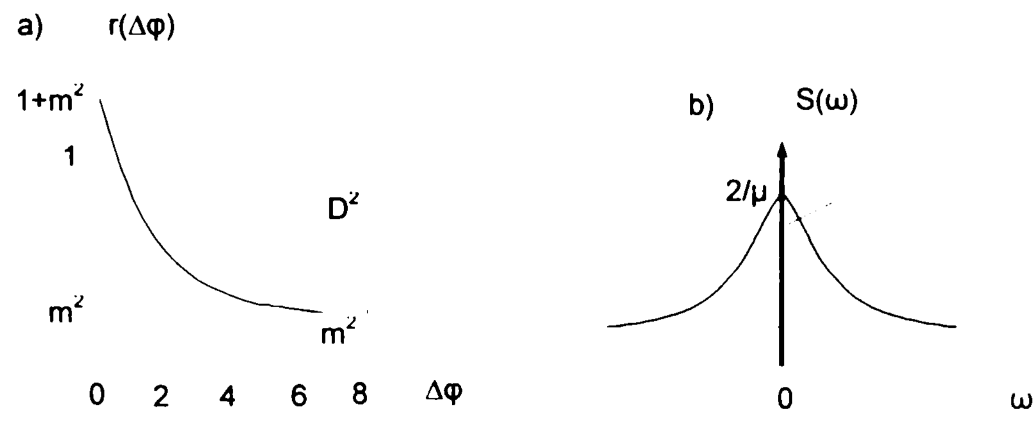


Fig. 4.35

Densitatea spectrala a semnalului este

$$S(\omega_\varphi)=\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-0,4|\Delta\varphi|-j\omega_\varphi\Delta\varphi}\cos\beta\Delta\varphi d(\Delta\varphi)=0,4\left[\frac{1}{0,4^2+(\omega_\varphi-0,75)^2}+\frac{1}{0,4^2+(\omega_\varphi+0,75)^2}\right].$$

4.6 Concluzii si contributii originale

In acest capitol sunt tratate probleme specifice formarii semnalelor optice necoerente prin procedeul de modulatie a fasciculelor de raze optice cu ajutorul mastilor cu transmisie optica complexa (a diafragmelor cu sectiune fixa si variabila), probleme mai putin abordate in lucrari similare de specialitate. Sunt analizate particularitatile acestor semnale, este evidentiata importanta partii spatiale (distributia 2D a intensitatii energetice) a semnalului ca purtator de informatii, sunt prezentate princialele caracteristici ale semnalelor optice si se face o clasificare a lor. Este analizat modul de reprezentare a semnalelor optice periodice cu ajutorul seriilor Fourier si, ca aplicatie, sunt tratate diferite succesiuni periodice de semnale optice. De asemenea, sunt evidentiate caracteristicile spatiale si frecventiale ale semnalului optic de forma unei succesiuni de impulsuri optice dreptunghiulare (fasciculele de raze paralele) si este analizat spectrul de transmisie al discului modulator, cu elementele transparente si opace dispuse in diferite configuratii geometrice.

In continuare este tratata si reprezentarea semnalelor optice neperiodice cu ajutorul integralelor Fourier si Hankel. Ca aplicatie, este analizat modul de formare a semnalelor optice tipce: - semnalul optic punctiform; - semnalul optic linie; - semnalul trapta unitara; - semnalul optic dreptunghiular; - semnalul optic circular, sunt determinate principalele caracteristici spatiale si frecventiale ale semnalelor, precum si spectrele acestora. O atentie deosebita s-a acordat semnalelor optice formate cu ajutorul deschiderilor de forma dreptunghiulara si circulara. In acest caz, rezultatele obtinute coincid cu cele cunoscute din teoria difractiei luminii printr-un orificiu dreptunghiular, sau circular. De fapt, folosind unele consecinte rezultate din teoria difractiei s-a putut da o interpretare fizica notiunilor de spectru si frecventa spatiala a semnalului optic. Problematica semnalelor optice deterministe se incheie cu prezentarea unor metode originale de calcul a caracteristicilor spectrale ale semnalelor optice obtinute cu deschideri care au forma de romb, de elipsa, sau succesiuni periodice de linii, impulsuri δ etc.

In incheiere este prezentat un procedeu original de formare a unui semnal optic aleator, metoda de masurare in diferite puncte ale unui ecran a iluminarii energetice produse de semnal, modul de prelucrare a datelor obtinute in vederea estimarii caracteristicilor statistice ale semnalului si, in final, determinarea functiei de corelatie. Sunt propuse doua functii analitice care aproximeaza curba functiei de corelatie obtinuta experimental si. cu ajutorul lor. se determina densitatea spectrala a semnalului optic aleator format in conditii de laborator.

Contributii: Sunt tratate in mod unitar probleme referitoare la modul de formare a semnalelor optice necoerente. Sunt analizate caracteristicile purtatoarei optice si ale semnalului optic format. Cu ajutorul transformatelor Fourier se face analiza si sinteza celor mai importante semnale optice deterministe utilizate frecvent in studiul sistemelor si elementelor optice.

Sunt studiate si semnalele optice aleatoare caracterizate de o putere medie definita si masurabila. Aceste semnale sunt considerate ca fiind rezultatul suprapunerii unui numar mare de impulsuri elementare de radiatie, produse in mod neregulat si intamplator de constituentii care compun atmosfera terestra – canalul neghidat in care se propaga semnalul optic necoerent.

Sunt determinate valorile tipice ale unui proces optic stationar pe baza datelor obtinute experimental. Sunt prezentate schema de principiu a montajului optic folosit la obtinerea semnalului optic aleator si schema de masurare a iluminarii la nivelul ecranului. Datele obtinute sunt prelucrate cu ajutorul calculatorului pentru determinarea valorilor tipice estimate: valoarea medie, dispersia si functia de corelatie. Sunt calculati coeficientii de corelatie si se reprezinta grafic functia de corelatie. Sunt propuse doua functii analitice, dependente de un parametru, cu ajutorul carora se aproximeaza functia de corelatie obtinuta experimental. Pe baza functiilor analitice se determina spectrul de putere al procesului optic studiat.

Bibliografie: [A1],[A2],[A3],[B1],[B2],[B3],[B4],[B6],[B7],[C2],[C3],[C4],[C5],[C6],[C7], [C8],[C9],[C10],[C11],[C15],[D1],[D2],[D5],[D10],[D11],[D12],[D13],[D14],[D15],[D16], [D17],[D18],[D19],[D20],[D21],[D22],[D23],[G1],[G2],[G3],[G4],[G5],[G6],[G10],[G12],[G13] [G15],[G16],[G17],[H1],[H2],[H3],[H4],[H5],[I1],[I4],[J1],[J3],[G8],[G9][K3],[K4],[K5],[K6], [K7],[K8][L1],[L3,[L3],[M2],[M4][N2][P1],[P2],[P2],[P3],[S2],[S3],[S4],[V1],[V2],[V3],[Z2], [Z3], [Z4].

CAP.5

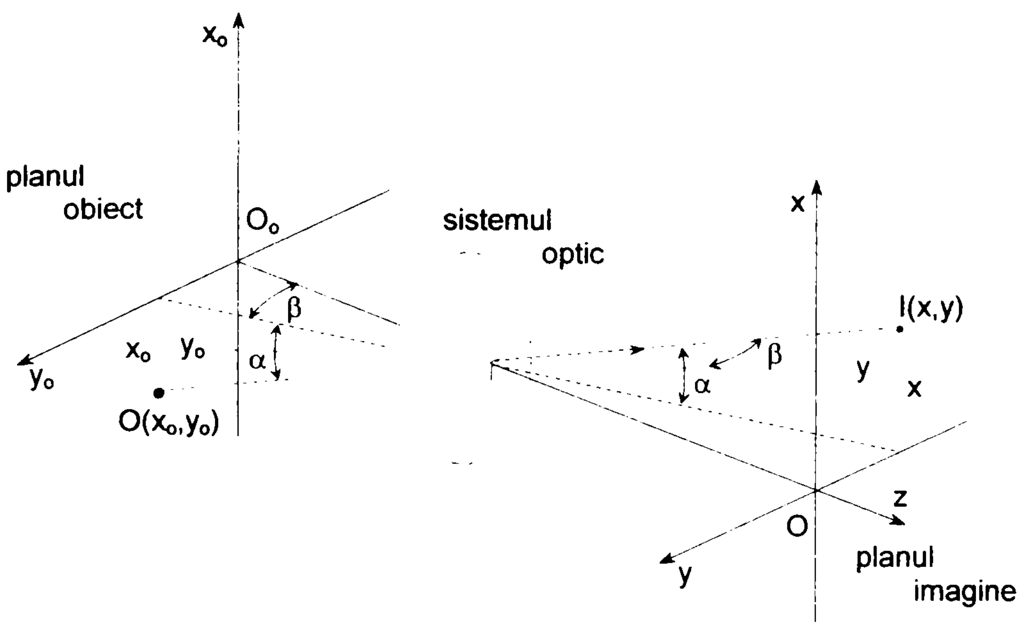
FILTRAREA SEMNALELOR OPTICE

5.1 Tratare operationala a sistemelor optice

5.1.1 Noțiuni generale

Teoria filtrarii liniare se aplica numai sistemelor optice ideale (lipsite de aberatii) care transforma distributia de stralucire din spatiul obiect O(xo,yo) intr-o noua distributie de iluminare in planul imagine. O caracteristica esentiala a sistemului optic liniar, evidentiata de Gudman, este aceea de a transforma semnalul aplicat la intrare (distributia de stralucire din planul obiect), intr-un alt semnal (distributia de iluminare din planul imagine) – semnalul de iesire care, de fapt, reprezinta imaginea reala a sursei termice. Trebuie subliniat ca formarea imaginii in infrarosu se discuta, de asemenea, in cadrul aproximatiei gaussiene, in care razele

Fig.5.1



sunt considerate paraxiale, iar unghiurile formate de orice raza cu axa optica se considera suficient de mici. In acest caz este valabila aproximatia $\sin\alpha \approx \mathrm{tg}\alpha \approx \alpha$. Pentru descrierea procesului de formare a imaginii termice se foloseste sistemul de coordonate prezentat in fig. 5.1. Punctul din spatiul obiect este determinat de coordonatele unghiulare (α,β) sau coordonatele liniare (x_o,y_o), considerate fata de axa z - axa optica a sistemului. Coordonatele (x,y) din planul imagine al obiectivului lipsit de aberatii se determina cu relatiile $x = Mx_o$ si $y = My_o$, unde M este marirea unghiulara a sistemului optic. In general, descrierea unui sistem se face prin stabilirea unor relatii matematice intre marimile de iesire, de intrare si de stare ale sistemului.

In cazul sistemelor optice care formeaza imagini reale, intrarile si iesirile sunt fluxul energetic, iluminarea energetica sau intensitatea energetica etc. care sunt descrise cu functii reale, sau amplitudinea undelor electromagnetice de la intrare sau iesire care sunt functii complexe de doua variabile independente x si y .

$$f_i(x,y) \longrightarrow S[\,*\,] \longrightarrow f_e(x,y)$$

Fig.5.2

Reprezentarea matematica a sistemului optic se poate face cu ajutorul unui operator matematic S[*], care poate fi imaginat ca actioneaza asupra marimii de intrare pentru a produce marimea de iesire. Se noteaza cu $f_i(x,y)$ marimea de intrare - distributia de stralucire in spatiul obiect a sursei termice bidimensionala. Prin definitie, marimea de iesire $f_e(x,y)$ reprezenta distributia de iluminare in planul imagine, si este $f_e(x,y) = S[f_i(x,y)]$, cu reprezentarea grafica din fig. 5.2.

Un sistem optic este liniar daca indeplineste principiile superpozitiei si transpozitiei:

- daca la intrarea sistemului optic se aplica un semnal optic care poate fi scris ca o suma de actiuni elementare $f_{i1} + f_{i2} + \ldots + f_{in}$, atunci si semnalul de la iesire trebuie sa reprezinte o suma de raspunsuri elementare $f_{e1} + f_{e2} + \ldots + f_{en}$, astfel ca fiecare termen f_{en} este rezultatul actiunii f_{in}, care actioneaza independent de celelalte actiuni (principiul superpozitiei);
- forma spatiala a semnalului de la iesire f_e nu depinde punctul (x,y) in care actioneaza semnalul de intrare f_i. Semnalul f_e se deplaseaza in planul imagine, fara a-si modifica forma spatiala, cu aceeasi cantitate cu care s-a deplasat fata de origine semnalul f_i (conditia de invarianta spatiala).

Proprietatea de liniaritate se poate extinde si asupra integralelor

$$S\left[\int_{-\infty}^{+\infty} f(\xi)g(x,\xi)d\xi\right] = \int_{-\infty}^{+\infty} f(\xi)S[g(x,\xi)]d\xi\,,$$

unde operatorul S[*] actioneaza numai asupra functiei care contine variabila x.

5.1.2 Caracteristica de transfer a sistemului optic

Se considera un sistem optic liniar (liniar in amplitudine sau in intensitate) caruia i se ataseaza operatorul matematic S[*]. Daca la intrarea sistemului se aplica un semnal $f_i(x,y) = \delta(x,y)$ - impulsul Dirac (intensitatea radiatiei produsa de o sursa punctiforma asezata la infinit fata de sistemul optic), raspunsul sistemului optic (imaginea sursei punctiforme in planul imagine) este

$$w(x,\xi;y,\eta) = L[\delta(x-\xi, y-\eta)], \tag{5.1}$$

unde $w(x,\xi;y,\eta)$ este *functia pondere* sau *functia imaginea punctului* a sistemului optic.

Daca la intrarea sistemului optic se aplica un semnal de o forma oarecare, raspunsul sistemului se obtine sub forma unei sume de raspunsuri elementare la cateva functii elementare, in care a fost descompus semnalul de la intrare.

O astfel de descompunere este oferita de proprietatea de filtrare a functiei Dirac. Daca sistemul optic poseda proprietatii de liniaritate atunci marimea de intrare – distributia de stralucire $O(x_o,y_o)$ se poate reprezenta sub forma unei sume (sau integrale) de functii elementare.

In cazul cel mai general, functia de distributie a stralucirii din planul obiect este o functie de patru variabile – 3 variabile spatiale si o variabila temporala. De obicei, in analizele obisnuite, coordonata z - profunzimea spatiului, se poate neglija si functia de stralucire din spatiul obiect poate fi reprezentata de doua variabile spatiale si una temporala.

Functia de distributie a stralucirii obiectului se poate scrie sub forma unei combinatii de functii δ ponderate

$$O(x_o, y_o) = \int_{-\infty}^{+\infty}\!\!\int O(\xi,\eta).\delta(x-\xi, y-\eta)d\xi.d\eta. \tag{5.2}$$

Distributia de iluminare in planul imagine este

$$E(x,y) = S\{O(x_o,y_o)\} = S\left\{\int_{-\infty}^{+\infty}\!\!\int O(\xi,\eta).\delta(x-\xi, y-\eta)d\xi.d\eta\right\}. \tag{5.3}$$

Daca este indeplinita conditia de liniaritate a sistemului optic (5.1), se poate scrie

$$E(x,y) = \int_{-\infty}^{+\infty}\!\!\int O(\xi,\eta).S\{\delta(x-\xi, y-\eta)\}d\xi.d\eta. \tag{5.4}$$

cu $S\{\delta(x-\xi, y-\eta)\} = w(x,\xi;y,\eta)$ *reactia* sistemului la un impuls δ (functia pondere a sistemului).

Integrala de superpozitie (5.4) se simplifica daca se considera sistemul optic ca fiind *invariant spatial*, adica reactia sistemului optic la un impuls spatial nu depinde de punctul (locul) in care se aplica. Daca se presupune ca M = 1, rezulta

$$S\{\delta(x-\xi, y-\eta)\} = w(x-\xi, y-\eta).$$

Pentru simplificarea scrierii se considera cazul unidimensional (x ≠ 0) si integrala (5.4) devine

$$E(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} O(\xi) w(x-\xi) d\xi. \qquad (5.5)$$

Aceasta integrala de convolutie apare numai in cazul in care sistemul optic este invariant spatial, adica raspunsul sistemul optic la impuls nu se modifica, indiferent in ce punct se aplica impulsul la intrare.

Din (5.5) rezulta ca valoarea functiei E(x), in punctul x din planul imagine, reprezinta o suma de produse de forma O(ξ).w(x-ξ)dξ, adica produsul intre stralucirea obiectului in punctul $x_o = \xi$ si reactia sistemului optic in punctul x, aflat la distanta |x-ξ| fata de punctul ξ din planul imagine.

5.1.3 Caracteristica de frecventa a sistemului optic

In mod curent sunt folosite doua tipuri de actiuni de intrare, pe baza carora se determina raspunsul sistemului optic liniar. Functiile care descriu actiunile de intrare sunt: $e^{j\vec{\omega}.\vec{r}}$ si $\delta(\vec{r})$, unde vectorii $\vec{r}$ si $\vec{\omega}$ sunt vectori de componente (x, y), respectiv (ω_x, ω_y).

Raspunsul sistemului optic la actunea semnalului $e^{j\vec{\omega}.\vec{r}}$ este *caracteristica de frecventa* sau *functia de transfer optic* a elementului/sistemului optic, notata $W(j\vec{\omega})$.

Raspunsul sistemului optic la functia $\delta(\vec{r})$ reprezinta *caracteristica de transfer* sau *functia pondere* a sistemului optic.

Cu ajutorul acestor caracteristici raspunsul sistemului optic liniar, la actiunea oricarui semnal aplicat la intrare, este

$$f_e(\vec{r}) = \frac{1}{(2\pi)^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} F_i(j\vec{\omega}) W(j\vec{\omega}) e^{j\vec{\omega}.\vec{r}} d\vec{\omega}$$

si

$$f_e(\vec{r}) = \iint_{-\infty}^{+\infty} f_i(\vec{r}_o) w(\vec{r}-\vec{r}_o) d\vec{r}, \qquad (5.6)$$

unde $F_i(j\vec{\omega})$ este spectrul semnalului $f_i(\vec{r})$ aplicat la intrarea sistemului optic.

In acest caz, $f_i(\vec{r})$ va reprezenta transformata Fourier inversa a functiei $F_i(j\vec{\omega})$

$$f_i(\vec{r}) = \frac{1}{(2\pi)^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} F_i(j\vec{\omega}) e^{j\vec{\omega}.\vec{r}} d\vec{\omega}. \qquad (5.7)$$

Relatia (5.7) arata ca semnalul $f_i(\vec{r})$ reprezinta o suma de semnale elementare de forma $e^{j\vec{\omega}.\vec{r}}$, cu amplitudinea si faza determinate de factorul $1/(2\pi)^2 .F_i(j\vec{\omega})d\vec{\omega}$. Daca la intrarea sistemului se aplica semnalul $e^{j\vec{\omega}.\vec{r}}$ (cu amplitudinea 1), la iesire apare semnalul (raspunsul) $W(j\vec{\omega})\, e^{j\vec{\omega}.\vec{r}}$. Daca amplitudinea semnalului de la intrare este $1/(2\pi)^2 .F_i(j\vec{\omega})d\vec{\omega}$, atunci semnalul de la iesire va fi $1/(2\pi)^2 .F_i(j\vec{\omega})d\vec{\omega}\, W(j\vec{\omega})\, e^{j\vec{\omega}.\vec{r}}$. Insumand toate raspunsurile elementare, se obtine

$$f_e(\vec{r}) = \frac{1}{(2\pi)^2}\int_{-\infty}^{+\infty}\!\!\int F_i(j\vec{\omega})W(j\vec{\omega})e^{j\vec{\omega}.\vec{r}}\,d\vec{\omega}\,. \tag{5.8}$$

Se considera ca la intrare se aplica semnalul $\delta(\vec{r})$ cu spectrul

$$F_\delta(j\vec{\omega}) = \int_{-\infty}^{+\infty}\!\!\int \delta(\vec{r})e^{-j\vec{\omega}.\vec{r}}\,d\vec{r} = 1$$

In acest caz, semnalului de la iesire va fi chiar functia pondere

$$w(\vec{r}) = \frac{1}{(2\pi)^2}\int_{-\infty}^{+\infty}\!\!\int W(j\vec{\omega})e^{j\vec{\omega}.\vec{r}}\,d\vec{\omega}\,, \tag{5.9}$$

sau

$$W(j\vec{\omega}) = \int_{-\infty}^{+\infty}\!\!\int w(\vec{r})e^{-j\vec{\omega}.\vec{r}}\,d\vec{r}\,.$$

Din relatiile (5.8) si (5.9) rezulta $F_e(j\vec{\omega}) = F_i(j\vec{\omega})W(j\vec{\omega})$. Raportul intre transformata Fourier a semnalului de iesire $F_e(j\vec{\omega})$ si transformata Fourier a semnalului de intrare $F_i(j\vec{\omega})$, adica

$$W(j\vec{\omega}) = \frac{F_e(j\vec{\omega})}{F_i(j\vec{\omega})}, \tag{5.10}$$

reprezinta functia de transfer optic a sistemului/elementului analizat.

Relatia (5.10) scoate in evidenta avantajele pe care le are un sistem optic liniar si invariant spatial – in domeniul frecventelor spatiale raspunsul sistemului optic este rezultatul unui produs intre spectrul semnalului optic $F_I(j\omega_x, j\omega_y)$ aplicat la intrare si functia $W(j\omega_x, j\omega_y)$. Functia de transfer optica (FTO) a unui sistem (sau element) optic indica cum lucreaza sistemul/elementul optic la diferite frecvente spatiale, sau capacitatea acestora de a filtra frecventele spatiale.

5.1.4 Functia de convolutiei si functia de transfer optic (FTO)

Daca sistemul optic are o constructie complexa, cuprinzand mai multe elemente optice, fiecare element fiind caracterizat printr-o anumita functie de raspuns la impulsul δ, atunci este dificil sa se determine raspunsul final al sistemului, sau integrala de convolutie.

O simplificare considerabila a calculelor se obtine daca functia din domeniul spatial se trece in domeniul frecvential. Aceasta trecere este posibila datorita teoremei de convolutie, prin care integrala de convolutie din domeniul spatial se transforma intr-un produs de functii in domeniul frecvential. Teorema convolutiei stabileste ca transformata Fourier a produsului de convolutie a doua functii este egal cu produsul transformatelor Fourier a acestor functii. In acest caz, integrala de convolutie (5.5) se scrie

$$E(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} O(\xi) w(x-\xi) d\xi = O(x) * w(x),$$

sau daca se aplica transformata Fourier, rezulta

$$E(j\omega_x) = O(j\omega_x) W(j\omega_x) \tag{5.11}$$

Transformata Fourier a functiei w(x) – raspunsul la un impuls δ sau functia pondere a sistemului/elementului optic, este *functie de transfer optic* (FTO).

Daca fiecare element care intra in compunerea sistemului optic analizat este liniar si independent de alte elemente, atunci raspunsul sistemului in ansamblu se exprima prin produsul de convolutie $w_S = w_1 * w_2 * \ldots * w_n$, sau in domeniul frecventelor $W_S(j\omega_x) = \prod_{i=1}^{n} W_i(j\omega_x)$. In acest mod, integralele de convolutie aplicate fiecarui element se pot inlocui cu un produs de transformate Fourier, sau mai exact produsul FTO al fiecarui element optic.

De asemenea, operatia (5.11) permite sa se reprezinte procesul de formare a imaginii ca o selectie ponderata efectuata de sistemul optic asupra fiecarei componente spectrale a obiectului. De aici rezulta ca FTO a unui sistem optic poate fi privita si ca o masura a capacitatii sistemului de a reproduce frecventele spatiale ale obiectului.

In general, FTO este o functie complexa. Modulul acestei functii $|W(j\omega_x, j\omega_y)|$ reprezinta *caracteristica de frecventa* (contrast) a sistemului optic. Argumentul FTO se numeste *caracteristica de faza* si indica decalajul de faza produs de sistemul optic, pe fiecare componenta spectrala a semnalului aplicat la intrare. Expresia complexa a FTO este

$$W(j\omega_x, j\omega_y) = W(\omega_x, \omega_y) e^{i\varphi(\omega_x, \omega_y)}.$$

Utilizara FTO in cazul sistemelor IR de descoperire, cautare si localizare a obiectelor din teren este posibila numai daca sunt indeplinite urmatoarele conditii:

- radiatia captata de sistemul optic este necoerenta;
- prelucrarea semnalelor optice este liniara;
- reproducerea imaginii este un proces invariant spatial, adica transformarea realizata de sistemul optic asupra fiecarui punct al obiectului este identica.

In realitate, pentru sistemele optice in IR conditia de invarianta spatiala este partial indeplinita (domeniul paraxial), deoarece raspunsul sistemului se modifica datorita aberatiilor sistemului optic, daca impulsul de intrare se deplaseaza de la centru catre marginile campului optic analizat. Corectarea acestor neajunsuri se face prin filtrare, partial pe cale optica, partial prin metode electronice. Dupa cum a aratat O'Neil, filtrele temporale (electrice) au doua caracteristici esentiale fata de cele spatiale (optice):

- filtrele temporale sunt unilaterale, lucreaza numai la frecvente pozitive, deci trebuie sa satisfaca *principiul cauzalitatii* – efectul nu poate precede cauza. Filtrele optice sunt bilaterale, putand lucra atat la frecvente pozitive, cat si la cele negative;
- semnalele electrice pot fi atat pozitive, cat si negative, pe cand semnalale optice au numai valori pozitive.

5.2 Elementul optic liniar invariant spatial

5.2.1 Consideratii generale

Sistemele optice complexe pot fi reprezentate sub forma unei conexiuni de elemente optice liniare, care de obicei se termina cu un element neliniar – receptorul de radiatie. Conditia de liniaritate a elementului optic inseamna ca semnalul de la iesire este rezultatul superpozitiei semnalelor elementare (5.1.1).

O serie de elemente optice liniare indeplinesc si conditia de invarianta spatiala, adica forma semnalului optic de la iesire nu depinde de punctul in care se aplica semnalul de la intrare.

In acest caz, elementul optic liniar si invariant spatial satisface conditia $s_i(x+\Delta x, y+\Delta y) \rightarrow s_e(\xi+\Delta\xi, \eta+\Delta\eta)$, unde s(x,y) este semnalul optic care se propaga prin sistemul optic. Pentru un astfel de element semnalul de iesire reprezinta o integrala de convolutie

$$s_e(\xi,\eta) = \int_X\int_Y s_i(x,y)w(\xi-x,\eta-y)dxdy\,. \qquad (5.12)$$

Intrucat in afara limitelor XY semnalul $s_i(x,y) = 0$, limitele de integrare se pot extinde pana la $\pm\infty$. In acest caz integrala (5.12) se poate scrie sub forma simbolica (pentru opreratia de convolutie)

$$s_e(\xi,\eta) = s_i(x,y) * w(x,y)\,.$$

Functia w(x,y) este functia pondere a elementului optic si reprezinta raspunsul acestuia cand semnalul de la intrare este o functie impulsului $\delta(x,y)$ - functia Dirac. Astfel, functia pondere caracterizeaza distributia spatiala a amplitudinii semnalului de la iesirea elemntului optic, atunci cand la intrarea acestuia se aplica un semnal cu densitatea de amplitudine $\delta(x,y)$, sau cu amplitudinea $\int_{-\infty}^{+\infty}\delta(x,y)dxdy = 1$.

In optica, functia impuls $\delta(x,y)$ este rezultatul unei abstractizari a sursei de radiatie, devenita sursa punctiforma. Deoarece orice sursa de radiatie are o anumita dimensiune, aceasta se considera punctiforma daca dimensiunea ei este neglijabila in raport cu distanta de observare.

Radiatia emisa de sursa punctiforma se propaga in spatiu sub forma undelor sferice. Daca sursa se afla la infinit, atunci o mica portiune din frontul de unda se poate aproxima cu o suprafata plana, deci un fascicul de raze paralele, cu o distributie constanta a stralucirii.

Semnalul optic de la iesirea elementului optic $s_e(\xi,\eta)$, cand in originea sistemului de axe avem o sursa punctiforma, este

$$s_e(\xi,\eta) = \int_{-\infty}^{+}\int\delta(x,y)w(x-\xi,y-\eta)dxdy = w(x,y). \tag{5.13}$$

Transformata Fourier a functiei pondere reprezinta caracteristica de frecventa a elementului analizat

$$W(j\omega_x, j\omega_y) = \int_{-\infty}^{+\infty}\int w(x,y)e^{-(\omega_x x+\omega_y y)}dxdy. \tag{5.14}$$

Trecerea semnalului optic prin element poate fi analizat ca un proces de *filtrare spatiala*, deoarece spectrul complex al semnalului de iesire este dat de produsul dintre spectrul semnalului aplicat la intrare si caracteristica de frecventa a elementului optic

$$S_e(j\omega_x, j\omega_y) = W(j\omega_x, j\omega_y)S_i(j\omega_x, j\omega_y)$$

si semnalul de iesire

$$s_e(\xi,\eta) = \frac{1}{4\pi^2}\int_{-\infty}^{+\infty}\int W(j\omega_x, j\omega_y)S_i(j\omega_x, j\omega_x)d\omega_x d\omega_y.$$

Intrucat elementul optic se comporta ca un filtru optic, caracteristica de transfer a filtrului poate fi stationara (un invariant spatial) sau nestationara. Clasificarea elementelor optice in stationare si nestationare se face functie de raspunsul filtrului la semnalul $\delta(x,y)$. Asadar, aplicand semnalul δ(x,y) in punctul (0,0), functia pondere a elementului este w(x,y). Daca pentru acelasi semnal $\delta(x-\mu,y-\nu)$ aplicat in punctul (μ,ν) functia pondere a elementului este $w(x,y)$, elementul este stationar (un invariant spatial), iar daca functia pondere este $w(x-\mu,y-\nu)$, elementul este nestationar.

5.2.2 Functia indiciala a elementului optic

Functia indiciala h(x,y) a unui element optic reprezinta raspunsul acestuia la un semnal optic de tip trepta unitara (fig. 5.4). Semnalul treapta unitara, notat σ(x,y), are expresia analitica

$$\sigma(x,y)=\begin{cases}0 & \text{pentru} \quad x<x_0, y<y_o,\\ 1 & \text{pentru} \quad x\geq x_0, y\geq y_o\end{cases}$$

si reprezinta transmisia optica a deschiderii unui ecran. Raportand deschiderea ecranului la un sistem de axe carteziene, semnalul σ(x,y) reprezinta transmisia semiplanului (x,y) > 0, sau a unei portiuni din acesta.

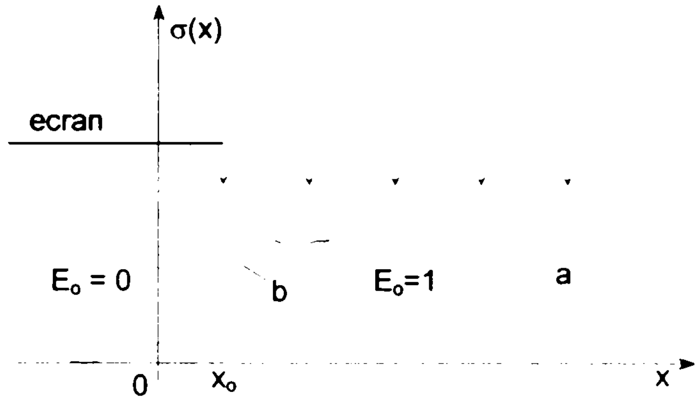


Fig. 5.4
a – semnal de intrare (semnal treapta unitara);
b – semnal de iesire(iluminarea in planul x,y, E_o=1.

Semnalul σ(x,y) poate fi unidimensional sau bidimensional. Daca variatia transmisiei se produce numai in lungul axei x sau y, semnalul este unidimensional. Semnalul prezentat in fig. 5.5 este unidimensional, deoarece in punctul x = x_o, transmisia σ(x) are un salt – semiplan transparent x > x_o. In directia y, in limitele de la -∞ la +∞., transmisia este aceeasi si egala cu 1. Daca se limiteaza si coordonata y, semnalul obtinut va fi un semnal treapta bidimensional.

In cazul semnalelor treapta unidimensionale raspunsul elementului se studiaza numai dupa coordonata x. Pentru a determina acest raspunsul, trebuie cunoscuta functiatia pondere w(x), dupa coordonata x sau y, egala cu

$$w(x)=\int_{-\infty}^{+\infty} w(x,y)dy\ , \tag{5.15}$$

care, de fapt, reprezinta distributia de amplitudine in sectiunea facuta de planul x = x_o in functia w(x,y). Considerand semnalul σ(x) ca fiind format dintr-o infinitate de semnale δ(x), atunci integrala (5.15) va reprezenta raspunsul sau functia indiciala a elementului optic la un semnal treapta unitara aplicat la intrare.

$$h(x)=\int_{-\infty}^{x} w(x)dx. \qquad (5.16)$$

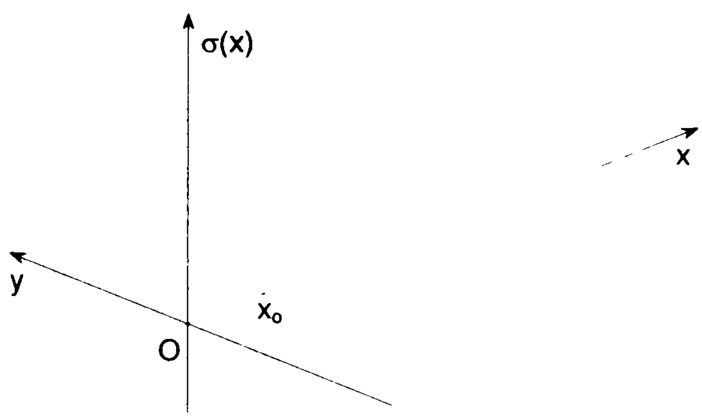


Fig.5.5

5.2.3 Elementul optic amplificator

Elementul optic amplificator are functia pondere de forma $w(x,y) = k\delta(x,y)$.

Elementul optic amplificator poate fi un sistem optic lipsit de fenomenul de difractie si corectat de aberatii (sistemul optic ideal)

Caracteristica de frecventa a elementului amplificator este

$$W(j\omega_x, j\omega_y) = \int\int_{-\infty}^{+\infty} w(x,y)e^{-j(\omega_x x+\omega_y y)}dxdy = k. \tag{5.17}$$

Din relatia (5.17) rezulta ca elementul amplificator multiplica cu aceeasi marime k toate componentele spectrale ale semnalului de intrare.

Functia indiciala a elementului amplificator

$$h(x,y) = \int_{-\infty}^{x}\int_{-\infty}^{y} w(x,y)dxdy = \begin{cases} k \ \ pentru \ \ x \geq 0, y \geq 0, \\ 0 \ \ pentru \ \ x < 0, \ y < 0. \end{cases} \tag{5.18}$$

Relatia (5.18) scoate in evidenta faptul ca elementul amplificator multiplica marimea semnalului de la intrare cu marimea k.

5.2.4 Elementul de deplasare

Acest element asigura deplasarea fasciculului de raze si are urmatoarea functie pondere $w(x,y) = \delta(x-x_o,y-y_o)$.

Functia caracteristica a elementului de deplasare

$$W(j\omega_x, j\omega_y) = \int\int_{-\infty}^{+\infty} \delta(x-x_o, y-y_o)e^{-j(\omega_x x+\omega_y y)}dxdy = e^{-j(\omega_x x+\omega_y y)}. \tag{5.19}$$

Caracteristica de amplitudine – frecventa a elementului este

$$W(\omega_x, \omega_y) = 1;$$

Caracteristica faza – frecventa

$$\Phi(\omega_x, \omega_y) = \omega_x x + \omega_y y.$$

Functia indiciala este

$$h(x,y) = \int_{-\infty}^{x}\int_{-\infty}^{y} \delta(x-x_o, y-y_o)dxdy = \begin{cases} 1 \ \ pentru \ \ x \geq x_o, \ y \geq y_o, \\ 0 \ \ pentru \ \ x < x_o, y < y_o. \end{cases} \tag{5.20}$$

5.2.5 Elementul (diafragma) cu deschidere circulara

Are urmatoarea functie pondere (fig. 5.6)

$$w(x,y)=\begin{cases}1 \ \ pentru \ \ x^2+y^2\le r_o^2,\\ 0 \ \ pentru \ \ x^2+y^2>r_o^2.\end{cases}$$

Pentru determinarea caracteristicii de frecventa a diafragmei se aplica transformata Hankel

$$W(\omega)=2\pi\int_0^{r_o}\rho J_o(\rho\omega)d\rho=\pi r_o^2\,\frac{J_1(\omega r_o)}{\omega r_o}.$$

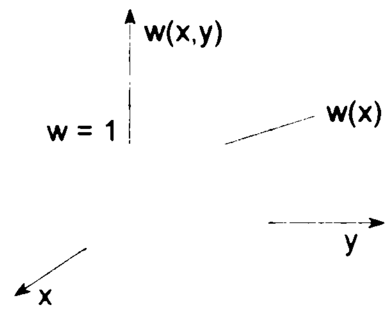


Fig.5.6

Functia pondere unidimensionala

$$w(x)=\int_{-y}^{y}w(x,y)dy=2\sqrt{r_o^2-x^2}\ . \qquad (5.21)$$

Functia indiciala

$$h(x)=\frac{2}{\pi r_o^2}\int_{-r_o}^{x}\sqrt{r_o^2-x^2}=\frac{1}{2}-\frac{1}{\pi}\arcsin\frac{x}{r_o}-\frac{x}{r_o\pi}\sqrt{1-\left(\frac{x}{r_o}\right)^2}\ . \qquad (5.22)$$

5.2.6 Element cu functia pondere de forma dreptunghiulara

Are urmatoarea expresie analitica (fig.5.7, a)

$$w(x,y)=\begin{cases}1 \ \ pentru \ \ |x|\le a/2 \ \ si \ \ |y|\le b/2,\\ 0 \ \ pentru \ \ |x|>a/2 \ \ si \ \ |y|>b/2.\end{cases}$$

Se inlocuieste in (5.16) si rezulta functia indiciala (fig.5.7, b)

$$w(x)=\frac{1}{ab}\int_{-\frac{b}{2}}^{+\frac{b}{2}}w(x,y)dy=\frac{1}{a} \ \ \text{si} \ \ h(x)=\int_{-\frac{a}{2}}^{x}w(x)dx=\frac{1}{2}+\frac{x}{a}$$

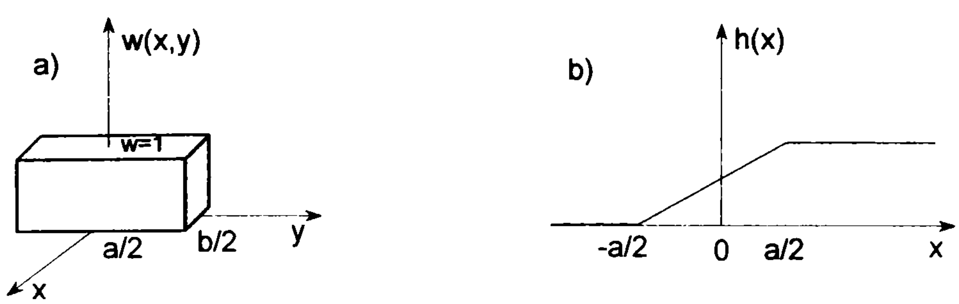


Fig.5.7

5.3 Difractia in sisteme optice liniare si invariante spatial

5.3.1 Notiuni generale

Se considera ca datorita unei surse de radiatie monocromatica nespecificata, o unda plana este incidenta la planul (x,y) al sistemului de axe cartezian xyzO. Distributia de amplitudine a campul de radiatie (perturbatia) produs de unda la suprafata planului (x,y) este $f_o(x,y,0) = Ae^{-j\omega t}$. Unda se propaga in directia axei Oz si trebuie determinata distributia de amplitudine $f(x,y,z)$ intr-un plan oarecare z ≠ 0.

Transformata Fourier a functiei $f_0(x,y)$ in planul z = 0 este

$$F_o(u,v) = \int_{-\infty}^{+\infty}\int f_o(x_o,y_o)e^{-j(x_o u+y_o v)}dx_o dy_o\,. \tag{5.25}$$

Functia $f_o(x_o,y_o)$ prin intermediul integralei (5.25) este descompusa intr-o suma de functii exponentiale. Se considera o unda plana de ecuatie $f(\bar{r}) = Ae^{-j(\omega t-\bar{k}\bar{r})} = Ae^{j\bar{k}\bar{r}}e^{-j\omega t}$, unde $Ae^{\bar{k}\bar{r}}$ este amplitudinea complexa a undei. In sistemul de axe carteziene ales amplitudinea complexa a undei are expresia $f(x,y,z) = Ae^{jk(xm+yn+zl)}$ si reprezinta ecuatia in complex a unei unde plane, care se propaga pe directia definita cu cosinusii directori m = cosα, n = cosβ si l = cosγ. Se observa ca directia de propagare a undei plane poate fi definita numai cu doi parameti directori, al treilea rezultand din relatia $l = \pm\sqrt{1-m^2-n^2}$. In acest caz, functia f(x,y,z) in planul z = 0, este $f(x,y,0) = Ae^{j(xm+yn)}$ si reprezinta tot o unda plana, de amplitudine A ce se propaga dupa directia (m,n) si $l = \pm\sqrt{1-m^2-n^2}$.

De aici rezulta ca si transformata Fourier inversa

$$f_o(x_o,y_o) = \int_{-\infty}^{+\infty}\int F(u,v)e^{j(ux_o+vy_o)}dudv\,, \tag{5.26}$$

reprezinta o suma infinita de unde plane care au amplitudinea F(u,v)dudv, unde u = m/λ si v = n/λ. Functia F(u,v) are semnificatia unei densitati de amplitudine – distributia amplitudinilor dupa unghiurile u = m/λ si v = n/λ a directiei de propagare a undelor plane. Din aceste motive F(u,v) se numeste *spectrul unghiular* al fuctiei $f_o(x_o,y_o)$. Din analiza ecuatiei (5.26) rezulta distributia de amplitudine in planul z

$$f(x,y,z) = \int_{-\infty}^{+\infty}\int F(u,v)e^{\pm jk\sqrt{1-m^2-n^2}}e^{j2\pi(ux+vy)}dudv\,.$$

5.3.2 Efectul aperturii asupra functiei F(u,v)

Se considera o apertura cu functia de transmisie t(x,y) definita astfel:

$$t(x,y)=\begin{cases}1 & pentru\ (x,y)\in\Sigma,\\ 0 & pentru\ (x,y)\notin\Sigma\end{cases}$$

Daca $f_o(x,y)$ este distributia de amplitudine a campului de radiatie la intrare in apertura, atunci la iesirea acesteia distributia de amplitudine are expresia

$$f(x,y)=f_o(x,t)t(x,y). \tag{5.27}$$

Daca se aplica transformata Fourier asupra expresiei (5.27), rezulta

$$F(u,v)=F_o(u,v)*T(u,v), \tag{5.28}$$

deci, spectrul unghiular la iesire din deschidere este un produs de convolutie intre spectrul unghiular de la intrare si transmisia in frecventa a deschiderii.

Prin definitie, spectrul unghiular al aperturii este

$$T(u,v)=\iint_{-\infty}^{+\infty} t(x,y)e^{-j2\pi(ux+vy)}dxdy. \tag{5.29}$$

In acest caz, rezulta ca spectrul unghiular la iesirea din apertura este un produs de convolutie intre spectrul unghiular neperturbat de la intrare si spectrul unghiular al aperturii.

Un caz particular este acela in care apertura este iluminata de o singura unda plana de amplitudine A = 1, deci $f(x,y,0)=e^{j2\pi(xu+yv)}$. Spectrul unghiular al acestei unde particulare este

$$F_o(u,v)=\iint_{-\infty}^{+\infty} e^{j2\pi(ux+vy)}dudv=\delta(u,v)$$

si inlocuind in (5.28), se obtine

$$F(u,v)=\delta(u,v)*T(u,v)=T(u,v) \tag{5.30}$$

Din (5.30) rezulta ca spectrul transmis de o deschidere, cand la intrare se aplica o unda plana, de forma impuls Dirac: $F_o(u,v)=\delta(u,v)$, este $T(u,v)$, adica spectrul unghiular al functiei de transmisie a aperturii. Fenomenul de propagare a radiatiei de la planul z = 0, la planul z, poate fi considerat in termenii teoriei sistemelor, ca fiind

$$f(x,y,z)=S[f_o(x,y,z)],$$

unde S este un operator matematic, specific spatiului de propagare sau al sistemului optic.

Fenomenul de propagare este caracterizat prin functia de transfer

$$H(u,v) = \frac{F(u,v,z)}{F_o(u,v)}. \tag{5.31}$$

In concluzie, fenomenul de propagare a radiatiei printr-o apertura trebuie privit ca o operatie de filtrare de frecvente spatiale. Rolul de filtrare spatiala este indeplinita de apertura.

Orice deschidere (apertura) se comporta ca un filtru trece jos. Se considera un obiect transparent, cu functia de transmisie $t_o(x,y)$, Iluminat de o unda plana monocromatica de amplitudine A, incidenta normal la acesta. Campul de radiatie incident la suprafata obiectului este $f_o(x,y) = Ae^{-j\omega t}$. Campul de radiatie emergent de la suprafata obiectului este $f(x,y) = At_o(x,y)e^{-j\omega t}$. Amplitudinea complexa a undei emergente este $At_o(x,y)$. Dimensiunea finita a campului de vedere al sistemului optic (fig. 5.8) este evidentiata in calcul asociindu-i o *functie de apertura* (functi pupilara) cu urmatoarea expresie

$$P(x,y) = \begin{cases} 1 & pentru \quad (x,y) \in \Sigma, \\ 0 & pentru \quad (x,y) \notin \Sigma. \end{cases},$$

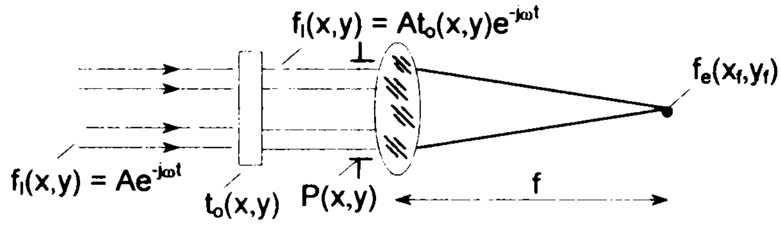


Fig.5.8

unde Σ es e suprafa a aper urii len ilei.

Distributia campului de radiatie (amplitudinea complexa a campului de radiatie) in planul focal (x_f,y_f) este

$$f(x_f,y_f) = C\int_{-\infty}^{+\infty}\int f(x,y)P(x,y)e^{-j\frac{2\pi}{\lambda f}(xx_f+yy_f)}dxdy.$$

Distributia de amplitudine a campului de radiatie in planul focal (x_f,y_f) este proportionala cu transformarea Fourier bidimensionala a portiunii campului incident subanscris lentilei. Intensitatea in planul focal este

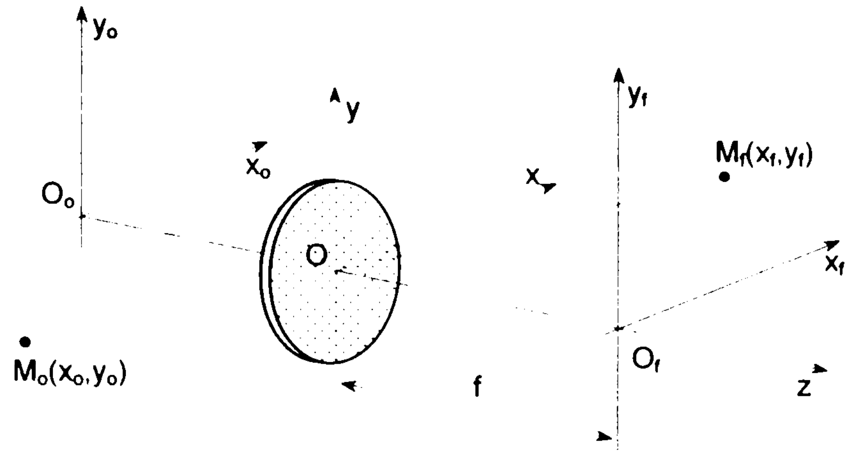
$$I(x_f,y_f) = C^2\left|\int_{-\infty}^{+\infty}\int f(x,y).P(x,y)e^{-j\frac{2\pi}{\lambda f}(xx_f+yy_f)}dxdy\right|^2 \tag{5.32}$$

Amplitudinea complexa produsa in planul imagine de toate razele plecate din spatiul obiect, pe directia $\alpha \approx x_f/f$ si $\beta \approx y_f/f$ si care se intalnesc in punctul M_f (cu M_oM_f – o raza care trece prin centrul lentilei, fig.5.9) este

$$f(x_f,y_f) = C\int_{-\infty}^{+\infty}\int f(x,y)P(x,y)e^{-j\frac{2\pi}{\lambda f}(xx_f+yy_f)}dxdy.$$

Din numarul foarte mare de raze plecate din spatiul obiect, pe directia (α,β), datorita aperturii lentilei numai un anumit numar de raze va trece spre sistemul optic.

Fig.5.9



Lucrurile se petrec, ca si cum apertura lentilei ar fi proiectata in spatiul obiect, dupa raza M_oM_f care trece prin centrul lentilei. Intrucat raza M_oM_f nu este perpendiculara pe apertura lentilei, proiectia acesteia in planul obiect este o elipsa. In punctul M_f vor ajunge numai razele plecate din interiorul suprafetei proiectate si care se propaga dupa directia (α,β).

Limitarea numarului de raze care traverseaza sistemul optic poarta numele de vignetare. Acest efect este neglijabil daca obiectul are dimensiuni reduse si este dispus la o distanta mare fata de sistemul optic.

5.3.3 Transmisia radiatiei printr-o apertura de o forma oarecare

Perturbatia produsa de radiatie in punctul P este rezultatul unei suprapuneri de unde secundare emise de fiecare punct al suprafetei deschiderii interpusa intre sursa punctiforma care emite o radiatie monocromatica si punctul de observatie P. Fasciculul de raze paralele provenit de la sursa punctiforma are fata de normala la deschidere directia definita cu cosinusii directori (m_o,n_o,l_o). Fenomenul de difractie apare ca o consecinta a suprapunerii undelor plane emise de fiecare punct al deschiderii, in directia (m,n,l) – variabila. Aceste unde [illegible] ut sunt unde sferice, la distanta mare de sursa devin unde plane. Fenomenul de difractie poate fi observat in planul focal al unei lentile. In punctul P (fig.5.10) se formeaza imaginea fasciculului de raze care se propaga pe directia (m,n,l). Perturbatia care apare pe ecran ca urmare a fenomenului de difractie este data de integrala

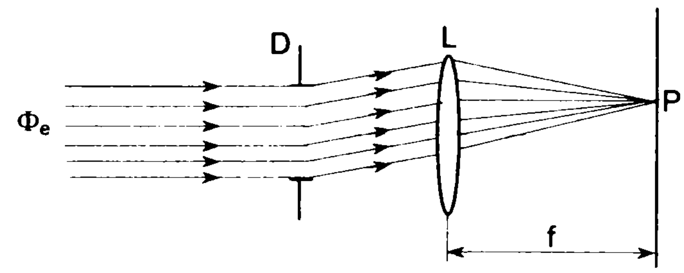


Fig. 5.10

$$U(P) = C\int_A e^{-jk(p\xi+q\eta)}d\xi d\eta\,, \qquad (5.33)$$

unde p si q sunt cosinusii directori ai directiei pe care se face observatia, $p = \cos\alpha$, cu α unghiul format de raza cu axa ξ, $q = \cos\beta$, cu β unghiul format de raza cu axa η; *U(P)* – perturbatia sau amplitudinea complexa rezultanta a undelor suprapuse in punctul P variabil, A – suprafata deschiderii.

Integrala (5.33) se poate scrie sub forma unei integrale Fourier

$$U(p,q) = \int_{-\infty}^{+\infty}\int G(\xi,\eta)e^{-jk(p\xi+q\eta)}d\xi d\eta\,, \tag{5.34}$$

unde $G(\xi,\eta)$ este functia pupilara, definita astfel

$$G(\xi,\eta) = \begin{cases} C & pentru\,(\xi,\eta)\in D, \\ 0 & pentru\,(\xi,\eta)\notin D. \end{cases} \tag{5.35}$$

Constanta C din fata integralei (5.33) se determina pe baza legii conservarii energiei radiante incidente pe deschiderea A. Fie aceasta energie egala cu *E*, care se distribue pe fiecare directie de propagare a radiatiei dupa deschidere. Figura de difractie se obseva in planul (p,q). Amplitudinea rezultanta in punctul P (fig.5.8) este *U(p,q)*, unde p si q sunt cosinusii directori ai directiei de propagare. Densitatea de energie in punctul P este $|U(p,q)|^2$, iar energia care revine unui element de suprafata *dpdq* este $dE = |U(p.q)|^2 dpdq$. Pe suprafata planului (p,q) se regaseste intreaga energie radianta *E*, adica

$$\int_{-\infty}^{+\infty}\int |U(p,q)|^2 dpdq = E$$

Conform teoremei lui Parcevalle se poate scrie

$$\int_{-\infty}^{+\infty}\int |G(\xi,\eta)|^2 d\xi d\eta = \frac{1}{\lambda^2}\int_{-\infty}^{+\infty}\int |U(p,q)|^2 dpdq\,, \tag{5.36}$$

sau dupa efectuarea integralei, se obtine $C^2D = E/\lambda^2$, unde C este o constanta specifica functiei pupilare, de arie D.

Daca functia pupilara $G(\xi,\eta)$ este definita cu relatia (5.34) atunci, pentru un fascicul de raze paralele monocromatice incidet pe deschiderea de arie D, cu energia E din deschidere, constanta C a functiei pupilare are valoarea $C = \frac{1}{\lambda}\sqrt{\frac{E}{D}}$, iar integrala (5.33) devine

$$U(p,q) = \frac{1}{\lambda}\sqrt{\frac{E}{D}}\int_{-\infty}^{+\infty}\int e^{-jk(p\xi+q\eta)}d\xi d\eta\,.$$

Intensitatea radiatiei in centrul figurii de difractie este

$$I(0,0)=|U(0,0)|^2=\frac{1}{\lambda^2}\frac{E}{D}\left(\int_{-\infty}^{+\infty}\int d\xi d\eta\right)^2=C^2D^2$$

In continuare sunt analizate cateva deschideri avand forma geometrica de dreptunghi, cerc, elipsa si romb.

5.3.4. Transmisia radiatiei printr-o deschidere dreptunghiulară

Se alege originea sistemului de axe in centrul dreptunghiului, avand axele paralele cu laturile acestuia. Perturbatia produsa de un fascicul de raze paralele monocromatice, cu lungimea de unda λ, incident normal pe deschiderea dreptunghiulara (fig. 5.11), cu functia de transmisie

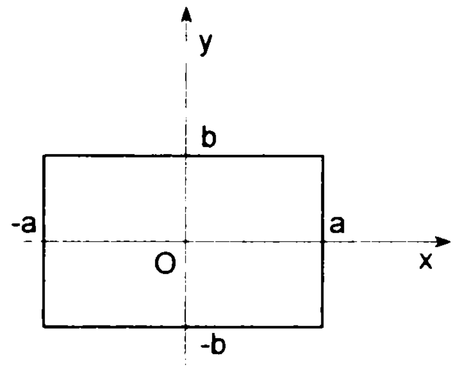


Fig.5.11

$$G(\xi,\eta)=\begin{cases} C & pentru\ |\xi|\le a\ si\ |\eta|\le b; \\ 0 & pentru\ |\xi|>a\ si\ |\eta|>b, \end{cases}$$

si cu distributia de amplitudine

$$U(p,q)=\int_{-\infty}^{+\infty}\int G(\xi,\eta)e^{-jk(p\xi+q\eta)}d\xi d\eta=\frac{4C}{k^2pq}\sin kpa.\sin kqb.$$

Intensitatea radiatiei in figura de difractie obtinuta este

$$I(p,q)=U(p,q)U^*(p,q)=16C^2a^2b^2\left(\frac{\sin kpa}{kpa}\right)^2\left(\frac{\sin kqb}{kqb}\right)^2. \tag{5.37}$$

Daca E este energia radianta incidenta pe deschiderea de arie D = 4ab, atunci din relatia (5.36) rezulta intensitatea radiatiei in centrul figurii de difractie

$$I_o=I(0,0)=C^2D^2=16a^2b^2C^2,$$

Deci

$$I(p,q)=I_o\left(\frac{\sin kpa}{kpa}\right)^2\left(\frac{\sin kqb}{kqb}\right)^2$$

In tabelul alaturat s-au trecut primele 5 maxime ale functiei $(\sin x/x)^2$. Graficul acestei functii este prezentat in fig. 5.12. Maximul principal al functiei $I(p,q)/I_0$ este 1 si se obtine pentru x = 0. Functia ia valori minime pentru $x=\pm\pi$; 2π, $\pm3\pi$,...

Intre aceste minime sunt dispuse maximele functiei rezultate din ecuatia tgx = x.

x	$(\sin x/x)^2$
0	1
1,43π = 4,493	0,04718
2,459π = 7,725	0,01694
3,47π = 10,90	0,00834
4,479π = 14,07	0,00503

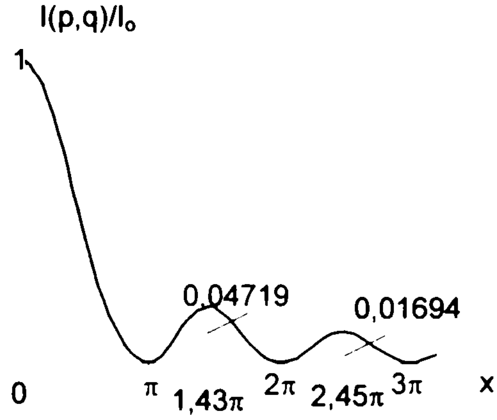


Fig.5.12

Se observa ca intensitatea I(p,q) este nula dupa linii paralele cu laturile dreptunghiului. Pozitia acestor nuluri se determina din relatiile $kpa = \pm u\pi$ si $kqb = \pm v\pi$, cu u,v = 1,2,3, ... Trebuie remarcat ca cu cat este mai mare deschiderea dreptunghiului, cu atat mai mica va fi imaginea de difractie formata. Cazul analizat este specific unei radiatii monocromatice coerente. Trecerea de la imaginea de difractie formata de o sursa punctiforma coerenta la imaginea de difractie produsa de o sursa cu o anumita suprafata se face prin integrare. Trebuie subliniat ca in cazul surselor cu o anumita suprafata, dar coerente, se integreaza amplitudinea complexa, in schimb, in cazul surselor de suprafata necoerente se integreaza intensitatea.

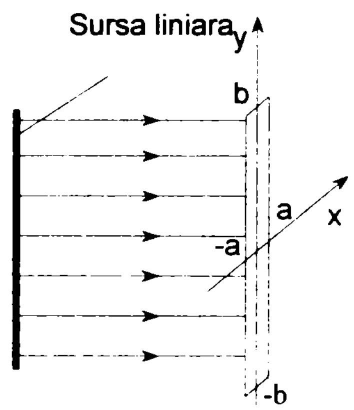


Fig.5.13

Un caz deosebit este acela al imaginii de difractie produsa de o sursa liniara necoerenta (fig. 5.13). Se presupune ca fanta are dimensiunea b foarte mare in comparatie cu dimensiunea a, deci este indeplinita conditia a<< b. In acest caz fenomenul de difractie apare numai in directia axei x. Un punct oarecare al sursei liniare va produce in punctul P, situat dupa fanta, o figura de difractie cu intensitate

$$I(p,q) = I_o\left(\frac{\sin kpa}{kpa}\right)^2\left(\frac{\sin kqb}{kqb}\right)^2.$$

Fenomenul de difractie apare numai dupa axa x, deci pentru a afla intensitatea radiatiei in figura de difractie produsa de intreaga sursa trebuie sa se integrese dupa coordonata q

$$I = \int_{-\infty}^{+\infty} I(P)dq = I_o\left(\frac{\sin kpa}{kpa}\right)^2 \frac{1}{kb}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{(\sin kqb)^2}{(kqb)^2}d(kqb) = \frac{\pi I_o}{kb}\left(\frac{\sin kpa}{kpa}\right)^2$$

5.3.5 Transmisia radiatiei printr-o deschidere circulară

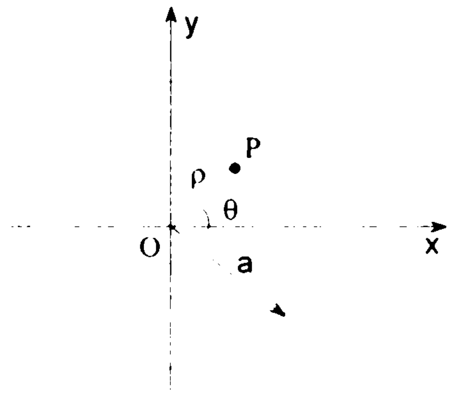


Fig.5.14

Analog se poate studia difractia Fraunhhofer pe un orificiu circular (fig. 5.14). In acest scop sunt folosite coordonatele polare. Fie (ρ,θ) coordonatele polare ale unui punct din deschiderea circulara si coordonatele carteziene x = ρcosθ si y = ρsinθ. Fie P un punct din tabloul de difractie, de coordonate (w,φ), cu p = wcosφ si q = wsinφ. Se observa ca $w=\sqrt{p^2+q^2}$, este unghiul format de directia considerata (p,q) si axa sistemului de axe (axa z). Perturbatia in punctul P este

$$U(P)=C\int_0^a\int_0^{2\pi} e^{-jk\rho w\cos(\theta-\varphi)}\rho d\rho d\theta,$$

sau

$$U(P)=2\pi C\int_0^a J_o(kw\rho)\rho d\rho.$$

Utilizand formula de recurenta $\frac{d}{dx}[x^{n+1}J_{n+1}(x)]=x^{n+1}J_n(x)$, pentru n = 0 se obtine $\frac{d}{dx}[xJ_1(x)]=xJ_o(x)$, formula care permite calculul amplitudinii perturbatiei in figura de difractie

$$U(P)=\pi a^2 C\left[\frac{2J_1(kaw)}{kaw}\right].$$

Intensitatea radiatiei in figura de difractie este

$$I(P)=|U(P)|^2=I_o\left[\frac{2J_1(kaw)}{kaw}\right]^2,\ \text{unde}\ I_o=\frac{ED}{\lambda^2}=\frac{\pi a^2 E}{\lambda}.$$

Distributia intensitatii in jurul imaginii geometrice a punctului este descrisa de functia

$$y=\left[\frac{2J_1(z)}{z}\right]^2.$$

Primul maxim al figurii de difractie se determina din relatia $\frac{dy}{dz}=2\frac{d}{dz}\left[\frac{J_1(z)}{z}\right]$

Energia radianta continuta in cercului central de difractie, de raza w_o (corespunzatoare primului minim) este

$$L(w_o)=\frac{1}{E}\int_0^{2\pi}\int_0^{w_o}I(w)w\,dw\,d\varphi=2\int_0^{kwa}\frac{j_1^2(z)}{z}dz\,.$$

Din relatia de recurenta prezentata, prin derivare in raport cu variabila x, apoi prin inmultire cu $J_1(x)$, rezulta

$$\frac{j_1^2(x)}{x}=-\frac{1}{2}\frac{d}{dx}[J_o^2(x)+J_1^2(x)]\,.$$

In final, se obtine: $L(w_o)=1-J_o^2(kw_oa)-J_1^2(kw_oa)$

[illegible]	[illegible]	[illegible]
0	1	
1,22π = 3,832	0	0.162
1,635π = 5,136	0,0175	
2,233π = 7,016	0	0,090
2,679π = 8,417	0.0042	
3,238π =10,174	0	0,067
3,[illegible]99π =11,[illegible]	[illegible]	

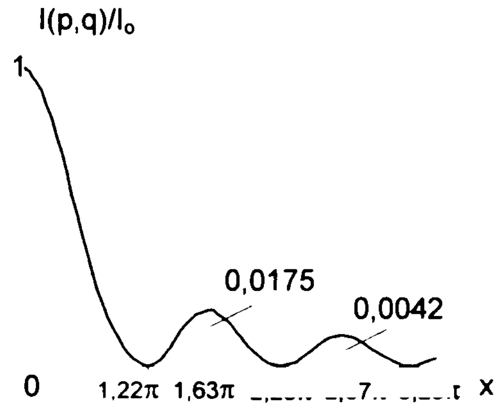


Fig.5.15

In tabelul alaturat s-au trecut primele 4 maxime ale functiei $y=[2J_1(z)/z]^2$. Graficul acestei functii este prezentat in fig. 5.15.

Daca E_o este energia ce revine intregii figuri de difractie, atunci conform relatiei (2) energia continuta in primul cerc de difractie este: $kaw_o = 3,832$, sau $L_1 = 1 - 0,162 = 0,838$ sau 83,8%din E_o. Energia continuta in primele doua cercuri de difractie este $L_2 = 1 - 0,09 = 0,91$ sau 91% din E_o. Asemanator, se obtine $L_3 = 1 - 0,062 = 0,938$, sau 93,8% din E_o.

5.4 Caracteristica de frecventa sau functia de transfer optic a unui sistem (element) optic

5.4.1 Consideratii generale

In cazul unui sistemul sau elementul optic, considerate *liniare* si *invariante* spatial, la determinarea semnalului de iesire sau a raspunsului se poate folosi *metoda armonica*. Aceasta metoda se bazeaza pe descompunerea semnalului optic aplicat la intrare $u_i(x_i,y_i)$ in componente armonice folosind integrala Fourier. Daca se determina raspunsul pentru fiecare componenta in parte, atunci semnalul la iesire va reprezenta suma raspunsurilor tuturor componentelor armonice.

Intre amplitudinile elementare $dU_i(j\omega_x, j\omega_y)$ si $dU_e(j\omega_x, j\omega_y)$ ale componentelor armonice de frecvente spatiale (ω_x,ω_y) ale semnalelor aplicate la intrare si a celor rezultate la iesire, exista relatia

$$dU_e(j\omega_x, j\omega_y) = F(j\omega_x, j\omega_y)dU_i(j\omega_x, j\omega_y)$$

unde $F(j\omega_x, j\omega_y)$ este functia de transfer a sistemului optic (FTO) si caracterizeaza comportarea acestuia fata de frecventele spatiale ale functiei obiect $u_i(x_i,y_i)$.

Se considera in spatiul obiect, raportat la un sistem de axe cartezian x_o,O,y_o, o sursa punctiforma dispusa in punctul (x_o,y_o). Datorita fenomenului de difractie, in planul imagine se formeaza o figura de difractie, cu centrul in punctul (x_o,y_o). Amplitudinea complexa a perturbatiei, in limitele figurii de difractie, se modifica dupa legea $a(x,y) = a_o h(x,y)$, unde a_o este amplitudinea perturbatiei in centrul figurii de difractie (x_o,y_o), iar $h(x,y)$ - o functie a carei distributie arata de cate ori se micsoreaza valoarea amplitudinii perturbatiei in punctul (x,y) fata de punctul (x_o,y_o).

In cazul sistemelor sau elementelor optice invariante spatial, valoarea functiei h in punctul (x,y) depinde numai de distanta de la centrul figurii de difractie (x_o,y_o) la punctul (x,y), adica este functie de diferenta dintre coordonate $\Delta x = x_o - x$, $\Delta y = y_o - y$, deci $h(\Delta x,\Delta y) = h(x_o - x, y_o - y)$. Rezulta ca, densitatea de amplitudine in figura de difractie formata in planul imagine, in punctul (x,y), este $a(x,y) = a(x_o,y_o)h(x_o - x, y_o - y)$.

Daca in planul obiect se considera o sursa cu o anumita suprafata, cu distributia de amplitudine a campului de radiatie $a(x_o,y_o)$, atunci amplitudinea vibratiei optice produsa de elementul de suprafata $dx_o dy_o$ al sursei, in punctul (x,y) din planul imagine, este

$$da(x,y) = a(x_o,y_o)h(x_o - x, y_o - y)dx_o dy_o.$$

In cazul iluminarii coerente a planului imagine, adunand toate amplitudinile complexe din jurul punctului (x_o,y_o), se obtine distributia de amplitudine a semnalului de iesire

$$a(x,y) = \int_{-\infty}^{+\infty}\!\!\int a(x_o,y_o)h(x_o - x, y_o - y)dx_o dy_o. \tag{5.39}$$

In cazul unei iluminari cu radiatie necoerenta, distributia de intensitate in jurul punctului (x_o,y_o) din planul imagine este

$$I(x,y) = \int_{-\infty}^{+\infty}\!\!\int |a(x_o,y_o)|^2 H(x_o - x, y_o - y)dx_o dy_o. \tag{5.40}$$

Integralele (5.39) si (5.40) reprezinta integrale de convolutie. Daca asupra lor se aplica transformata Fourier, rezulta

$$a(\omega_x,\omega_y) = h(\omega_x,\omega_y).a_o(\omega_x,\omega_y) \tag{5.41}$$

si

$$I(\omega_x,\omega_y) = H(\omega_x,\omega_y).A_o(\omega_x,\omega_y), \tag{5.42}$$

unde $h(\omega_x,\omega_y)$ si $H(\omega_x,\omega_y)$ sunt functiile de transfer ale sistemului optic (elementului optic) in cazul iluminarii coerente, respectiv necoerente. Din cele prezentate mai sus rezulta ca un sistem optic care lucreaza cu radiatie coerenta este *liniar in amplitudine*, iar sistemul optic care lucreaza cu radiatie necoerenta este *liniar in intensitate.*

Un sistem optic sau un element optic poate fi descris cu ajutorul urmatoarelor functii:

- functia imaginea sursei punctiforme sau functia pondere a sistemului/elementului optic, notate cu h(x,y) sau H(x,y) – transmisia in amplitudine, respectiv in intensitate a sistemului/elementului optic;

- caracteristica de frecventa spatiala (functia optica de transfer) a sistemului/elementului, notate cu $h(\omega_x,\omega_y)$ sau $H(\omega_x,\omega_y)$ – FTO in amplitudine, respectiv in intensitate.

Semnificatia fizica a FTO rezulta imediat daca se considera ca in planul obiect exista o sursa de tip retea sinusoidala, cu amplitudinea 1, $a_o(x_o,y_o) = \sin(\omega_x x_o + \omega_y y_o)$ sau sub forma exponentiala $e^{j(\omega_x x_o + \omega_y y_o)}$.

Semnalul (in amplitudine) la iesirea din retea este

$$a(x,y) = \iint\limits_{-\infty}^{+\infty} a(x_o,y_o)h(x_o-x,y_o-y)dx_o dy_o = \iint\limits_{-\infty}^{+\infty} e^{j(\omega_x x_o+\omega_y y_o)}h(x_o-x,y_o-y)dx_o dy_o .$$

Se noteaza $x_o - x = u$ si $y_o - y = v$, deci

$$a(x,y) = e^{-j(\omega_x x+\omega_y y)}\iint\limits_{-\infty}^{+\infty} h(u,v)e^{-j(u\omega_x+v\omega_y)}dudv = a_o(x,y)h(j\omega_x,j\omega_y).$$

sau

$$h(j\omega_x,j\omega_y) = h(\omega_x,\omega_y).e^{-j\varphi(\omega_x,\omega_y)} = \frac{a(x,y)}{a_o(x,y)}. \tag{5.43}$$

In cazul iluminarii coerente FTO caracterizeaza masura in care sistemul optic/elementul atenueaza contrastul $h(\omega_x,\omega_y) = |h(j\omega_x,j\omega_y)|$ si decalajul de faza $\varphi(\omega_x,\omega_y) = \arg(j\omega_x,j\omega_y)$ a imaginii reale a obiectului in raport cu imaginea geometrica (ideala). Daca iluminarea produsa de obiect este incoerenta, FTO reprezinta masura in care sistemul optic micsoreaza intensitatea imaginii reale in raport cu imaginea geometrica ideala.

Din relatia (5.41) sau (5.42) rezulta ca un sistem optic se comporta ca un filtru de frecvente spatiale, avand o banda limitata de transmisie a acestora. *Banda* este determinata de apertura sistemului sau elementului optic.

5.4.2 FTO a unui sistem optic

Distributia amplitudinii campului de unde in planul imagine $a(x_i,y_i)$, in cazul aproximatiilor opticii paraxiale, se poate exprima cu ajutorul functiei $f(x,y)$ care reprezinta distributia de amplitudine in pupila de iesire a sistemului optic

$$a(x_i,y_i) = C\int\int_{-\infty}^{+\infty} f(x,y)e^{-j(xx_i+yy_i)}dxdy \ ,$$

unde C este o constanta.

Coordonatele unui punct din pupila de iesire (x,y) sunt legate de coordonatele punctului corespunzator (x_i,y_i) din planul imagine prin relatiile $x = x_i\frac{k}{R}$, $y = y_i\frac{k}{R}$, unde $k = 2\pi/\lambda$ este numarul de unda si R – distanta dintre punctul analizat din planul imagine si centrul pupilei de iesire.

Fie $E(x_i,y_i)$ distributia amplitudinii complexe a imaginii unei surse punctiforme. Distributia de iluminare energetica produsa de sursa in planul imagine a sistemului optic este chiar functia pondere a acestuia: $w(x_i,y_i) = E(x_i,y_i).E^*(x_i,y_i)$, iar transformata Fourier a functii pondere reprezinta caracteristica de frecventa sau FTO a sistemului sau elementului optic analizat

$$H(\omega_x,\omega_y) = \int\int_{-\infty}^{+\infty} E(x_i,y_i).E^*(x_i,y_i)e^{-j(\omega_x x_i+\omega_y y_i)}dx_i dy_i \ . \tag{5.44}$$

Daca F(x',y') este functia pupilara a sistemului optic, atunci distributia de amplitudine in planul imagine se poate scrie ca o transformata Fourier, de forma

$$E(x_i,y_i) = \int_{-\infty}^{+\infty}\int F(x',y')e^{-j\frac{k}{R}(x'x_i+y'y_i)}dx'dy' \ . \tag{5.45}$$

Inlocuind expresiile (5.45) in (5.44), se obtine

$$H(\omega_x,\omega_y) = \int_{-\infty}^{+\infty}\int E^*(x_i,y_i)e^{-j(\omega_x x_i+\omega_y y_i)}dx_i dy_i \int_{-\infty}^{+\infty}\int F(x',y')e^{-j\frac{k}{R}(x'x_i+y'y_i)}dx'dy' \ .$$

Dupa efectuarea calculelor, rezulta

$$H(\omega_x,\omega_y)=\int\!\!\int_{-\infty}^{+\infty}F(x',y')F^*\left[(x'+\frac{R}{k}\omega_x)x_i,(y'+\frac{R}{k}\omega_y)\right]dx'dy' \qquad (5.46)$$

unde F* reprezinta complex-conjugata functiei pupilare F(x',y'). Daca sistemul optic se considera lipsit de aberatii, atunci functia pupilara este constanta pe un cerc de raza $r'=\sqrt{x'^2+y'^2}$ si nula in afara acestuia. Functia F* este identica cu F(x',y'), dar este deplasata fata de aceasta cu distanta $d=\frac{R}{k}\sqrt{\omega_x^2+\omega_y^2}$.

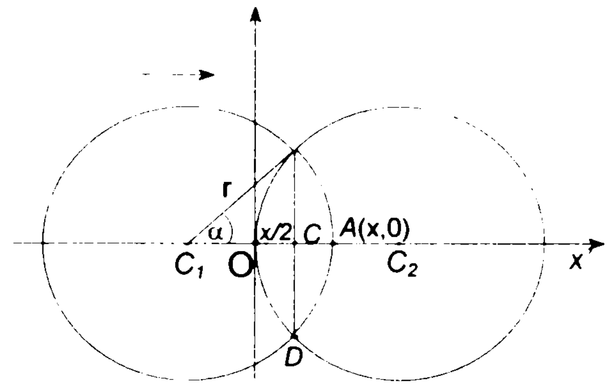


Fig. 5.16

Din integrala (5.46) rezulta ca $H(\omega_x,\omega_y)$ este suprafata comuna a celor doua functii F si F*

Caracteristica de frecventa spatiala normata $H(\omega_x,\omega_y)$ a sistemului optic, cu pupila de iesire de raza r, este $\sigma(x)=\frac{S(x)}{S_{\max}}$, unde $S(x)$ este suprafata comuna a cercurilor reprezentate in fig.5.16 (suprafata celor doua segmente de cerc)

Suprafata unui segment de cerc este: $S_{ABC_1D}-S_{BC_1DC}$,

cu $S_{ABC_1D}=r^2\arccos\frac{r-\frac{x}{2}}{r}$ si $S_{BC_1DC}=\left(r-\frac{x}{2}\right)\sqrt{r^2-\left(r-\frac{x}{2}\right)^2}$, unde $\alpha=\arccos\frac{r-\frac{x}{2}}{r}$.

Suprafata comuna a celor doua cercuri este

$$S_C(x)=2r^2\arccos\frac{r-\frac{x}{2}}{r}-2r(r-\frac{x}{2})\sqrt{1-\left(\frac{r-x/2}{r}\right)^2}$$

Se noteaza $y=\frac{r-\frac{x}{2}}{r}$, cu $0<x<2r$ sau $0<y<1$ si rezulta suprafata relativa comuna a celor doua cercuri

$$\sigma(y)=\frac{S_C(y)}{S_{\max}}=\frac{2}{\pi}[\arccos y-y\sqrt{1-y^2}]. \qquad (5.47)$$

Repetand calculele pentru cazul $2r<x<4r$ si notand $y=\frac{\frac{x}{2}-r}{r}$ se obtine o formula identica cu

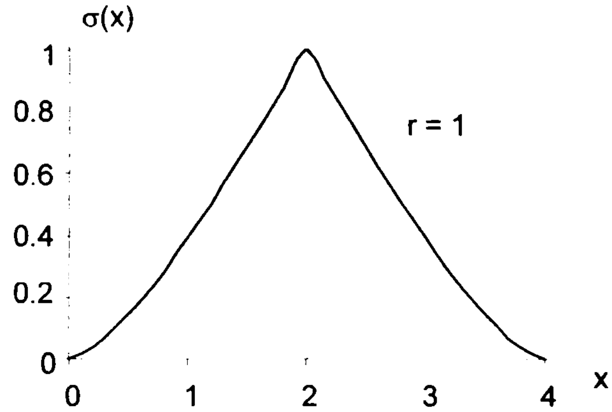


Fig. 5.17

(5.47) pentru suprafata σ(y). In tabelul 5.1 sunt trecute valorile functiei σ(x) pentru 0 < x < 4r, iar in fig 5.17 este reprezentata curba FTO a sistemului optic analizat, construita pe baza formulei (5.47).

Tabelul nr. 5.1

x	σ(x)	x	σ(x)	x	σ(x)
0	0	1.4	0.6238	2.8	0.5046
0.2	0.0373	1.6	0.7470	3	0.3910
0.4	0.1040	1.8	0.8728	3.2	0.2847
0.6	0.1881	2	1	3.4	0.1881
0.8	0.2847	2.2	0.8728	3.6	0.1040
1	0.3910	2.4	0.7470	3.8	0.0373
1.2	0.5046	2.6	0.6238	4	0

5.4.3 Caracteristica de frecventa a diafragnei modulatoare

La determinarea functiei de transfer optic (FTO) a unei diafragmei modulatoare, aceasta se considera ca fiind un element optic liniar. Functia de transfer optica este transformata Fourier directa a functiei de transmisie a diafragmei, care de fapt reprezinta o functie treapta unitate, cu urmatoarea expresie analitica

$$t(x,y)=\begin{cases}1 & \text{pentru elementele transparente ale diafragmei,}\\ 0 & \text{pentru elementele opace ale diafragmei,}\end{cases}$$

Intr-un sistem de coordonate carteziene FTO are expresia

$$T(\omega_x,\omega_y)=\int_{-\infty}^{+\infty}\!\!\int t(x,y)e^{-j(\omega_x x+\omega_y y)}dxdy,$$

sau intr-un sistem de coordonate polare

$$T(\omega,\theta)=\int_0^{2\pi}\int_0^{R} t(\rho,\varphi)e^{-j[\omega\rho\cos(\theta-\varphi)}\rho d\rho d\varphi.$$

Aplicarea directa a integralelor mentionate pentru determinarea FTO la diafragmele modulatoare cu structura periodica nu este posibila intrucat functiile de transmisie a acestor diafragme nu sunt absolut integrabile. In acest caz, metoda folosita pentru determinarea FTO este urmatoarea:

- se determina FTO pentru un singur element al diafragmei;
- se aplica teorema deplasarii spectrului si principiul superpozitiei;
- se considera elementele transparente ale diafragmei ca fiind liniare din punct de vedere optic si se aduna spectrele rezultate.

Astfel, daca FTO a unui elementul transparent al diafragmei dispus in originea sistemului de axe xOy si cu functia de transmisie $t_0(x,y)$ este $W_0(\omega_x,\omega_y)$, iar celelalte elemente se afla fata de elementul considerat "zero" la distantele nX, respectiv mY, cu n = 1,2,3,..., N si m = 1,2,3,..., M, atunci FTO al elementului de ordinul nm este

$$W_{nm}(\omega_x,\omega_y) = W_o(\omega_x,\omega_y)e^{j(n\omega_x X + m\omega_y Y)},$$

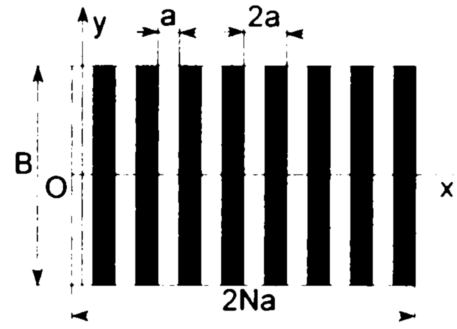


Fig.5.18

unde ω_x respectiv ω_y sunt pulsatiile spatiale, cu X, repectiv Y – perioadele spatiale.

Conform principiului superpozitiei FTO a intregii diafragme se determina cu expresi

$$W(\omega_x,\omega_y) = W_o(\omega_x,\omega_y)\sum_{n=1}^{N-1}\sum_{m=1}^{M-1} e^{j(n\omega_x X + m\omega_y Y)} . \tag{5.38}$$

In fig. 5.18 se prezinta o diafragma modulatoare formata din benzi transparente si opace dispuse la intervale egale intre ele. Functia de transmisie a elementului "zero"(dispus in originea sistemului de axe xOy) are expresia analitica

$$t(x,y) = \begin{cases} 1 \text{ pentru } |x| \le \frac{a}{2}, |y| \le \frac{b}{2}, \\ 0 \text{ pentru } |x| > \frac{a}{2}, |y| > \frac{b}{2}. \end{cases}$$

Transformata Fourier directa a functiei de transmisie $t_0(x,y)$ a elementului transparent, dispus in punctul de origine a sistemului de axe carteziene xOy, este

$$W_o(\omega_x,\omega_y) = \int_{-\infty}^{+\infty}\int t(x,y)e^{-j(\omega_x x+\omega_y y)}dxdy = ab\frac{\sin\omega_x\frac{a}{2}}{\omega_x\frac{a}{2}}\frac{\sin\omega_y\frac{b}{2}}{\omega_y\frac{b}{2}}.$$

Aplicand (5.38), rezulta

$$W(\omega_x,\omega_y) = W_o(\omega_x,\omega_y)\sum_{n=0}^{N-1} e^{j\omega_x n(2a)} = abN\frac{\sin\omega_x aN}{\omega_x aN}\frac{\sin\omega_y\frac{b}{2}}{\omega_y\frac{b}{2}}\frac{1}{\cos\omega_x\frac{a}{2}}e^{j\omega_x a(N-1)}.$$

Analizand expresia FTO a diafragmei din fig.5.18 se poate observa ca maximul functiei $W(\omega_x,\omega_y)$ se obtine pentru valorile $\omega_x = \omega_y = 0$ si $\omega_x = \pm \pi/a$, $\omega_y = 0$. Primul maxim este specific surselor de radiatie cu suprafata mare ($\omega_x = \omega_y = 0$), adica surselor care produc o iluminare uniforma pe intreaga suprafata a rasterului.

Al doilea maxim caracterizeaza transmisia maxima a semnalelor optice provenite de la surse, pentru care dimensiunile imaginii indeplineste conditia $x \le 2a$. In fig. 5.19 se reprezita caracteristica normata $|W(\omega_x,\omega_y)|/abN$ functie de pulsatia spatiala ω_x. Curba prezinta doua maxime cu valoarea 1 pentru $\omega_x = \omega_y = 0$ si 0,637 pentru $\omega_x = \pm \pi/a$, $\omega_y = 0$.

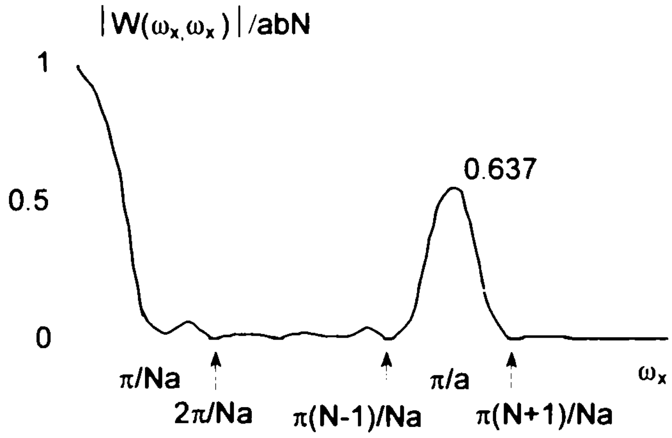


Fig.5.19

In vederea imbunatatirii selectiei spatiale a obiectelor cu suprafata mare (fondul), este necesar ca functia de transmisie a diafragmei modulatoare sa aiba punctele de maxim nu pe axele de pulsatie ω_x si ω_y, ci defazate fata de acestea cu un unghi oarecare. Aceasta cerinta este indeplinita de diafragma modulatoare cu elemente transparente si opace dispuse sub forma unei table de sah (fig. 5.20). Functia de transmisie a elementului transparent "zero", este

$$t(x,y)=\begin{cases}1 \text{ pentru } |x|\le \frac{a}{2}, |y|\le\frac{b}{2},\\ 0 \text{ pentru } |x|>\frac{a}{2}, |y|>\frac{b}{2}.\end{cases} \qquad (5.39)$$

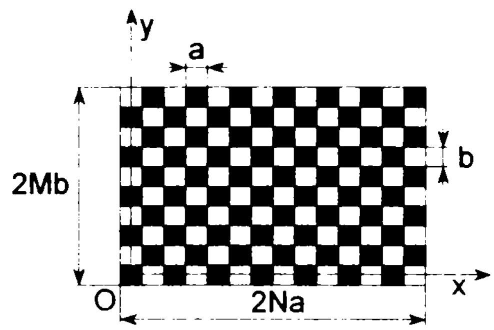


Fig. 5.20

FTO a unui element transparent este transformata Fourier a functiei pondere (5.39) a diafragmei modulatoare analizata.

$$W(\omega_x,\omega_y)=\int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}}\int_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} e^{-j(\omega_x x+\omega_y y)}dxdy = ab\frac{\sin\omega_x\frac{a}{2}}{\omega_x\frac{a}{2}}\frac{\sin\omega_y\frac{b}{2}}{\omega_y\frac{b}{2}}$$

Elementele transparente sunt deplasate pe axa ox, fata de elementul zero cu distanta 2na, cu n = 1,2,3..., N. De aceea, pe baza teoremei translatiei, transformata Fourier a functiei de transmisie a unei serii de elemente transparente cu coordonatele centrelor in y = 0 si x = 2ma va fi determinata cu (5.38)

$$W(\omega_x,\omega_y)=abN\frac{\sin\omega_x aN}{\omega_x aN}\frac{\sin\omega_y\frac{b}{2}}{\omega_y\frac{b}{2}}\frac{1}{\cos\omega_x\frac{a}{2}}e^{j\omega_x a(N-1)} \qquad (5.60)$$

Elementele transparente din al doilea rand sunt deplasate fata de primul rand, pe axa Oy, cu distanta [illegible], iar pe axa Ox cu distanta a.

Transformata Fourier a functiei de transmisie a celor doua randuri ale diafragmei modulatoare

$$W_2(\omega_x,\omega_y) = W_1(\omega_x,\omega_y)\left|1 + e^{j(\omega_x x+\omega_y y)}\right|$$

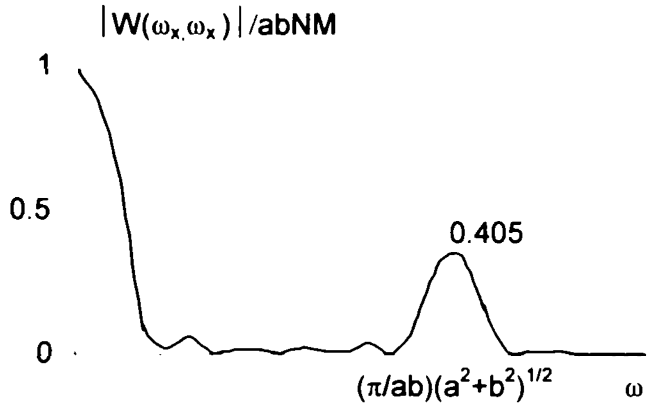


Fig. 5.21

Primele doua randuri de elemente transparente si opace ale diafragmei modulatoare se repeta de-a lungul axei Ox cu perioada 2a. Prin urmare FTO a intregii diafragme modulatoare este

$$W(\omega_x,\omega_y) = 2abMN\frac{\sin\omega_x aN}{\omega_x aN}\frac{\sin\omega_y bM}{\omega_y bM}\frac{\cos 0,5(\omega_x a+\omega_y b)}{\cos 0.5\omega_x a.\cos\omega_y b}e^{j0,5[\omega_x(2N+1)+\omega_y(2M+1)]}.$$

Caracteristica normata $\left|W(\omega_x,\omega_y)\right|/abMN$ a FTO este reprezentata in fig.5.21 Punctele de maxim ale caracteristicii corespund valorilor pulsatiilor spatiale $\omega_x = \omega_y = 0$ si pentru $\omega_x = \pm \pi/a$, $\omega_y = \pm \pi/b$. Amplitudinea caracteristicii in aceste puncte este 1.(2abMN) si 0,405.(2abMN), dispuse pe dreapta care face unghiul α = arctg(a/b) fata de axa $O\omega_x$.

Ca si la diafragma modulatoare cu benzi paralele si aceasta diafragma asigura o transmisie maxima pentru fluxul luminos incident uniform pe intreaga suprafata a diafragmei.

Prezenta punctelor de maxim pentru $\omega_x = \pm \pi/a$, $\omega_y = \pm \pi/b$ indica o sensibilitate a FTO fata de marginile bine conturate ale imaginii fondului, dispuse sub unghiul α = arctg(a/b) fata de axa $O\omega_x$ a planului imagine.

Cum s-a mentionat anterior filtrul multidimensional sau rasterul analizator de imagine reprezinta o diafragama cu o distributie a zonelor transparente si opace dupa o lege data si este elementul cel mai important al sistemului de detectie si localizare a surselor termice.

5.4.4. Evaluarea procesului de filtrare spatiala

Calitatea procesului de filtrare spatiala a semnalelor optice de catre o diafragma modulatoare se evalueaza prin raportul dintre *puterea semnalului util* provenit de la sursa termica si *valoarea medie patratica* a semnalului perturbator, la iesirea diafragmei modulatoare.

Se considera o diafragma modulatoare cu caracteristica de frecventa $W(j\omega_x, j\omega_y)$. Asupra diafragmei se aplica semnalul util $E_{iu}(x,y)$ - iluminarea energetica produsa de sursa termica in spatiul imagine si semnalul aleator parazit, datorat radiatiei de fond $E_{ip}(x,y)$.

Semnalul optic de la intrarea diafragmei modulatoare este reprezentat de suma $E_i(x,y) = E_{iu}(x,y) + E_{ip}(x,y)$.

Spectrul semnalulul util la intrarea diafragmei este

$$S_{iu}(j\omega_x, j\omega_y) = \int\int_{-\infty}^{+\infty} E_{iu}(x,y) e^{-j(\omega_x x + \omega_y y)} dxdy \ ,$$

iar spectrul semnalulul util de la iesirea diafragmei este

$$S_{eu}(j\omega_x, j\omega_y) = S_{iu}(j\omega_x, j\omega_y) W(j\omega_x, j\omega_y).$$

Semnalul optic util la iesirea diafragmei modulatoare se determina cu integrala

$$E_{eu}(x,y) = \frac{1}{4\pi^2} \int\int_{-\infty}^{+\infty} S_{eu}(j\omega_x, j\omega_y) e^{j(\omega_x x + \omega_y y)} d\omega_x d\omega_y \ .$$

Puterea semnalului util la iesirea din diafragma modulatoare este

$$P_u = |E_{eu}(x,y)|^2 = \frac{1}{(4\pi^2)^2} \left| \int\int_{-\infty}^{+\infty} S_{iu}(\omega_x, \omega_y) W(j\omega_x, j\omega_y) e^{j(\omega_x x + \omega_y y)} d\omega_x d\omega_y \right|^2 .$$

Se noteaza cu $S_{ip}(\omega_x, \omega_y)$ spectrul de putere al semnalului parazit aplicat la intrarea diafragmei modulatoare. La iesirea din diafragma spectrul de putere al semnalului parazit este $S_{ep}(\omega_x, \omega_y) = S_{ip}(\omega_x, \omega_y) |W(j\omega_x, j\omega_y)|^2$, iar puterea semnalului parazit sau valoarea medie patratica la iesirea din diafragma modulatoare este

$$E_p^2(x,y) = \frac{1}{(4\pi^2)^2} \int_{-\infty}^{+\infty}\int S_{ip}(\omega_x, \omega_y) |W(j\omega_x, j\omega_y)|^2 d\omega_x d\omega_y \ .$$

Se scrie raportul semnal util/zgomot

$$\chi^2(x,y) = \frac{|E_{ep}(x,y)|^2}{E_{ep}^2(x,y)} = \frac{\left| \int\int_{-\infty}^{+\infty} S_{iu}(j\omega_x, j\omega_y) W(j\omega_x, j\omega_y) e^{-(x\omega_x + y\omega_y)} d\omega_x d\omega_y \right|^2}{\int_{-\infty}^{+\infty}\int S_{ip}(\omega_x, \omega_y) |W(j\omega_x, j\omega_y)|^2 d\omega_x d\omega_y}$$

Daca $(\omega_{xo}, \omega_{yo})$ sunt coordonatele maximului functiei de transfer optic a diafragmei modulatoare, raportul semnal/zgomot se poate simplifica aplicand inegalitatea lui Schwartz

$$\chi^2(x,y) \le \frac{\left|\int\limits_{-\infty}^{+\infty}\int S_{iu}(j\omega_{xo}, j\omega_{yo})d\omega_x d\omega_y\right|^2 \left|\int\limits_{-\infty}^{+\infty}\int W(j\omega_{xo}, j\omega_{yo})d\omega_x d\omega_y\right|^2}{\int\limits_{-\infty}^{+\infty}\int S_{ip}(\omega_{xo},\omega_{yo})\left|W(j\omega_{xo},\omega_{yo})\right|^2 d\omega_x d\omega_y} = \frac{S_{iu}^2(\omega_{xo},\omega_{yo})}{S_{ip}(\omega_{xo}, y_{yo})}.$$

Se presupune ca spectrul fondului parazit are expresia

$$S_{ip}(\omega_x,\omega_y) = \frac{S_o}{\left(a\omega_x^2 + b\omega_y^2 + c^2\right)^q},$$

unde S_0 este valoarea medie a iluminarii fondului, *a* si *b* sunt doua constante care iau valori cuprinse in intervalul (0,1) si q un parametru cu valoarea obisnuita q = 3/2. De asemenea se considera ca sursa termica se afla la infinit imaginea acesteia are o forma circulara, de tip disc, cu stralucirea

$$B(x,y) = \begin{cases} B_o & \text{pentru } x^2 + y^2 \le r_o^2, \\ 0 & \text{pentru } x^2 + y^2 > r_o^2. \end{cases},$$

cu spectrul imaginii sursei pentru o anumita lungime de unda λ,

$$S_{iu}(\omega_x,\omega_y) = 2\frac{\pi r_o^2 B_o}{\lambda}\frac{J_1(r_o\sqrt{\omega_x^2+\omega_y^2})}{r_o\sqrt{\omega_x^2+\omega_y^2}},$$

cu B_o – iluminarea energetica in centrul figurii de difractie si r_o – primului cerc de difractie.
Se considera ca latimea diafragmei cu benzi este a si , de asemenea, latura unui patrat al diafragmei cu patrate estefot a. Se mai considera ca raza primului cerc de difractie este $r_o = a/2$.

- *Spectrul semnalului util*, pentru diafragma cu benzi paralele este

$$S_{uparalel}(\frac{\pi}{a},0) = A\frac{J_1\left[\frac{a}{2}\sqrt{\left(\frac{\pi}{a}\right)^2}\right]}{2\pi\frac{a}{2}\sqrt{\left(\frac{\pi}{a}\right)^2}} = A\frac{J_1\left(\frac{\pi}{2}\right)}{\pi^2},$$

iar pentru diafragma cu patrate

$$S_{upatrat}(\frac{\pi}{a},\frac{\pi}{a}) = A\frac{J_1\left[\frac{a}{2}\sqrt{\left(\frac{\pi}{a}\right)^2+\left(\frac{\pi}{a}\right)^2}\right]}{2\pi\frac{a}{2}\sqrt{\left(\frac{\pi}{a}\right)^2+\left(\frac{\pi}{a}\right)^2}} = A\frac{J_1\left(\frac{\sqrt{2}}{2}\pi\right)}{\sqrt{2}\pi^2}.$$

- *Spectrul fondului parazit*, pentru diafragma cu benzi paralele este

$$S_{pparalel}\left(\frac{\pi}{a},0\right)=\frac{S_{po}}{\left(\frac{\pi}{a}\right)^{2q}}=S_{po}\left(\frac{a}{\pi}\right)^{2q},$$

iar pentru diafragma cu patrate

$$S_{ppatrat}\left(\frac{\pi}{a},\frac{\pi}{a}\right)=S_{po}\left(\frac{a}{\sqrt{2}\pi}\right)^{2q}$$

- *Se calculeaza raportul* χ_1 pentru diafragma cu benzi paralele

$$\chi_1=\frac{S_{uparalel}(\frac{\pi}{a},0)}{\sqrt{S_{pparalel}(\frac{\pi}{a},0)}}=A\frac{J_1(\frac{\pi}{2})}{\pi^2}\frac{(\frac{\pi}{a})^q}{\sqrt{S_{po}}}$$

si pentru diafragma cu patrate

$$\chi_2=\frac{S_{upatrat}(\frac{\pi}{a},\frac{\pi}{a})}{\sqrt{S_{ppatrat}(\frac{\pi}{a},\frac{\pi}{a})}}=A\frac{J_1(\frac{\sqrt{2}\pi}{2})}{\sqrt{2}\pi^2}\frac{(\frac{\sqrt{2}\pi}{a})^q}{\sqrt{S_{po}}}.$$

- *Se calculeaza raportul*

$$\varepsilon=\frac{\chi_2}{\chi_1}=\frac{J_1\left(\frac{\sqrt{2}\pi}{2}\right)}{J_1\left(\frac{\pi}{2}\right)}(\sqrt{2})^{1/2}=\frac{0{,}55}{3{,}14}1{,}189=0{,}208.$$

5.5 Filtrea spectrala si electonica

5.5.1 Filtrarea spectrala

Daca sunt cunoscute densitatile spectrale ale radiatiei emise de tinta si de fond prin filtrare optica radiatia emisa de fond poate fi absorbita in conditiile unei atenuari neinsemnate a radiatiei emise de tinta. Rezulta ca, prin filtrarea spectrala pot fi atenuate sau eliminate complet componentele spectrale nedorite din spectrul radiatiei captate.

In cazul utilizarii sistemelor in infrarosu pe timp de zi, se impune in primul rand atenuarea radiatiei solare reflectata sau dispersata de fond. In acest scop sunt folosite filtrele cu transmisia maxima in domeniul spectral al “undelor lungi”, care permite trecerea radiatiilor infrarosii cu lungimile de unda mai mari decat o valoare de prag. Daca sistemul este folosit pe timp de noapte, radiatia perturbatoare este determinata de radiatia proprie a fondului, cu maximul de radiatie situat intr-o zona mai indepartata a spectrului. In acest caz sunt folosite filtrele optice de "unde scurte" care lasa sa treaca razele infrarosii care au lungimile de unda mai mici decat o anumita valoare de prag.

Se pot folosi si filtrele de banda cu caracteristica de trecere limitata la intervalul spectral λ_1 - λ_2. Prin alegerea corespunzatoare a benzii de trecere λ_1 - λ_2 a filtrului optic se poate asigura ca la suprafata sensibila a receptorului de radiatie raportul dintre semnal emis de tinta si semnalul parazit (emis de la fond) sa fie maxim.

In fig.5.22 este prezentata caracteristica normata a radiatiei emise de fond. Aceasta prezinta doua maxime – un maxim in zona undelor infrarosii scurte, datorat radiatiei solare reflectate, si al doilea maxim in zona undelor infrarosii lungi, datorat radiatiei termice proprii a solului si fondului. Pe acelasi grafic, in unitati relative, este reprezentata caracteristica de radiatie a unui motor cu reactie, asemanatoare cu a corpului cenusiu, cu maximul corespunzator lungimii de unda λ = 3,5μm (T $\approx$ 800K). Aceasta coincide cu intervalele de transparenta optica ale atmosferei (ferestrele optice) reprezentate punctat. Analizand caracteristicile prezentate si tinand cont de caracteristica spectrala a receptorului (fig. 6.2d) rezulta ca radiatia fondului receptionata de receptor poate fi atenuata in mare masura cu ajutorul unui filtru optic cu banda de trecere λ_1 - λ_2 (fig.5.22). In acest caz si radiatia emisa de sursa termica si captata de receptor va fi atenuata

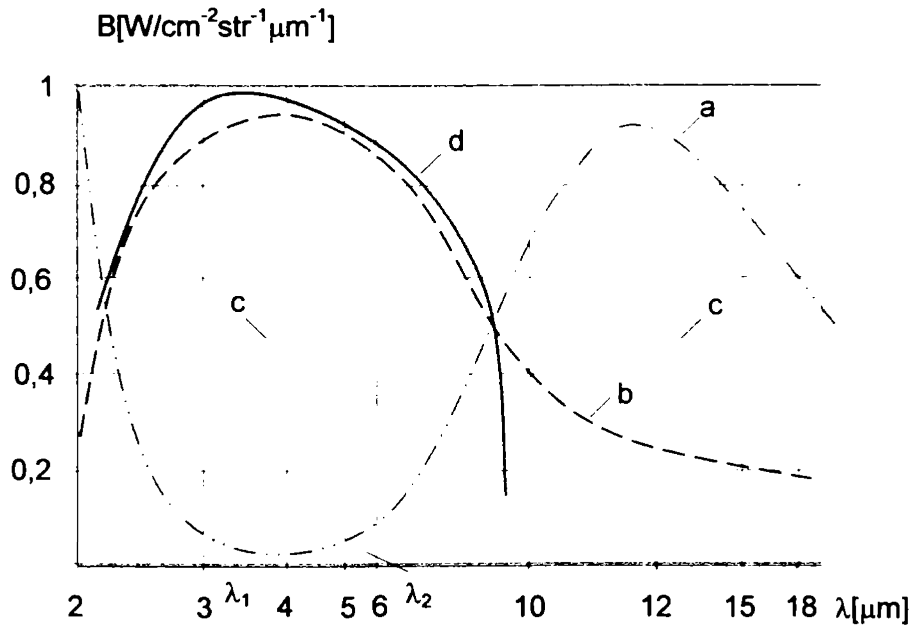


Fig. 5.22

a – spectrul de radiatie al fondului;
b – spectrul de radiatiei al motorului turboreactor;
c – t. ansmisia atmosferei;
d – c. r. c. eristica spectrala a receptorului de radiatie

intr-o anumita masura.

Intervalul spectral optim de functionare a sistemului in infrarosu, pentru anumite conditii de functionare date, se determina cu ajutorul coeficientului de utilizare al receptorului de radiatie utilizat.

Prin conditii date se intelege:

- tipul tintei, caracterizata prin densitatea spectrala a radiatiei $r_\lambda = r(\lambda)$;
- fondul, specific tipului de tinta, caracterizat prin stralucirea spectrala $b_\lambda = b(\lambda)$;
- starea atmosferei, caracterizata prin coeficientul spectral de transmisie $\tau_\lambda = \tau(\lambda)$;
- coeficientul de transmisie al sistemului optic $\tau_{o\lambda}$;
- caracteristicile spectrale ale receptorului de radiatie s_λ si ale filtrului optic $s_{o\lambda}$;

Fluxul monocromatic $d\Phi_\lambda$ emis de o sursa termica (fig.5.23) se propaga prin atmosfera si sufera o atenuare astfel ca la suprafata sensibila a receptorului ajunge fluxul $\tau_\lambda d\Phi_\lambda$. Receptorul de radiatie prelucreaza numai acea parte din fluxul incident care corespunde caracteristicii spectrale s_λ. Receptorul va transforma in semnal electric numai fractiunea de flux $s_\lambda\tau_\lambda d\Phi_\lambda$. In intervalul spectral λ_1 - λ_2 sursa termica emite o radiatie a carei marime este

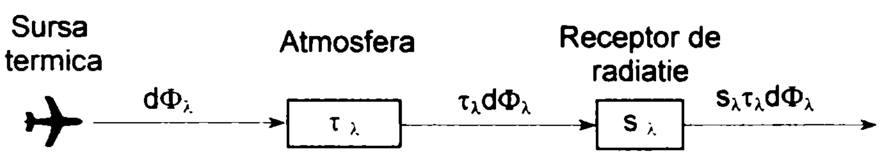


Fig. 5.23

$$\Phi_{\lambda_1-\lambda_2} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} r_\lambda d\lambda,$$

Marimea radiatiei prelucrata de receptor este

$$\Phi_{r\lambda_1-\lambda_2} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} s_\lambda \tau_\lambda r_\lambda d\lambda.$$

Coeficientul de utilizare a radiatiei de catre receptor se defineste ca raportul intre fluxul energetic receptat de receptor si fluxul energetic emis de obiect

$$\chi_R = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} r_\lambda \tau_\lambda \tau_{o\lambda} s_\lambda d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} r_\lambda d\lambda}.$$

Pentru fond, acest coeficient se exprima cu

$$\chi_\Phi = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} b_\lambda s_\lambda \tau_\lambda \tau_{o\lambda} d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} b_\lambda d\lambda}.$$

Limitele domeniului spectral al filtrului optic λ_1 - λ_2, in care transmisia este maxima, se aleg astfel, incat raportul χ_R/χ_Φ sa fie maxim. Calculele se executa de obicei prin metode grafo-analitice sau cu ajutorul calculatorului, pentru diferite conditii de functionare.

Estimarea calitatii filtrarii spectrale se realizeaza cu ajutorul largimii spectrale efective a benzii de trecere $\Delta\lambda_{ef} = \lambda_2^o - \lambda_1^o$, unde

$$\lambda_1^o = \lambda_{\max} - \int_0^{\lambda_{\max}} r_\lambda s_\lambda \tau_\lambda \tau_{o\lambda} d\lambda / (rS)_{\max}\text{, si } \lambda_2^o = \lambda_{\max} - \int_{\lambda_{\max}}^{\infty} r_\lambda s_\lambda \tau_\lambda \tau_{o\lambda} d\lambda / (rS)_{\max}\text{,}$$

unde λ_{max} reprezinta lungimea de unda la care produsul $r_\lambda S_\lambda$ este maxim, iar $(rS)_{max}$ este valoarea maxima a functiei $r_\lambda S_\lambda$.

In cazul in care temperatura sursei si a fondului pe care se observa sursa sunt apropiate ca valoare, filtrarea spectrala nu mai are efect. In celelalte cazuri, filtrarea spectrala este un mijloc eficient de atenuare a radiatiei parazite a fondului. Din aceste motive prin utilizarea metodei de filtrare spectrala se imbunatatesc caracteristicile tehnice ale sistemelor in infrarosu.

5.5.2 Filtrarea electronica

In functie de modul cum se realizeaza filtrarea electronica a semnalului obtinut la iesirea receptorului de radiatie, sistemele in infrarosu se impart in:

- sisteme care descopera si localizeaza o anumita sursa termica aflata in teren;
- sisteme care determina forma obiectului.

Sistemele in infrarosu din prima categorie sunt folosite pentru descoperirea (detectia) unui obiect (sursa de radiatie termica) aflata in campul vizual al aparatului. Aici intra sistemele de termogoniometrare, capurile termice de autodirijare etc., la care, in procesul de functionare sunt admise distorsiuni mari in forma semnalului, deoarece destinatia sistemului este de a furniza informatii ce privesc existenta sau nu a obiectului termic in zona cautata si nu a informatiilor ce privesc forma (imaginea) acestuia. Schema electronica de filtrare a acestor sisteme trebuie astfel calculata incat sa asigure un raport semnal util/zgomot de valoare maxima (optima).

Sistemele din a doua categorie trebuie sa asigure, pe langa stabilirea prezentei semnalului provenit de la obiect si posibilitati de a determina forma acestuia – spectrometrele cu explorare, vizoarele termice etc. Acestea trebuie sa reproduca cat mai fidel semnalul captat pentru a asigura imaginii de calitate buna in prezenta zgomotelor si distorsiunilor sistematice din atmosfera.

Aceasta clasificare a sistemelor in infrarosu determina si principalele cerinte impuse procesului de filtrare electronica si a schemelor de filtrare.

In continuare se analizeaza un filtru optimal destinat sa asigure un raport semnal util/zgomot maxim.

Se considera ca la intrarea unui liniar si stationar, cu functia de transfer W(ω), se aplica un zgomot cu densitatea spectrala a puterii $N_i(\omega)$

Densitatea spectrala a puterii zgomotului la iesirea din filtru se determina conform relatiei

$$N_e(\omega) = N_i(\omega)|W(\omega)|^2 . \qquad (5.61)$$

Integrand (5.61) pentru toate frecventele, se obtine valoarea medie patratica a zgomotului la iesirea din filtru

$$\overline{U}_{zg}^2 = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty}|W(\omega)|^2 N_i(\omega)d\omega \quad . \qquad (5.62)$$

Daca la intrarea filtrului se aplica si un semnal cunoscut $U_i(t)$, cu distributia spectrala $U_i(\omega)$ exprimata cu

$$U_i(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} U_i\,(t)e^{-j\omega t}dt .$$

La iesirea acestuia se obtine o tensiune exprimata cu ajutorul transformatei Fourier inverse

$$U_e(t) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} U_i(\omega)W(\omega)e^{j\omega t}d\omega .$$

Raportul dintre patratul tensiunii semnalului la iesirea filtrului si valoarea medie patratica a zgomotului U_{zg}^2, este

$$\chi^2 = \frac{[U_e(t)]}{\overline{U}_{zg}^2} = \frac{\left[\int_{-\infty}^{+\infty} U_i(\omega)W(\omega)e^{j\omega t}d\omega\right]^2}{\int_{-\infty}^{+\infty}|W(\omega)|^2 N_i(\omega)d\omega} . \qquad (5.63)$$

Expresia (5.63) permite sa se calculeze raportul semnal/zgomot, daca se cunosc:

- forma semnalului $U_i(t)$ sau densitatea spectrala a acestuia $U_i(\omega)$;
- densitatea spectrala a puterii zgomotului $N_i(\omega)$ la intrarea filtrului electonic;
- functia de transfer $W(\omega)$ a filtrului electronic.

Pentru a obtine o valoare maxima a expresiei (3), singura marime asupra careia se poate interveni este functia de transfer $W(\omega)$.

Rezolvarea problemei de optim este posibila numai teoretic, deoarece practic este dificila realizarea unui filtru care sa asigure un $W_{opt}(\omega)$. In cazul sistemelor in infrarosu care transforma radiatia incidenta intr-o succesiune de impulsuri dreptunghiulare, se foloseste pentru filtrarea acestora a circuitelor rezonante paralele (fig 5.24).

Deoarece succesiunea de impulsuri este periodica, se dezvolta in serie Fourier si se retin coeficientii armonicii fundamentale. Filtrul se acordeaza la rezonanta pe frecventa armonicii

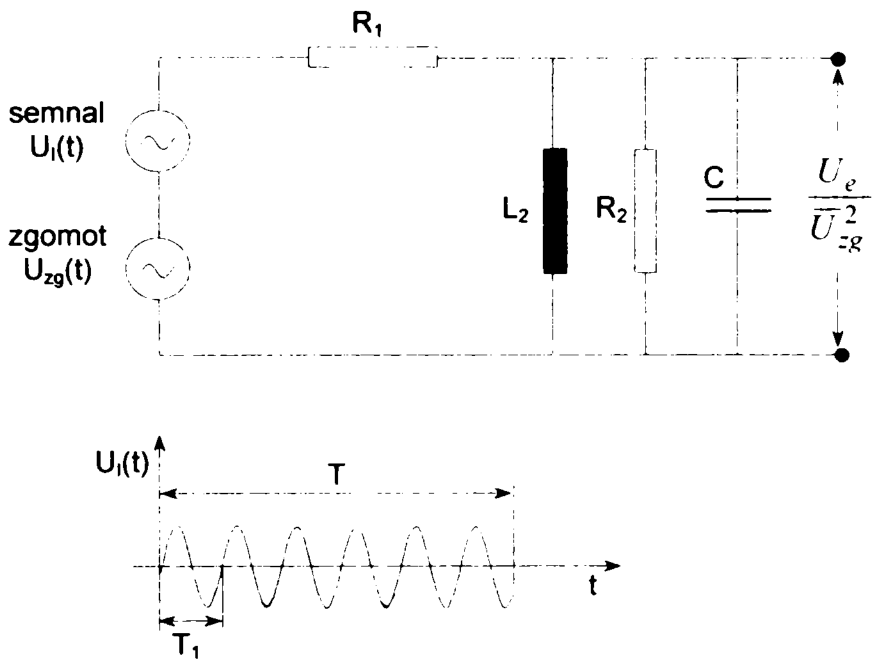


Fig. 5.24

fundamentale, iar factorul de calitate Q al filtrului se considera egal cu 1/T, unde T reprezinta durata unui pachet de impulsuri (perioada de rotatie a rasterului modulator).

Pentru filtrul din fig. 5.24, functia de transmisie a filtrului este

$$W(\omega) = \frac{R_2}{R_1 + R_2} \frac{1}{1 + jQ\left(\frac{\omega}{\omega_o} - \frac{\omega_o}{\omega}\right)}, \tag{5.64}$$

unde $j = \sqrt{-1}$ este unitatea imaginara, $\omega_o = 1/LC$ - pulsatia de rezonanta egala cu pulsatia armonicii fundamentale si $Q = \omega_o C \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2}$, factorul de calitate al filtrului, egal cu 1/T (frecventa de rotatie a rasterului).

Functia de tranzitie h(t) produsa de un impuls cu amplitudine unitara aplicat la intrarea filtrului, se calculeaza cu ajutorul transformatei Laplace inverse aplicate functiei de transmisie a filtrului *W(ω)*

$$h(t)=\frac{e^{-\frac{\omega_o t}{2Q}}}{R_1C\left(1-\frac{1}{4Q^2}\right)^2}\sin\left[\omega_o t\left(1-\frac{1}{4Q^2}\right)^{1/2}+\varphi\right],\ \text{cu}\ -\varphi=arctg\sqrt{1-\frac{1}{4Q^2}}. \qquad (5.65)$$

Ecuatia (5.65) descrie un pachet de impulsuri sinusoidale, cu pulsatia asemanatoare semnalului de la intrare, dar in locul unei amplitudini constante, amplitudinea functiei indiciale h(t) este amortizata in timp cu constanta de timp $\tau = 2Q/\omega_o t$. Totodata aceasta functie are un defazaj φ cuprins intre π si π/2, cand Q → ∞.

Pentru obtinerea ecuatiei semnalului de la iesirea filtrului se reprezinta semnalul de la intrare $U_I(t)$ ca rezultatul suprapunerii a doua functii sinusoidale infinit de lungi, decalate in timp cu marimea T, a doua functie fiind negativa

$$U_i(t)=\begin{cases} 0,\ pentru\ t<0,\\ Usin\omega_1 t,\ pentru\ 0\le t\le T=nT_l,\\ U\sin\omega_1 t-U\sin\omega_1(t-T),\ pentru\ t>T.\end{cases}$$

Semnalul la iesirea filtrului $U_e(t)$ se calculeaza cu ajutorul integralei de convolutie a functiilor h(t) si $U_I(t)$

$$U_e(t)=\int_0^t\frac{Ue^{-\frac{\omega_o\tau}{2Q}}}{R_1C\left(1-\frac{1}{4Q^2}\right)^2}\sin(\omega_1 t+\varphi)U_i(t-\tau)d\tau. \qquad (5.66)$$

In fig 5.25 sunt reprezentate semnalul de intrare $U_I(t)$, functia indiciala h(t) a filtrului pentru un impuls cu amplitudinea unitara, semnalul $U_I(t-\tau)$ si graficul expresiei $U_e(t)$.

In intervalul de la T = 0 pana la t = T amplitudinea U_e creste dupa legea $1-e^{\omega_o t/2Q}$.

De la t = T, amplitudinea semnalului $U_e(t)$ scade dupa exponentiala $e^{\omega_o t/2Q}$. Valoarea maxima a semnalului $U_e(t)$ se determina cu formula

$$U_{em}=\frac{R_2}{R_1+R_2}U_iM, \qquad (5.67)$$

unde M este un parametru care se determina cu ajutorul graficul din fig. 5.26, functie de factorul de calitate Q al circuitului si de n – numarul de impulsuri formate de raster (numarul sectoarelor transparente ale discului modulator). Pentru determinarea dispersiei zgomotului (tensiunea medie patratica) $\overline{U}_{zg}^2$ la iesirea filtrului, conditionata de densitatea spectrala a puterii zgomotului $N_i(\omega)$ la intrarea filtrului, care se considera ca fiind un zgomot alb $N_i(\omega)=N_o=const.$

Folosind relatiile (5.62) si (5.65), se obtine

$$\overline{U_{zg}^2} = \frac{N_o^2}{2}\int_{-\infty}^{+\infty}\left(\frac{R_2}{R_1+R_2}\right)^2 \frac{d\omega}{1+Q^2\left(\frac{\omega}{\omega_o}-\frac{\omega_o}{\omega}\right)^2} = N_o^2\frac{\omega_o}{4Q}\left(\frac{R_2}{R_1+R_2}\right)^2 . \tag{5.68}$$

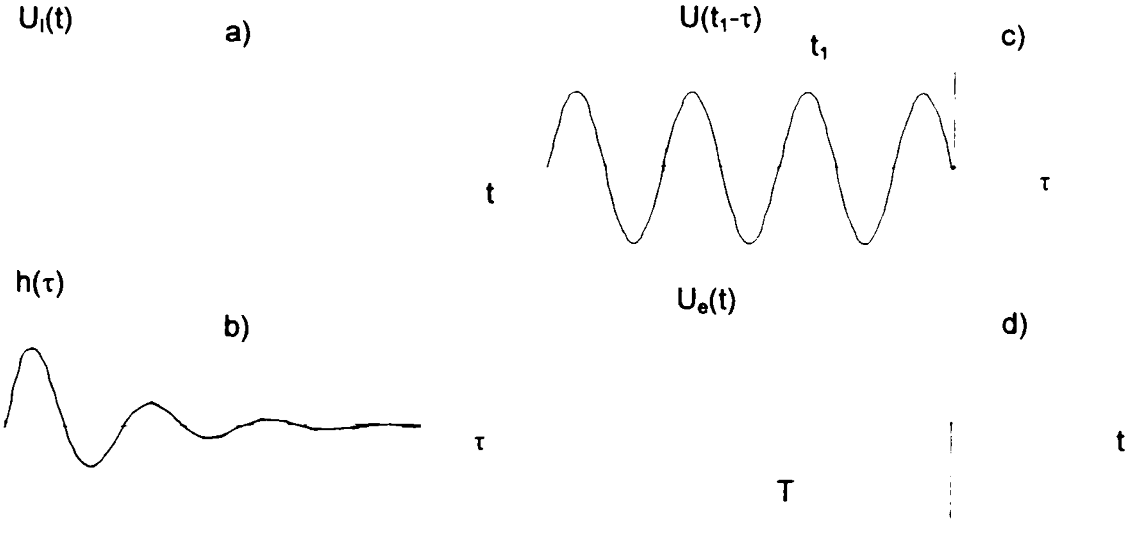


Fig. 5.25
a) – semnalul de la intrare; b) – functia indiciala;
c) – semnalul de la intrare decalat cu τ; d) – semnalul de la iesire

Cu expresiile (5.67) si (5.68) se determina raportul semnal/zgomot

$$\chi = \frac{U_{em}}{\sqrt{\overline{U_{zg}^2}}} = 2\frac{U_i M}{N_o}\sqrt{\frac{Q}{\omega_o}} . \tag{5.69}$$

Calculele arata ca pentru filtrul prezentat in fig. 5.24 raportul semnal/zgomot reprezinta aproape 90% din aceeasi valoare calculata pentru un filtru ideal.

Stabilirea benzii de trecere optime a unei scheme electronice are o mare insemnatate pentru sistemele in infrarosu utilizate la transmiterea imaginilor. Viteza de raspuns a unui filtru electronic la un impuls dreptunghiular este invers proportionala cu banda de trecere, iar puterea maxima a semnalului la iesire este proportionala cu patratul benzii de trecere. Deci, daca se largeste banda de trecere, timpul de raspuns al filtrului scade, iar puterea semnalului la iesire atinge rapid valoarea maxima. In schimb, puterea zgomotului la

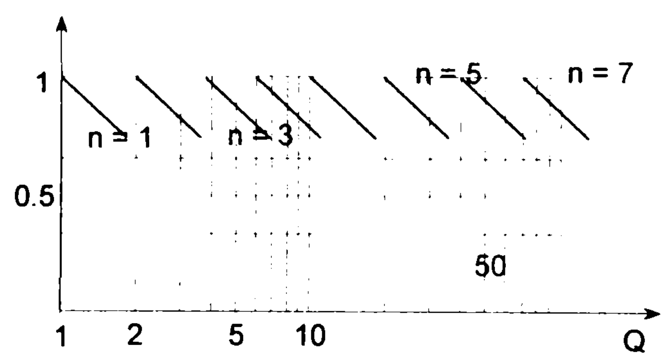


Fig. 5.26

iesirea filtrului creste liniar cu banda de trecere.

Este evident ca exista o banda de trecere optima pentru care raportul semnal/zgomot este maxim.

5.6 Concluzii si contributii personale

În cap. 5 sunt prezentate şi tratate intr-o forma originala probleme ce privesc transmisia semnalelor optice prin sisteme/elemente optice. Este studiata transmisia semnalelor optice de intensitate mica, ceea ce a permis considerarea sistemelor (elementelor) optice ca liniare in raport cu aceste semnale. Studiul sistemului optic liniar s-a făcut cu ajutorul a două semnale optice tipice: - semnalul armonic $u(x,y)=e^{-j(\omega_x x+\omega_y y)}$; şi semnalul impuls unitar $u(x,y)=\delta(x,y)$. Răspunsul sistemului optic la aceste semnale formează doua funcţii specifice sistemului: - caracteristica de frecvenţă sau funcţia de transfer optic a sistemului, reprezentând răspunsul sistemului la un semnal armonic; şi, caracteristica la impuls, sau funcţia pondere (functia imaginea punctului), reprezentând răspunsul la semnalul optic $\delta(x,y)$. Semnalul $\delta(x,y)$ s-a definit ca un fascicul îngust de raze paralele, de strălucire b şi secţiune dS, cu proprietatea că dacă b $\rightarrow \infty$ şi dS $\rightarrow$ 0, atunci b.dS = 1.

Au fost analizate cazurile de liniaritate în amplitudine (sistemului optic lucrează cu radiaţie coerentă) şi de liniaritate în intensitate (sistemului optic lucrează cu radiaţie necoerentă) şi au fost evidenţiate funcţiile care caracterizează sistemul/elementul optic: funcţiile pondere şi indicială, respectiv caracteristica de frecvenţă. S-a arătat că aplicând transformata Fourier directă asupra funcţiei pondere se obţine caracteristica de frecvenţă sau funcţia de transfer optic (FTO) a sistemului. Pe baza acestor funcţii au fost studiate şi evidenţiate cele mai importante caracteristicile ale câtorva elemente optice: - elementul amplificator (sistemul optic ideal); - elementul de deplasare (lama cu feţe plan-paralele); - elementele cu apertură dreptunghiulară şi circulară etc. A fost studiat şi efectul pe care îl are o apertură asupra spectrului semnalului optic aplicat la intrare şi s-a determinat spectrul semnalului de la ieşire, ca un produs între spectrul semnalului de la intrare şi spectrul funcţiei de transfer optic al aperturii (transformata Fourier aplicată funcţiei pondere a aperturii).

Pe baza condiţiei de liniaritate şi invarianţă spaţială s-a studiat cum un sistem optic formează imaginea unui obiect punctiform, respectiv a unui obiect cu suprafata mare. Au fost analizate cazurile de iluminare coerentă, sau necoerentă a imaginii şi s-a evidenţiat funcţia de transfer optic a sistemului, ca reprezentând amplitudinea complexă a perturbaţiei din planul imagine produsă de un semnal cu amplitudinea unitară şi faza nulă, provenit de la un obiect punctiform din planul obiect. În cazul iluminării necoerente analiza s-a făcut cu ajutorul intensității energetice a radiației și s-a arătat ca funcția de transfer în intensitate a sistemului optic este reprezentată de pătratul modulului funcției de transfer în amplitudine. S-a stabilit că în cazul iluminării coerente FTO caracterizează măsura în care sistemul optic atenuează contrastul și decalajul de fază a imaginii reale a obiectului în raport cu imaginea geometrică (ideală). În cazul iluminării necoerente, FTO reprezintă măsura în care sistemul optic micșorează iluminarea imaginii reale în raport cu imaginea geometrică (ideală).

S-a mai arătat că funcția complexă a imaginii reprezintă o integrală de convoluție a funcției complexe din spațiul obiect și funcția de transmisie a sistemului optic. Trecând în domeniul frecvențelor spațiale (teorema convoluției), integrala de convoluție trece într-un produs al spectrelor celor două semnale. În acest caz, funcțiile complexe din spațiul obiect și imagine sunt scrise sub forma unei suprpoziții de armonici elementare, pentru toate frecvențele spațiale. Fiecare componentă armonică din planul imagine va depinde de componenta armonică corespunzătoare din planul obiect, ponderată cu mărimea caracteristicii de frecvență, ceea ce pune în evidență faptul că sistemul optic se comportă ca un filtru de frecvențe spațiale "trece jos", având o bandă limitată de transmisie a acestora.

În continuare, pe baza acestei proprietăți, s-a considerat și tratat sistemul sau elementul optic ca un filtru optic liniar și invariant spațial. S-a studiat și s-a determinat FTO și mărimea benzii de transmisie a semnalelor optice de către un sistem optic avand pupila de ieșire de forma unui cerc.

Ca filtre optice liniare sunt analizate și diafragmele modulatoare cu o anumită structură periodică. Sunt evidențiate funcțiile îndeplinite de aceste diafragme: de analizor de imagine, de modulator optic și de filtru de frecvențe spatiale. Pentru diafragmele modulatoare cu structură periodică se prezintă o metodă de determinare a caracteristicii de frecvență spațială și a spectrului de putere. De asemenea, se prezintă o metodă de evaluare a eficacității de filtrare spațială a diafragmelor modulatoare. Această metodă permite realizarea unei comparații între mai multe tipuri de diafragme folosite la filtrarea semnalelor optice parazite, în condițiile în care semnalul util format în planul imagine este un cerc. Problematica filtrării semnalelor optice se încheie cu studiul eficacității filtrării spectrale și electronice. Sunt analizate condițiile de lucru ale ansamblului sursă de radiație – sistem SCOD pentru a se asigura o recepție optimă a semnalelor utile.

Contributii: Sunt tratate intr-o forma unitara problemele ce privesc transmisia semnalului optic prin sistemul/elementul optic. în studiul facut sistemul/elementul optic sunt considerate ca fiind liniare. Conditia de liniaritate admisa a permis determinarea semnalului optic la iesirea elementului/sistemului optic ca o operatie de convolutie (integrala de convolutie) intre semnalul optic aplicat la intrare si functia pondere a sistemului/elementului.

Aplicand transformata Fourier asupra functiei pondere a sistemului/elementului optic s-a obtinut functia de transfer optic sau caracteristica de frecventa. Cu ajutorul FTO trecerea semnalului optic prin sistem/element este analizata ca un proces de filtrare spatiala. Sunt analizate cazurile de liniaritate in amplitudine si liniaritate in intensitate.

S-a facut un studiu asupra unor elemente optice elementare: elementul optic amplificator; elementul optic de deplasare; elementul optic cu deschidere dreptunghiulara, circulara etc. S-a facut o comparatie intre mai multe tipuri de diafragme modulatoare folosite la filtrarea spatiala a semnalelor optice necoerente. Criteriul dupa care s-a facut comparatia este raportul semnal util/zgomot, exprimat cu $\chi^2 = E_u^2 / E_p^2$, cu E_u^2- puterea semnalului util si E_p^2- puterea zgomotului, sau valoarea medie patratica a zgomotului la iesirea diafragmei modulatoare.

Bibliografie:

[A2],[A3],[B1],[B2],[B6],[B7],[C2],[C3],[C4],[C5],[C6],[C7],[C9],[C12],[C15],[D5],[D6],[D7],[D9],[D10],[D11],[D12],[D14],[D15],[D16],[D17],[D18],[D19],[D20],[G2],[G3],[G5],[G8],[G9],[G10],[G14],[G16],[H1],[H2],[H3],[H4],[H5],[I1],[J1],[J3],[K5],[K6],[K7],[K8],[L1],[L3],[L4],[N2],[P1],[P2],[P2],[P3],[S2],[S3],[S4],[T1],[R2],[T3],T4],[Z2],[Z3],[Z4].

CAP.6

STUDIUL MODULAŢIEI SEMNALELOR OPTICE

6.1 Destinatia si tipurile de modulatie optica

6.1.1 Consideratii generale

Principiul de lucru al oricarui sistem de detectie si localizare a surselor (obiectelor) termice din teren consta in extragerea din ansamblul de radiatii electromagnetice provenite de la toate sursele, a radiatiei emise de o anumita sursa ale carei caracteristici trebuiesc determinate.

Radiatia emisa de o sursa termica se caracterizeaza prin intensitatea energetica a radiatiei, dependenta de temperatura acesteia si prin distributia energiei radiante in spectrul frecventelor spatiale, dependente de forma si dimensiunile acesteia.

Separarea radiatiei sursei cautate se bazeaza pe translatarea spectrului frecventelor spatiale ale acesteia intr-un domeniu de frecvente spatiale in care influenta celorlalte spectre este nesemnificativa.

Procedeul prin care se realizeaza modificarea caracteristicilor spectrale ale unui semnal optic, numit *purtator*, in conformitate cu legea de variatie a unui alt semnal, numit *modulator,* poarta numele de *modulatie*. Procesul invers de separare a semnalului modulator de cel purtator, se numeste *demodulatie* sau *detectie*.

Modulatia semnalelor optice se poate realiza atat la emisie cat si la receptia acestora. Prin modulatia semnalul purtator (fluxul energetic) la emisia acestuia de sursa cu un semnal dependent de unele caracteristici ale sursei ca: pozitia unghiulara sau distanta fata de receptor a sursei, se asigura protectia semnalului optic transmis fata de parazitii atmosferici si o simplificare a procedeului de separare a semnalului util din semnalul complex receptionat.

In sistemele optice care receptioneaza radiatia proprie emisa sau reflectata de obiectele din teren (metoda pasiva) modulatia semnalului se realizeaza in interiorul sistemului optoelectronic de receptie, dupa care urmeaza detectia. In acest caz, semnalul care contine informatii despre obiect este reprezentat de stralucirea energetica a imaginii obiectului si pozitia acesteia in planul focal al sistemului optic. Cu acest semnal se moduleaza o oscilatie de inalta frecventa – semnalul purtator, obtinut prin intreruperea periodica a fluxului energetic, care se propaga de la planul focal spre blocul de receptie al sistemului, in ritmul comandat de o sursa de referinta (de sincronizare). Blocul receptor converteste impulsurile de radiatie in infrarosu in impulsuri de tensiune care sunt amplificate, filtrate si demodulate. Demodulatorul reconstruieste semnalul original, dar de o putere mult mai mare.

Din aceasta descriere succinta a procesului de modulatie – demodulatie rezulta doua observatii importante:

– prima se refera la functionarea sincrona a modulatorului si demodulatorului, deoarece numai in acest caz se poate conserva informatiile ce privesc marimea semnalului util (amplitudinea) si polaritatea (unghiul de faza);

– comanda sincrona a modulatorului si demodulatorului se realizeaza prin folosirea unei singure surse de referinta. Frecventa semnalului de referinta trebuie sa fie de cel putin doua ori mai mare decat frecventa semnalului lent variabil.

Inainte de a se analiza modulatia radiatiei necoerente, se vor prezenta principiile generale ale modulatiei.

6.1.2 Modulatia semnalelor optice

Modulatia optica este un proces necesar in sistemele de transmisie si detectie a semnalelor optice, deoarece semnalul care contine informatia de transmis are spectrul de frecventa plasat in domeniul frecventelor joase, unde se gaseste si spectrul de frecventa al surselor parazite. Folosind un semnal purtator de frecventa mare, ce are spectrul mult departat fata de spectrul parazit, semnalul la iesirea din modulator va fi lipsit de semnalele parazite. Daca semnalul purtator este un semnal de forma armonica, atunci caracteristicile sale ca amplitudine, frecventa sau faza sunt modificate in ritmul de oscilatie al semnalului ce reproduce informatia de transmis si care reprezinta semnalul modulator.

Procesul de modificare a caracteristicilor unei oscilatii armonice reprezinta *modulatie armonica*. In functie de caracteristica semnalului purtator armonic $x(t) = A\cos(\omega t + \varphi)$ modificata, rezulta trei tipuri de modulatie armonica: de amplitudine (MA), de frecventa (MF), sau de faza (MP). Daca semnalul purtator este reprezentat de o succesiune de impulsuri dreptunghiulare, de perioada bine definita, semnalul modulator actioneaza asupra caracteristicilor impulsurilor, obtinandu-se urmatoarele tipuri de modulatie:

– modulatia in amplitudine a impulsurilor optice (MAI), cand amplitudinea impulsurilor urmareste variatia semnalului modulator;

– modulatia in durata a impulsurilor optice (MLI), cand latimea impulsurilor este functie de amplitudinea semnalului modulator;

– modulatia in faza a impulsului optic (MFI), cand pozitia impulsurilor se modifica fata de repere fixe de timp;

– modulatia in cod a impulsurilor optice (MCI), cand semnalul de transmis se transforma in impulsuri al caror numar este functie de marimea semnalului modulator.

6.1.3 Modulatia armonica de amplitudine MA

Se considera ca semnalul modulator (semnalul ce contine informatia de transmis) este o functie armonica de forma $I = I_1 \cos \Omega t$, in care I_1 reprezinta amplitudinea semnalului, Ω - pulsatia de modulatie si $F = \Omega/2\pi$ - frecventa de modulatie.

Semnalul purtator este un semnal armonic de inalta frecventa $i = I_P \cos \omega t$, in care $I_P = const.$ este amplitudinea purtatoarei, ω - pulsatia purtatoarei. Daca se modifica amplitudinea purtatoarei I_P in acelasi ritm cu variatia semnalului modulator $I = I_1 \cos \Omega t$, expresia semnalului modulat este

$$i = \left(I + I_P\right)\cos \omega t = \left(I_P + I_1 \cos \Omega t\right)\cos \omega t$$

Se noteaza $m = I_1 / I_P$ si se obtine

$$i = I_P(1 + m\cos \Omega t)\cos \omega t. \qquad (6.1)$$

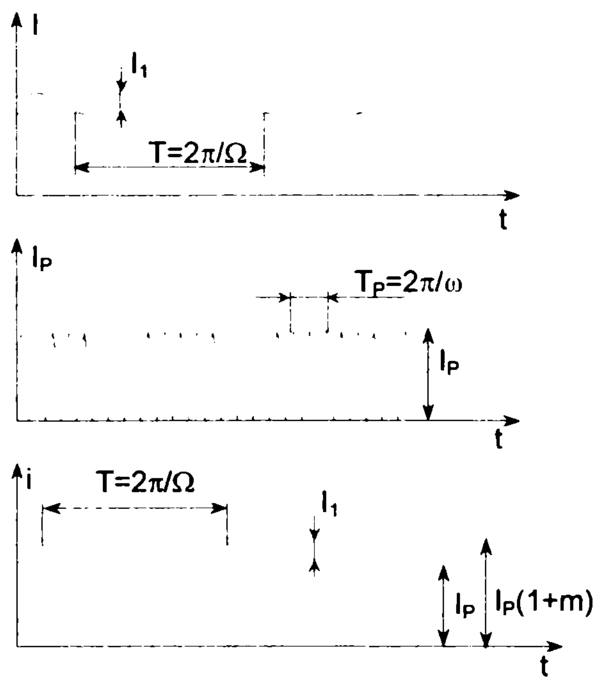


Fig.6.1

Indicele m reprezinta gradul de modulatie si exprima raportul dintre amplitudinea semnalului modulator si amplitudinea purtatoarei. Din expresia (6.1) se observa ca procesul de modulatie in amplitudine reprezinta din punct de vedere matematic un produs de doua functii de timp: $1 + mf(t) = x(t)$ si $y(t) = \cos \omega t$, sau

$i = I_P x(t).y(t)$. In fig. 6.1 sunt reprezentate grafic marimile $I = I_1 \cos \Omega t$, $i = I_P \cos \omega t$ si produsul lor $i = I_P x(t).y(t)$. Modulatorul in amplitudine reprezinta in principiu, un dispozitiv de inmultire, cu doua intrari si o singura iesire (fig.6.2a)

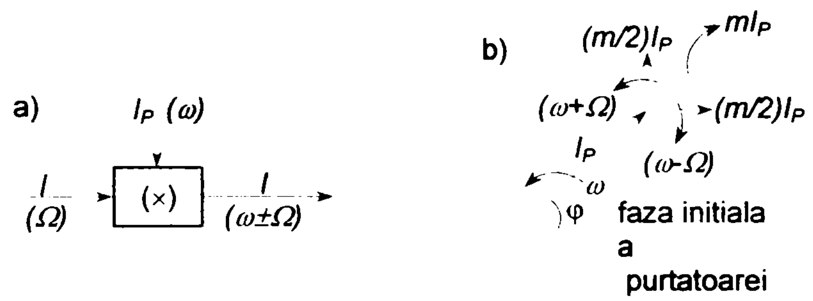
Expresia (6.1) se poate scrie si sub forma

$$i = I_P \cos \omega t + \frac{I_P}{2}\left[\cos(\omega + \Omega)t + \cos(\omega + \Omega)t\right].$$

Termenul $I_P \cos \omega t$ reprezinta semnalul purtator si in lipsa modulatiei se numeste purtatoare. Urmatorii termeni reprezinta doua marimi care apar numai cand purtatoarea este modulata. Ele reprezinta benzile laterale ale oscilatiei modulate in amplitudine.

Cele trei componente ale semnalului modulat se reprezinta sub forma a trei vectori (fig.7.2b). Purtatoarea I_P se roteste cu viteza unghiulara ω si benzile laterale se rotesc cu vitezele $\omega - \Omega$ si $\omega + \Omega$. In raport cu vectorul purtator I_P, vectorii $\frac{m}{2} I_P$ se rotesc cu vitezele unghiulare Ω si $-\Omega$.

Fig.6.2



Daca se insumeaza cei trei vectori se obtine in orice moment de timp marimea modulata.

Valoarea maxima si minima a semnalului modulat este

$$I_{P\max} = I_P + \frac{m}{2} I_P + \frac{m}{2} I_P = (1 + m) I_P,$$

$$I_{P\min} = I_P - \frac{m}{2} I_P - \frac{m}{2} I_P = (1 - m) I_P. \qquad (6.2)$$

Se noteaza cu ΔI_P variatia maxima a semnalul modulat fata de amplitudinea purtatoarei

fig. 6.3 $\Delta I_P = I_{P\max} - I_P = m I_P$,

sau $m = \Delta I_P / I_P$.

Din relatiile (6.2) mai rezulta

$$m = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}.$$

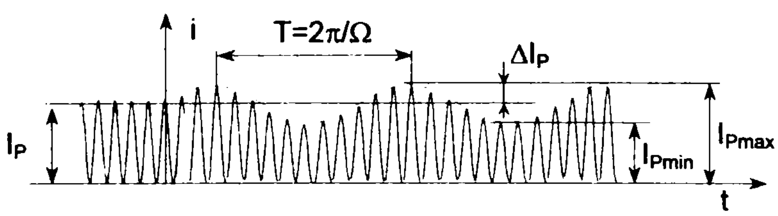


Fig.6.3

O alta metoda de reprezentare a relatiei (6.3) este cea spectrala (fig. 6.4), in care pe axa orizontala sunt notate frecventele (sau pulsatiile), iar ordonatele sunt proportionale cu amplitudinile. Conform acestei reprezentari, modulatia duce la formarea de frecvente (pulsatii) laterale, a caror amplitudine depinde de gradul de modulatie m. Daca semnalul modulator are o forma complexa, el contine o multime de armonici si se obtine doua grupe de frecvente laterale, numite *benzi laterale*. Pentru a transmite nedistorsionat semnalul benzile laterale trebuiesc utilizate in intregime. In acest caz marimea 2F – dublul frecventei maxime de modulatie reprezinta *largimea benzii* necesare transmiterii semnalului modulat.

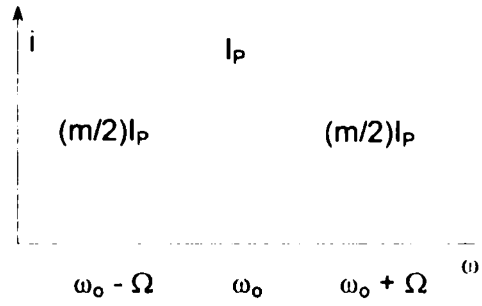


Fig.6.4

6.1.4 Modulatia de faza sau de frecventa

In cazul modulatiei unghiulare se cauta sa se obtina un semnal cu o variatie conform relatiei

$$i = I_P \cos[\theta(t)] = I_P \cos(\omega_o t + m \sin \Omega t), \tag{6.3}$$

in care m este proportional cu marimea semnalului modulator $I = I_1 \cos \Omega t$.

Ecuatia (6.3) se poate interpreta in doua moduri:

- se poate presupune ca frecventa oscilatiilor ramane constanta (ω_o = const.) si prin modulatie se modifica numai faza semnalului purtator $\varphi = m \sin \Omega t$, obtinandu-se *modulatia de faza*;
- se poate lua in consideratie valoarea instantanee a pulsatiei semnalului

$$\omega(t) = \frac{d\theta}{dt} = \omega_o + m\Omega \cos \Omega t = \omega_o \left(1 + \frac{m\Omega}{\omega_o} \cos \Omega t\right)$$

si se considera influenta procesului de modulatie numai asupra pulsatiei ω_o, prin $1 + \frac{m\Omega}{\omega_o} \cos \Omega t$. In acest caz se obtine *modulatia de frecventa.*

Pentru obtinerea celor doua tipuri de modulatie sunt utilizate dispozitive modulatoare identice constructiv, dar se deosebesc intre ele numai prin caracteristicile de frecventa.

Marimea care caracterizeaza deviatia maxima de frecventa $(\Delta\omega)_{\max} = m\Omega$ sau $(\Delta f)_{\max} = mF$ se numeste deviatie de frecventa. Ea depinde atat de amplitudine, cat si de frecventa semnalului modulator. Factorul $m = \frac{(\Delta f)_{\max}}{F} = \frac{(\Delta\omega)_{\max}}{\Omega}$ reprezinta indicile sau gradul de modulatie si are o interpretare asemanatoare cu gradul de modulatie al oscilatiilor modulate in amplitudine.

Expresia (6.3) se dezvolta si rezulta

$$i = I_P[\cos\omega_o t\cos(m\sin\Omega t) - \sin\omega_o t\sin(m\sin\Omega t)]. \qquad (6.4)$$

Functiile de tipul $\cos(z\sin\zeta)$ si $\sin(z\sin\zeta)$ pot fi reprezentate ca sume infinite de functii Bessel de speta I, de forma $J_n(z)$, care sunt solutiile ecuatiei Bessel

$$\frac{d^2y}{dz^2} + \frac{1}{z}\frac{dy}{dz} + \left(1 - \frac{a^2}{z^2}\right)y = 0.$$

Rezulta ca

$$\sin(z\sin\zeta) = 2\sum_{k=0}^{+\infty} J_{2k+1}(z)\sin[(2k+1)\zeta],$$

$$\cos(z\sin\zeta) = J_o(z) + 2\sum_{k=1}^{+\infty} J_{2k}(z)\cos 2k\zeta.$$

Folosind aceste relatii, expresia (6.4) dupa efectuarea unor transformarii simple, devine

$$i = I_P\left\{J_o(m)\cos\omega_o t + \sum_{k=1}^{\infty} J_k(\omega)\left[\cos(\omega_o - k\Omega)t + (-1)^k\cos(\omega_o + k\Omega)t\right]\right\}. \qquad (6.5)$$

In cazul modulatiei de frecventa se obtine o infinitate de frecvente laterale, spre deosebire de modulatia in amplitudine, la care pentru o singura frecventa de modulatie Ω, se obtin numai doua frecvente laterale ω − Ω si ω + Ω, cu amplitudini mai mici decat amplitudinea purtatoarei. La modulatia de frecventa numarul frecventelor laterale este, teoretic, infinit, iar amplitudinile acestor frecvente pot fi mai mare decat amplitudinea purtatoarei, care scade pe masura ce creste gradul de modulatie.

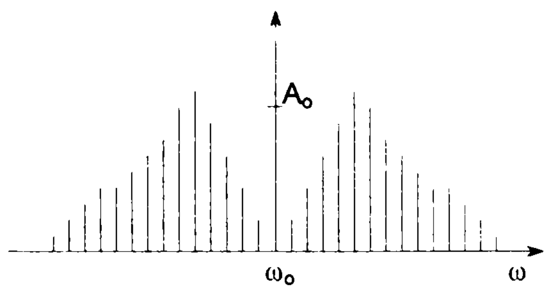


Fig.6.5

Din punct de vedere energetic modulatia in frecventa este mai avantajoasa fata de modulatia in amplitudine. Acest lucru este explicat in fig.6.5 care reprezinta un spectru al modulatiei in frecventa. La scaderea frecventei de modulatie Ω, creste gradul de modulatie $m = (\Delta\omega)_{max}/\Omega$ si, in consecinta, cresc si numarul frecventelor laterale mari, deci creste energia care revine acestor componente.

6.1.5 Modulatia in durata si frecventa a impulsurilor

In cazul modulatiei in durata, perioada de repetitie a impulsurilor se pastreaza constanta, in schimb se modifica durata impulsului t_i (fig. 6.6).

Daca t_i este o functie cunoscuta, se poate determina valoarea medie a semnalului modulat

$$\Phi_{med} = \frac{1}{T}\int_0^{t_i}\Phi(t)dt = \frac{t_i}{T}\Phi_o ,$$

in care

$$\Phi(t) = \begin{cases} \Phi_o & pentru\ \ 0 < t < t_i, \\ 0 & pentru\ \ t_i < t < T. \end{cases}$$

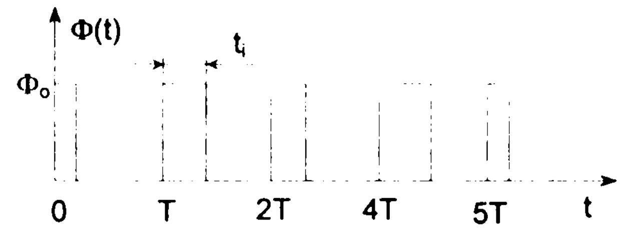


Fig 6.6

Se observa ca la modulatia in durata a impulsurilor, valoarea medie a semnalului modulat este proportional cu raportul t_i/T. In cazul modulatiei in frecventa a impulsurilor, perioada de repetitie a impulsurilor T este variabila, in schimb durata impulsurilor t_i se pastreaza constanta (fig. 6.7). In acest caz, intre amplitudinea semnalului modulator $\Phi(t)$ si durata impulsului exista relatia $\Phi_o \cdot t_i = k$. Valoarea medie a semnalului Φ_{med} este

$$\Phi_{med} = \frac{1}{T}\int_0^{t_i}\Phi_o dt = \frac{t_i}{T}\Phi_o = t_i f\Phi_o = kf ,$$

unde f reprezinta frecventa de repetitie a impulsurilor, adica $f = 1/T$, cu T variabil.

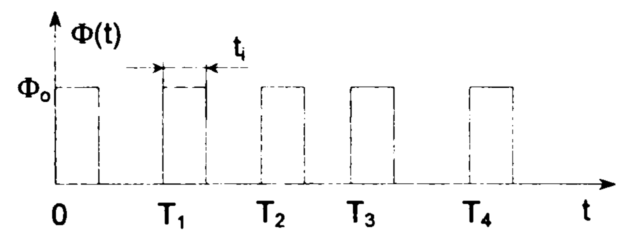


Fig.6.7

6.2 Modulatia radiatiei optice necoerente

6.2.1 Consideratii generale

Modulatia radiatiei provenita de la obiectele termoradiante se realizeaza cu scopul de a obtine informatii care permit determinarea pozitiei acestor obiecte in raport cu un referential ales. Modulatoarele sau dispozitivele care realizeaza modulatia, numite discuri sau diafragme modulatoare, sunt placi transparente subtiri amplasate in planul focal al obiectivului si asigura o transmisie variabila a radiatiei. La deplasarea diafragmei modulatoare in raport cu imaginea in infrarosu a obiectului, in circuitul receptorului de radiatie dispus dupa diafragma modulatoare, apare un semnal electric periodic, purtator de informatii privind dispunerea obiectului in campul de vedere al aparatului optic. Prin prelucrare electronica a acestui semnal se separa o tensiune proportionala cu coordonatele unghiulare ale obiectului termoradiant. La receptorul de radiatie ajung fluxuri de radiatie de la obiect si de la fondul care inconjoara obiectul. Intrucat dimensiunile spatiale ale obiectului termoradiant si ale fondului sunt diferite, modulatia fluxului de radiatie incident la suprafata pupilei de intrare a sistemului optic permite separarea semnalelor provenite de la obiecte de dimensiuni reduse fata de cele provenite de la fond, care reprezinta o sursa de dimensiuni mari. Astfel, prin modulatia fluxului de radiatie receptionat sunt rezolvate urmatoarele probleme:

– se transforma distributia spatiala a fluxului de radiatie emis de obiect si fond in functii de timp;

– se determina coordonatele unghiulare ale obiectelor termoradiante care au caracteristici diferite de cele ale fondului;

– se filtraza spatial semnale produse de obiectele cu dimensiuni mici de semnalul provenit de la fond.

Fluxurile de radiatie captate se moduleaza cu ajutorul discurilor modulatoare. Acestea au o forma circulara si sunt puse in miscare de rotatie de motoare electrice de putere mica. In acest mod se formeaza o functie $\chi(t)$ care de fapt reprezinta legea de modificare periodica, in timp, a functiei de transmisie (a transparentei) discului modulator. De asemenea, prin miscarea de rotatie a discului modulator se formeaza si functia $\Phi(t)$, care reprezinta o functie de timp a fluxului energetic incident. Functia $\Phi(t)$ rezulta datorita scanarii planului imagine – deplasarea diafragmei modulatoare in raport cu imaginea formata in acest plan.

Ecuatia semnalului obtinut dupa diafragma modulatoare va avea forma

$$\Phi_M(t) = \Phi(t).\chi(t)\,. \tag{6.6}$$

In acest caz, modulatia fluxului incident poate fi privit ca un proces care se desfasoara in doua etape:

– fluxul incident este modulat in frecventa purtatoare;

– semnalul rezultat se moduleaza cu frecventa de sincronizare (semnalul de sincronizare folosit atat la modulatie cat si la demodulatie).

Daca functia $\chi(t)$ este para, ceea ce totdeauna este posibil de realizat prin alegerea originii sistemului de axe la mijlocul procesului de inchidere sau de deschidere a fluxului incident, se poate descompune in serie Fourier

$$\chi(t) = \chi_o + \sum_{n=1}^{\infty} \chi_n \cos n\omega_o t\,. \tag{6.7}$$

Se inlocuieste (6.7) in (6.6) si se obtine spectrul semnalului la iesirea din modulator

$$\Phi_M(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \Phi_M(t) e^{-j\omega t} dt = \int_{-\infty}^{+\infty} \Phi(t)\left[\chi_o + \sum_{n=1}^{\infty} \chi_n \cos n\omega_n t\right] e^{-j\omega t} dt .$$

Utilizand formulele lui Euler si efectuand calculele de sub integrala, rezulta

$$\Phi_M(t) = \chi_o \Phi(\omega) + \frac{1}{2}\sum_{n=1}^{\infty} \chi_n [\Phi(\omega - n\omega_o) + \Phi(\omega + n\omega_o)] .$$

Astfel, spectrul semnalului modulat cu frecventa ω reprezinta suma dintre spectrul semnalului pana la modulare Φ(ω) si totalitatea celor n armonici ale aceluiasi spectru, dispuse dupa frecventa cu marimea $n\omega_o$ – multiplu al frecventei de modulatie. Spectrul obtinut in cazul modulatiei armonice este format din frecventa purtatoarei ω si doua frecvente simetrice, decalate cu ω_M – frecventa de sincronizare. Puterea semnalului este maxima la un grad de modulatie m = 1. Un neajuns al acestui tip de modulatie consta in aceea ca, o parte importanta parte a energiei este continuta in frecventa purtatoarei ω, care nu contine informatia utila.

Semnalul variabil $\Phi_M(\omega)$, sub forma unui flux de radiatie in receptorul de radiatie se converteste in curent sau tensiune electrica. In cazul dependentei liniare intre flux si curent coeficientii descompunerii in serie Fourier isi pastreaza valoarea pentru amplitudinile armonicelor semnalului. Puterea semnalului se obtine prin ridicare la patrat al coeficientilor seriei Fourier. Cel mai raspandit tip de modulatie intalnita in sistemele optoelectronice in infrarosu este modulatia in impuls. Prin acest tip de modulatie se asigura o succesiune de impulsuri (fig.6.8) ale fluxului incident, cu o forma ce depinde de relatiile geometrice existente intre sectiunea fasciculului de raze infrarosii si forma elementului transparent al modulatorului. Frecventa de repetitie a acestor impulsuri reprezinta frecventa purtatoarei. Daca succesiunea de impulsuri indeplineste conditia $T_r \le 2t_i$, modulatia se considera cu suficienta precizie ca fiind o modulatie in amplitudine descrisa de ecuatia (6.1), cu $I_P = \Phi_o/2$ si χ(t) semnalul modulator. Se obtine

$$\Phi_M(t) = \frac{1}{2}\Phi_o[1 + m.\chi(t)]\cos\omega t .$$

Spre deosebire de sistemele radiotehnice, puterea medie a semnalului modulat este mai mica decat puterea semnalului dinainte de modulatie, deoarece procesul de modulatie optica se reduce la micsorarea fluxului de radiatie conform

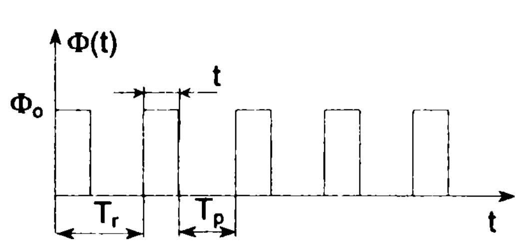


Fig.6.8
T_P – durata pauzei; T_r – perioada de repetitie;
t_i –durata impulsului; f_r – frecventa de repetitie;
$\gamma = t_i/T_r$ – coeficient de umplere.

functiei modulatoare. Raportul dintre puterea medie a radiatiei modulate si puterea radiatiei inainte de modulatie reprezinta *randamentul modulatiei*, notat cu litera k

$$k = \frac{\frac{1}{T_r}\int_0^{T_r}\Phi_M(t)dt}{\Phi_o}.$$

Pentru o succesiune de impulsuri (fig.6.8) cu $\gamma = t_i/T_P$ si amplitudinea Φ_o, se obtine

$$\Phi(t) = \gamma\Phi_o + 2\Phi_o\sum_{n=1}^{\infty}\frac{\sin\pi n\gamma}{\pi n}\cos n\omega_o t.$$

Pentru $\gamma = 0{,}5$ si $n = 1$ descompunerea se reduce la $\Phi(t) = \frac{\Phi_o}{2} + \frac{2}{\pi}\Phi_o\cos\omega t$.

In acest caz valoarea medie a marimii modulate $\Phi(t)$ este $\Phi_{med} = \Phi_o/2$, iar randamentul modulatiei primei armonici din dezvoltare este $k_1 = \Phi_{med}/\Phi_o = 1/2$.

In functie de procedeul utilizat la detectia semnalului electric obtinut, din puterea aplicata la intrarea receptorului de radiatie ($\Phi_{med} = k_1\Phi_o$), la iesirea din blocul de detectie apare numai o parte din aceasta putere, notata cu k_2. Coeficientul k_2 reprezinta valoarea medie patratica a tensiunii sau curentului la iesirea din blocul detector. Produsul $k_M = k_1k_2$ reprezinta un coeficient ce caracterizeaza puterea pierduta in procesul de modulatie – demodulatie, sau exprima fractiunea de putere utila folosita de aparat, raportata la puterea de la intrare modulatorului.

Cerintele impuse modulatoarelor utilizate in sistemele optoelectronice sunt:

- transmisie optima a radiatiei infrarosii in domeniul spectral de lucru al aparatului;
- pierderi mici de putere radianta (flux energetic) in procesul de modulatie – demodulatie;
- consum redus de energie electrica, constructie simpla si fiabila.

Foarte raspandit este procedeul de modulatie mecanica, bazata pe intreruperea periodica a fluxului radiant incident cu ajutorul diafragmei sau a rasterului modulator. La utilizarea acestor diafragme modulatoare se pot obtine frecvente de modulatie de ordinul a sute de kHz, in conditiile in care motorul electric de antrenare asigura un turaj mare si sistemul optic formeaza fascicule optice cu sectiune foarte mica in planul imagine.

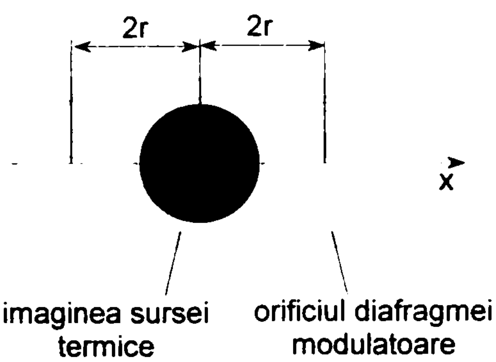
Dupa cum s-a mai mentionat modulatia radiatiei optice necoerente reprezinta modulatia fluxului energetic sau a intensitatii energetice a radiatiei optice incidente, iar semnalul modulat este intotdeauna un semnal optic pozitiv. Din aceste motive puterea componentei variabile a fluxului modulat nu poate depasi jumatate din puterea fluxului incident. O alta particularitate a sistemelor de modulatie a radiatiei necoerente o reprezinta faptul ca modulatorul mecanic asigura simultan modulatia fluxului incident, filtrarea spatiala si scanarea imaginii.

6.2.2 Modulatia in amplitudine a fluxului energetic

Modulatia in amplitudine a fluxului energetic incident la pupila de intrare a unui sistem optic, se poate realiza cel mai simplu cu ajutorul *diafragmei modulatoare* dispusa in planul focal al sistemului optic. Pe suprafata diafragmei modulatoare sunt dispuse in mod echidistant o succesiune de elemente transparente si opace. Imaginea sursei de radiatie indepartata este proiectata de catre sistemul optic pe suprata diafragmei modulatoare si, la rotirea acesteia, radiatia se intrerupe periodic cu o frecventa egala cu produsul dintre numarul de elemente modulatoare si frecventa de rotatie a diafragmei. La deplasarea imaginii sursei in raport cu diafragma modulatoare, sau la deplasarea diafragmei in raport cu imaginea sursei de radiatie, fluxul energetic transmis spre receptorul de radiatie isi modifica marimea functie de suprafata comuna a imaginii sursei si a elementul transparent al diafragmei modulatoare.

O caracteristica importanta a diafragmei modulatoare este curba modulatoare. Aceasta permite determinarea formei impulsurilor rezultate in urma modulatiei fluxului energetic incident si a spectrului impulsului, care indica cum este repartizata puterea pe armonicile componente. Forma curbei de modulatie depinde de dimensiunile imaginii sursei de radiatie proiectata pe diafragma si de configuratia geometrica a elementelor transparente ale acesteia. Pentru simplificarea calculelor se presupune ca distributia iluminarii energetice in imaginea sursei termice (fig. 6.9) este uniforma si ca aceasta imagine are forma unui cerc de raza r.

Fig. 6.9



Daca imaginea sursei termice corespunde unei radiatii cvasicromatice, obtinuta in urma filtrarii spectrale a radiatiei incidente, atunci iluminarea energetica in cercul de difractie se exprima cu relatia

$$E(z) = E_o\left[\frac{2J_1(z)}{z}\right],$$

unde E_o este iluminarea in centrul cercul de difractie; $J_1(z)$ - functia Besel de ord.1 pentru argumentul $z = \rho\pi\frac{D}{\lambda f}$, cu ρ - distanta de la centrul cercului de difractie la punctul analizat; λ -

lungimea de unda a radiatiei monocromatice corespunzatoare mijlocului intervalului de lungimi de unda cvasimonocromatic analizat; D si f – diametrul, respectiv distanta focala a sistemului optic. Raza r a cercului de difractie (imaginea sursei termice) este $r = 1{,}22\lambda \frac{f}{D}$ si corespunde argumentului z = 3,82. De asemenea, se considera ca orificiul diafragmei modulatoare are forma circulara de raza r. Caracteristica de modulatie a diafragmei modulatoare este definita de relatia: $f(x) = \sigma(x)/\sigma_{\max}$, unde σ(x) este marimea ariei suprafetei care se vede din spatele diafragmei modulatoare sau aria suprafetei comune a celor doua cercuri, iar $\sigma_{max} = \pi r^2$, valoarea maxima a ariei suprafetei pe care o are elementul transparent (cercul de raza r). Suprafata $\sigma(x)$ este egala cu suma suprafetelor celor doua segmente de cerc AMBN si AOBN (fig. 6.10). Suprafata unui segment de cerc este determinata de diferenta dintre suprafata sectorului de cerc S_{AMBC_2} si suprafata triunghiului S_{ANBC_2}. Dupa efectuarea calculelor rezulta suprafata comuna a celor doua cercuri

$$\sigma(x) = 2\left[r^2 \arccos\frac{2r-x}{2r} - r\left(\frac{2r-x}{2r}\right)\sqrt{1-\left(\frac{2r-x}{2r}^2\right)}\right].$$

Caracteristica de modulatie a diafragmei modulatoare de tip cu orificiu circular, pentru cazurile cand fluxul energetic care trece spre receptor creste de la Φ = 0 la $\Phi = \Phi_{max}$ si invers cand acesta scade de la Φ_{max} la 0, este

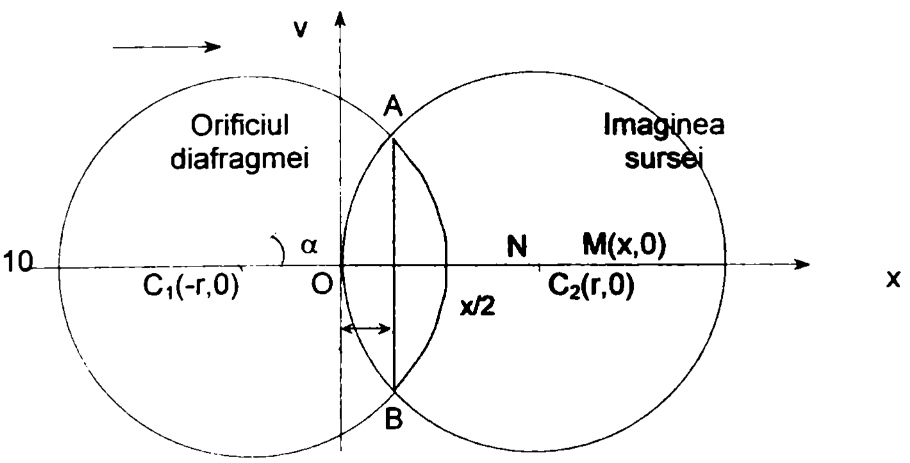


Fig.6.10

$$f(x) = \begin{cases} \frac{2}{\pi}\left[\arccos\frac{2r-x}{2r} - \frac{2r-x}{2r}\sqrt{1-\left(\frac{2r-x}{2r}\right)^2}\right], & pentru\ \ 0 \le x \le 2r; \\ \frac{2}{\pi}\left[\arccos\frac{x-2r}{2r} - \frac{x-2r}{2r}\sqrt{1-\left(\frac{x-2r}{2r}\right)^2}\right], & pentru\ \ 2r \le x \le 4r. \end{cases} \tag{6.8}$$

Se noteaza $y = \frac{r - \frac{x}{2}}{r}$, cu 0 < x < 2r sau 0 < y < 1 si

rezu ta suprafata relativa comuna a celor doua cercuri este

$$\sigma(y) = \frac{S_C(y)}{S_{max}} = \frac{2}{\pi}[\arccos y - y\sqrt{1-y^2}]. \qquad (6.9)$$

Repetand calculele pentru cazul 2r < x < 4r si notand

$y = \frac{\frac{x}{2} - r}{r}$ se obtine pentru $\sigma(y)$ o formula id_ntica cu

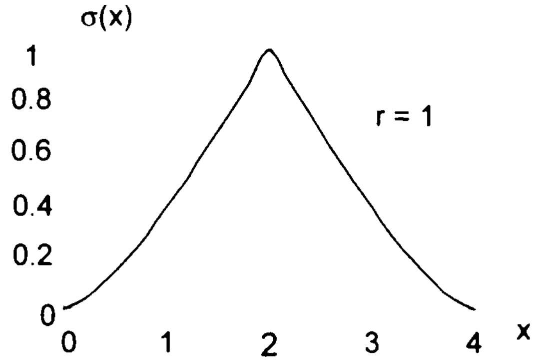


Fig. 6.11

formula (6.9). In fig. 6.11 este reprezentata caracteristica de modulatie a fluxului energetic incident, construita pe baza formulei (6.8) cu datele calculate si trecute in tabelul nr. 6.1

Tabel nr. 6.1

x	0	0,2	0,4	0,6	0,8	1	1,2
σ(y)	0	0,03738	0,10408	0,18812	0,28475	0,39100	0,50463
x	1,4	1,6	1,8	2	2,2	2,4	2,6
σ(y)	0,62383	0,74706	0,87288	1	0,87288	0,74706	0,62383
x	2,8	3	3,2	3,4	3,6	3,8	4
σ(y)	0,50463	0,39100	0,28475	0,18812	0,10408	0,03738	0

Daca difragma se deplaseaza cu viteza v in sensul axei x, atunci coordonata x devine x = vt si r = vτ, cu τ - timpul in care se parcurge distanta r. In acest caz, variatia in timp a fluxului incident are o reprezentare asemanatoare cu cea din (fig. 6.11) daca se inlocuieste x cu t. Se aproximeaza variatia fluxului incident prin diafragma cu o variatie liniara, de forma triunghiulara, dispusa simetric in raport cu axa σ(x), cu urmatoarea expresie analitica

$$\Phi(t) = \begin{cases} \left(1 + \frac{t}{\tau}\right)\Phi_o \text{ pentru } -\tau \le t < 0; \\ \Phi_0 \text{ pentru } t = 0; \\ \left(1 - \frac{t}{\tau}\right)\Phi_o \text{ pentru } 0 < t \le \tau. \end{cases}$$

Spectrul de frecventa al functiei Φ(t) se calculeaza cu integrala Fourier

$$\Phi(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \Phi(t)e^{-\omega t}dt = \int_{-\tau}^{0}\left(1 + \frac{t}{\tau}\right)\Phi_o e^{-j\omega t}dt + \int_{0}^{\tau}\left(1 - \frac{t}{\tau}\right)\Phi_o e^{j\omega t}dt = \Phi_o \tau \frac{\sin^2 \frac{\omega\tau}{2}}{\left(\frac{\omega\tau}{2}\right)^2}. \qquad (6.10)$$

Functia Φ(ω) se anuleaza pentru $\omega = m\frac{2\pi}{\tau}$, cu $m = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \ldots$ Pentru $m = 0$, se obtine $\Phi(0) = \lim_{\omega \to 0} \Phi(\omega) = \Phi_o \tau$.

Functiei Φ(ω) prezinta maxime in punctele in care functia $\left(\frac{\sin \omega \frac{\tau}{2}}{\omega \frac{\tau}{2}} \right)_{\max}$ ia valori maxime. Se noteaza $\omega \frac{\tau}{2} = z$ si se calculeaza

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\sin z}{z}\right) = \frac{z\cos z - \sin z}{z^2} = 0, \text{ sau } z = \operatorname{tg} z.$$

Radacinile acestei ecuatii pot fi aproximate cu valorile $z = \pm(2n+1)\frac{\pi}{2}$. (fig. 6.12)

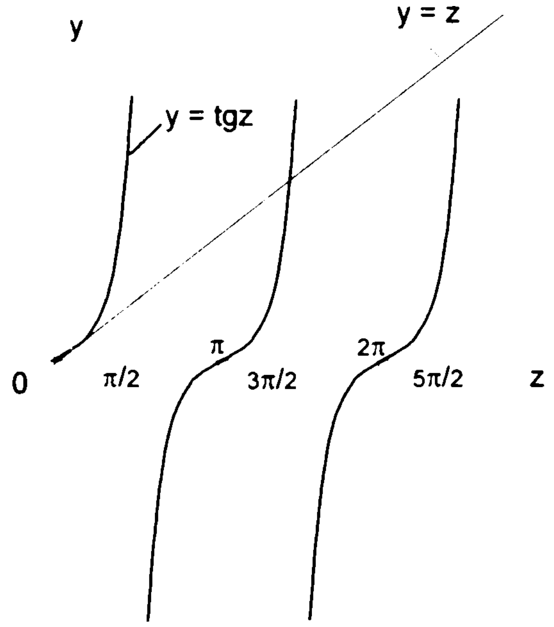


Fig.6.12

Se obtine $\omega_{\max} \cong (2n+1)\frac{\pi}{\tau}$, cu $n = 1,2,3,\ldots$

In fig. 6.13 este reprezentat spectrul de frecventa al functiei Φ(t). Se observa ca Φ(ω) se anuleaza in punctele $\omega = \pm\frac{2\pi}{\tau}, \pm\frac{4\pi}{\tau}, \ldots$ De asemenea, Φ(ω) ia valori maxime pentru $\omega = \pm\frac{3\pi}{\tau}, \pm\frac{5\pi}{\tau}, \ldots$ care inlocuite in relatia (6.10), rezulta:

$$\Phi(0) = \Phi_o \tau;\ \Phi(3\frac{\pi}{2}) = \Phi_o \tau \frac{\sin^2(3\pi/2)}{(3\pi/2)^2} = 0{,}045\Phi_o \tau \text{ si } \Phi(5\frac{\pi}{2}) = 0{,}0162\Phi_o \tau.$$

Din fig. 6.13 se observa ca amplitudinea armonicilor din spectrul de frecventa al impulsului scade sub 4,5% din Φ(0) - amplitudinea componentei armonice pentru ω = 0, incepand cu frecventa $\frac{\omega\tau}{2} \geq 3\frac{\pi}{2}$ sau $\omega = \frac{3\pi}{\tau}$. Rezulta si frecventa de taiere $f_t = \frac{3}{2\tau}$ cu $\tau = \frac{r}{v}$.

In concluzie, preamplificatorul impulsurilor generate de receptorul de radiatie trebuie sa aiba frecventa de taiere $f_t \geq 3v/2\tau$. Daca aceasta conditie nu este indeplinita , impulsul la amplificare va fi distorsionat. Desigur forma impulsului nu intereseaza in procesul de urmarire, insa prin distorsionare amplitudinea impulsului poate scadea nepermis de mult.

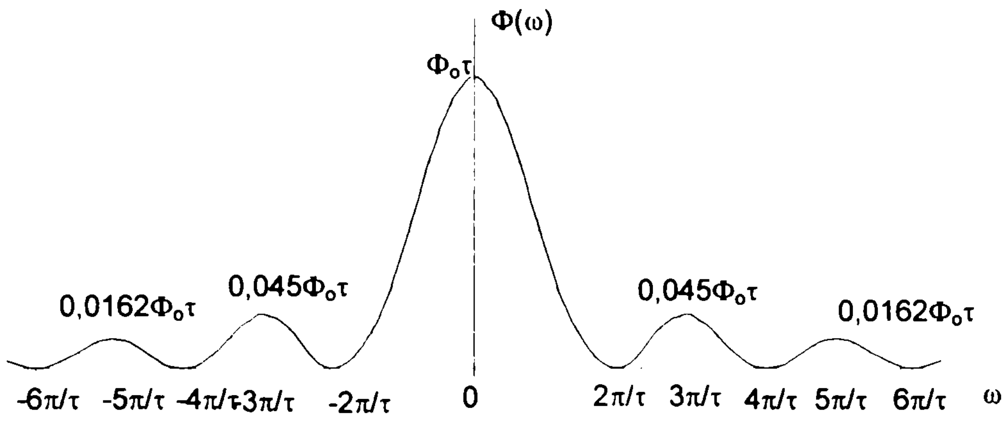


Fig.6.13

Din caracteristica de modulatie reprezentata in fig.6.11 se observa ca, daca x = v.t, cu v = const. (viteza de deplasare a rasterului modulator in raport cu imaginea sursei), atunci semnalul modulat reprezinta o succesiune de impulsuri cu perioada de repetitie $4.r = v.T_R$ sau $T_R = 4r/v$.

Pentru a asigura o adaptare optima intre receptorul de radiatie si canalul electronic este necesar ca banda de trecere a acesteia sa fie cel putin egala cu dublul frecventei maxime de taiere.

6.2.3 Determinarea grafica a armonicilor curbei de modulatie

Determinarea frecventei de taiere a succesiunii de impulsuri rezultate in procesul de modulatie optica si convertite de receptorul de radiatie in semnal electric variabil in timp, presupune descompunerea in armonici a caracteristicii de modulatie (fig. 6.11) care, datorita formei complexe a curbei de modulatie conduce la calcule matematice greoaie sau chiar imposibile de efectuat. Aceasta problema se rezolva utilizand metode grafice.

O metoda grafica simpla si rapida este metoda propusa de Krug – Roth. Aceasta metoda consta in urmatoarele (fig.6.14):

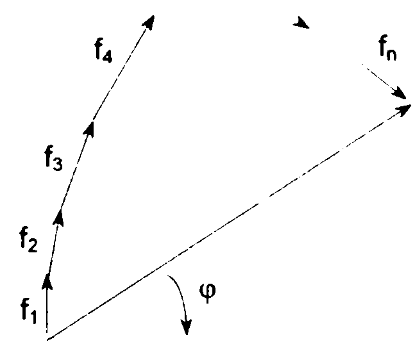


Fig. 6.14

– se imparte segmentul de dreapta de pe axa absciselor, corespunzator unei perioade, intru-un numar de n parti egale (fig.6.14 a);

– se traseaza prin punctele obtinute ordonatele y_1, y_2.,,,,. Y_n;

– pentru a obtine amplitudinea si decalajul primei armonici (A_{m1},φ_1), se traseaza un cerc cu raza egala cu amplitudinea curbei periodice. Se imparte cercul in n parti si se construiesc cele n raze, corespunzatoare puctelor de diviziune (fig. 6.14 b). Pe razele cercului se dispun vectori cu

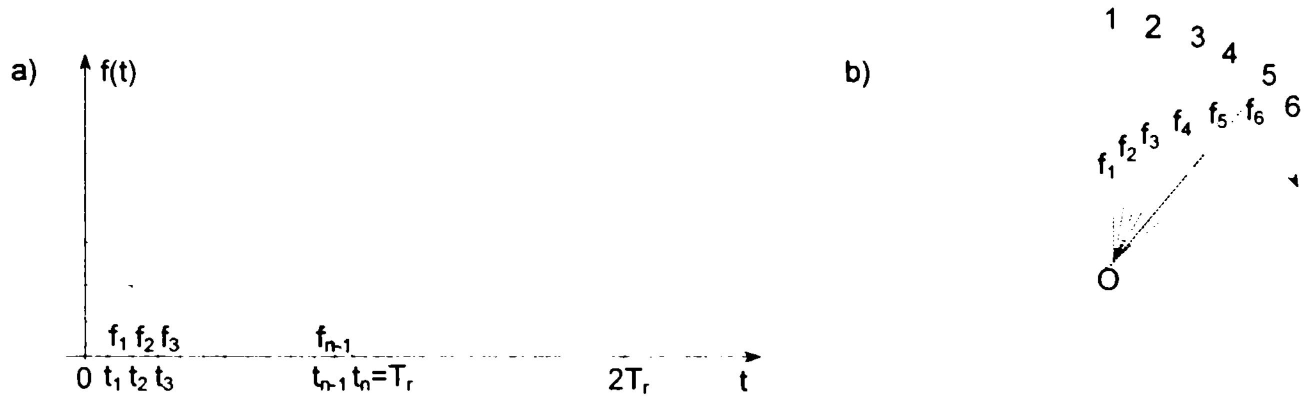


Fig. 6.15

originea in centrul cercului si cu lungimea egala cu ordonata corespunzatoare numarului de ordine al razei;

– vectorii astfel construiti sunt insumati geometric (fig.6.15). Lungimea vectorului rezultant se imparte la n/2 si se obtine amplitudinea A_{m1} a armonicii fundamentale. Faza φ_1 a acestei armonici este data de unghiul pe care vectorul rezultant A_{m1} il formeaza fata de o directie perpendiculara pe raza O1. Faza φ_1 reprezinta decalajul dintre armonica fundamentala si curba periodica. Daca φ_1 > o, armonica fundamentala A_{m1} este decalata in avans (se produce mai repede) fata de curba periodica;

– pentru determinarea armonicii a doua, adica componenta $A_{m2}\sin(2\omega_o t + \varphi_2)$, se foloseste aceeasi constructie, numai ca vectorii egali in marime cu ordonatele curbei periodice sunt asezati pe raze ale caror numere de ordine sunt de doua ori mai mari decat acelea ale ordonatelor respective. Vectorul rezultant al insumarii geometrice ale celor n componente impartit prin n/2 determina marimea si faza armonicii a doua.

In aceeasi maniera se determina si celelalte componente armonice. Banda de frecventa ocupata de semnalul periodic considerat, se obtine considerand ca se pot neglija componentele spectrale ale caror amplitudine sunt mai mici decat o amplitudine impusa δA_{m1}, cu $\delta < 1$ (fig.6.16). Largimea de banda ocupata de primele "i" componente este $B = \omega_o i$. Literatura de specialitate prezinta o multime de dispozitive modulatoare cu elemente transparente de forma triunghiulara, dreptunghiulara, rombica, etc. De asemenea forma geometrica a imaginii poate fi un cerc, un patrat, ori un dreptunghi. In toate cazurile, caracteristica de modulatie reprezinta o relatie matematica care defineste suprafata

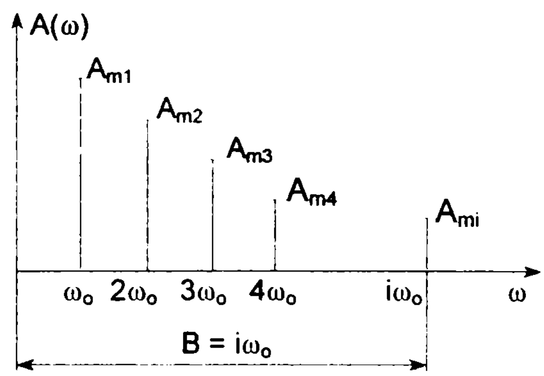


Fig.6.16

comuna existenta, in fiecare moment, intre elementul transparent si pata luminoasa a imaginii. Mai trebui mentionat ca, determinarea caracteristicii de modulatie a discului modulator permite calculul benzii de frecventa ocupata de semnalul periodic modulat, marime necesara la determinarea parametrilor canalului electronic.

Daca caracteristica de modulatie are forma rectangulara sau trapezoidala (dimensiunea sursei de radiatie este mult mai mica in comparatie cu largimea orificiului modulator), iar banda de trecere a amplificatorului conectat la iesirea receptorului de radiatie este ingusta, valoarea curentului amplificat scade foarte mult, deoarece amplificatorul selecteaza prima si cel mult a doua armonica. Din acest punct de vedere, forma cea mai potrivita a curbei de modulatie este cea sinusoidala . Ea se poate obtine in cazul in care imaginea sursei de radiatie executa o miscare circulara pe suprafata unei diafragme modulatoare, confectionata dintr-un material opac al carui coeficient de transmisie are o variatie liniara dupa directia unui diametru A-A.

6.2.4 Modulatia de amplitudine cu discuri sectoriale

Frecvent, la determinarea coordonatelor unghiulare ale surselor termoradiante din teren se utilizează modulaţia optică a cîmpului de radiaţie necoerent observat in planul imagine, cu un sistem optic. Prin modulaţia optica realizată sunt modificate unele caracteristici ale unui fascicul de raze optice în conformitate cu un semnal care contine informatia dorita. Transpunerea informaţiei pe o purtătoare optică se realizează cu ajutorul unui dispozitivului modulator. Există o mare varietate de dispozitive optice modulatoare, dar funcţionarea lor se reduce la schema clasică de modulaţie cu diafragmă (mască) cu transmisie variabilă. Un fascicul optic necoerent ce se propagă după direcţia z, perpendiculară pe planul (x,y) al diafragmei produce la suprafaţa de ieşire a acesteia o distribuţie bidimensională de intensitate energetică

$$I_e(x,y) = A(x,y)t(x,y), \tag{6.11}$$

unde $A(x,y)$ este distribuţia intensităţii cîmpului de radiaţie aplicat la intrarea diafragmei şi $t(x,y)$ – coeficientul de transmisie sau functia de transmisie a diafragmei în parametrii căreia este codificată informaţia de transmis.

Întrucît purtătoarea este un fascicul optic necoerent, operaţia de modulaţie se reduce la înmulţirea în fiecare punct (x,y) a deschiderii diafragmei, a două funcţii: $A(x,y)$ produsă de sursa de radiaţie şi $t(x,y)$ – transmisia diafragmei rezultînd la ieşire un semnal optic modulat spaţial în amplitudine. Pentru determinarea coordonatelor unghiulare ale sursei în raport cu axa optică a sistemului, semnalul optic modulat spaţial în amplitudine trebuie "citit" cu ajutorul unui receptor de tip matrice cu sensibilitate după axele x şi y.

Aceleaşi informaţii pot fi obţinute şi dacă se foloseşte numai un singur receptor de radiaţie, cu condiţia ca în purtătoarea optică să se codifice două mărimi: - distanţa ρ a imaginii sursei faţă de axa optică şi unghiul de fază φ format de imagine cu o axă de referinţă. În acest caz, modulatorul optic trebuie să creeze o nouă purtătoare optică (subpurtătoare), dependentă de timp, în parametrii căreia se codifică mărimile ρ şi φ prin procedee de modulaţie combinată.

Subpurtatoarea optica de joasă frecvenţă se poate obţine foarte simplu cu ajutorul discului modulator rotativ. Acesta are dispuse echidistant pe suprafaţa sa o succesiune de zone transparente şi opace, cu functia de transmisie

$$t(x,y)=\begin{cases}1, & zona\ transparenta,\\ 0, & zona\ opaca,\end{cases}.$$

Imaginea sursei de radiaţie este proiectată obiectiv pe suprafaţa discului şi prin rotirea acestuia în raport cu imaginea punctiformă, cu viteza unghiulară ω, se realizează o întrerupere periodică a fasciculului de radiaţie cu frecvenţa $f_\theta = N\omega/2\pi$, unde N reprezintă numărul de elemente transparente (sau opace). La ieşirea discului modulator, pentru $A(x,y) = \Phi_0$ (fluxul energetic captat de la sursă) şi se obţine o succesiune de impulsuri cu amplitudinea Φ_0, translatate pe axa timpului şi cu perioada de repetiţie $\theta = 2\pi/N\omega$.

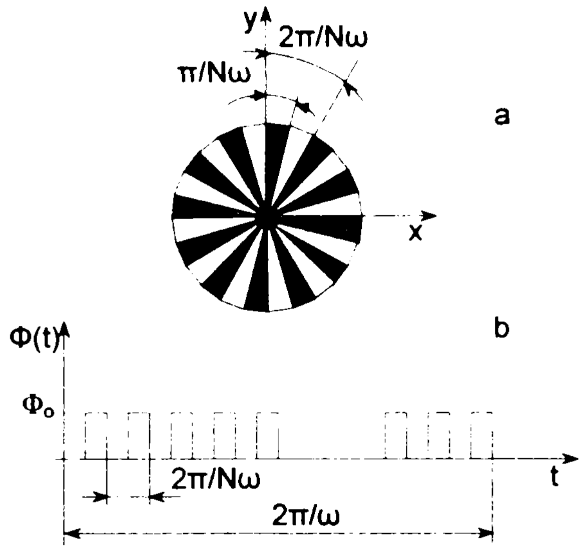


Fig.6.17 a. – disc modulator;
b. – funcţia de transmisie.

Această succesiune nemodulată formează subpurtătoarea, exprimabilă printr-o serie Fourier. Impulsurile de formă dreptunghiulară obţinute cu un disc cu elemente transparente de tip sectorial (fig 6.17 a), cu o reprezentare analitică de forma

$$\Phi(t)=\begin{cases}\Phi_o, & 0 \le t \le \theta/2;\\ 0, & \theta/2 < t < \theta,\end{cases}$$

admite o dezvoltare în serie Fourie

$$\Phi(t)=\frac{\Phi_O}{2}+\frac{2\Phi_O}{\pi}\sum_{k=0}^{\infty}\frac{\sin[(2k+1)N\omega t]}{2k+1} \qquad (6.12)$$

Se observă că spectrul de putere al subpurtătoarei conţine o componentă continuă şi o infinitate de componente sinusoidale cu frecvenţe impare: $2\pi/\theta$; $3(2\pi/\theta)$; $5(2\pi/\theta)$;...şi cu amplitudini descrescătoare: $0{,}5\Phi_o$; $0{,}63\Phi_o$; $0{,}23\Phi_o$; $0{,}12\Phi_o$;....

Din relaţia (6.11) mai rezultă că, forma impulsului optic obţinut pentru surse îndepărtate depinde de configuraţia geometrică a elementului transparent, deci discului modulator are şi rolul de filtru optic. Astfel, pentru surse care formează imagini cu dimensiuni geometrice comparabile cu dimensiunile elementului transparent discul prezintă o transmisie maximă față de radiația provenită de la acestea. În schimb, radiația provenită de la surse cu dimensiuni mari este puternic atenuată.

6.2.5 Modulația combinată amplitudine - fază.

Codificarea distanței ρ a imaginii sursei față de axa optică a sistemului și a unghiului de fază φ în parametrii subpurtătoarei (fig.6.18) se realizează cu un disc modulator tip pană cu transmisie variabilă. Coeficientul de transmisie al materialului optic se modifică liniar în lungul diametrului AB, de la valoarea maximă τ_{max} în punctul A, la valoarea minimă τ_{min} în punctul B. Pentru alte puncte ale discului dispuse pe drepte perpendiculare pe diametrul AB, coeficientul de transmisie este egal cu valoarea acestuia corespunzător punctului de pe diametrul AB.

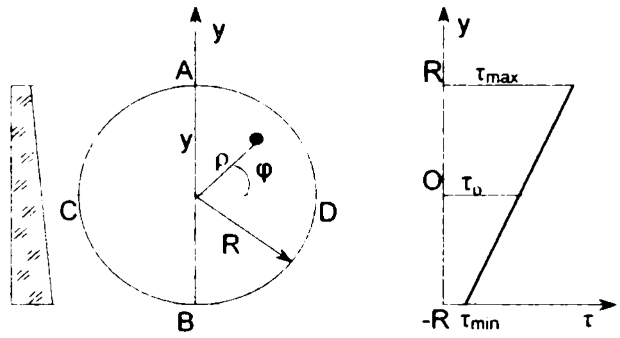


Fig.6.18.

Coeficientul de transmisie al unui punct oarecare de pe diametrul AB, aflat la distanța y față de origine este

$$\tau(y) = \tau_o + \frac{\Delta\tau}{2R}y,$$

unde $\tau_o = (\tau_{max} + \tau_{min})/2$ reprezintă transmisia medie a discului (transmisia discului în centru) și $\Delta\tau = (\tau_{max} - \tau_{min})/2$ – variația transmisiei pentru o rotație completă a discului.

Dacă imaginea sursei se formează pe suprafața discului în punctul de coordonate polare (ρ,φ), pentru un disc aflat în mișcare de rotație cu viteza unghiulară ω rezultă o transmisie variabilă

$$\tau(\rho,\varphi) = \tau_o + \frac{\Delta\tau}{2R}\rho\sin(\omega t + \varphi),$$

sau

$$\tau(\rho,\varphi) = \tau_o[1 + m\sin(\omega t + \varphi)], \qquad (6.13)$$

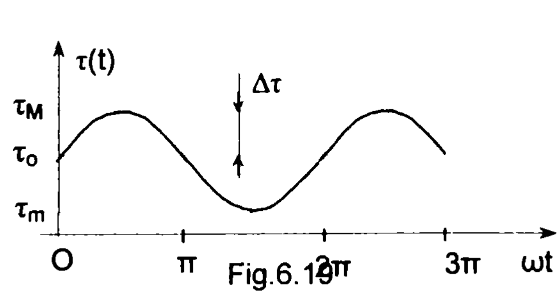


Fig.6.19

unde $m = \frac{\Delta\tau}{2}\frac{\rho}{R}$ reprezintă gradul de modulație în amplitudine al discului modulator. Semnificația fizică a mărimii m se obține din fig.6.19: $m = \frac{\tau_M - \tau_m}{\tau_M + \tau_m}$, unde τ_M și τ_m reprezintă transmisia maximă, respectiv minimă a discului modulator, în punctul unde s-a format imaginea sursei. Considerînd că discul tip pană analizat are dispuse pe o suprafață a sa zone transparente și opace care formează impulsuri optice dreptunghiulare, din relația (6.12) rezultă semnalul optic modulat

$$\Phi_e(t)=\frac{\Phi_o\tau_o}{2}[1+m\sin(\omega t+\varphi)]\left\{1+\frac{4}{\pi}\sum_{k=0}^{\infty}\frac{\sin[(2k+1)N\omega t]}{2k+1}\right\}. \qquad (6.14)$$

Se observă că spectrul semnalului modulat conține o componentă continuă $\frac{\Phi_o\tau_o}{2}$, o componentă $\frac{\Phi_o\tau_o m}{2}\sin(\omega t+\varphi)$ ce reproduce oscilația modulatoare, precum și o infinitate de componente armonice dispuse simetric față de frecvențele Nω; 3Nω; 5Nω,...(fig.6.20).

Dacă se trece semnalul obținut după detecție printr-un circuit electric de filtrare, care lasă să treacă numai armonicile de frecvență egală sau mai mică decît $N\omega$, se obține la ieșirea filtrului o oscilație modulată de forma

$$\Phi_e(t)=\frac{\Phi_o\tau_o}{2}[1+m\sin(\omega t+\varphi]\sin N\omega t \qquad (6.21)$$

ce reprezintă un semal modulat în amplitudine, cu gradul de modulație m și simultan, o modulație în fază cu indicele de modulație 1. Spectrul semnalului modulat în amplitudine conține o componentă continuă $\frac{\Phi_o\tau_o}{2}$ centrată pe frecvența $N\omega$ și două benzi laterale, cu amplitudinea $m\frac{\Phi_o\tau_o}{2}$ dispuse simetric față de frecvența $N\omega$ în punctele $(N\text{-}1)\omega$ și $(N+1)\omega$. Banda de trecere a semnalului este $\Delta\omega = 2\omega$, adică dublă față de viteza unghiulară de rotație a discului modulator.

6.2.6 Determinarea coordonatelor unghiulare ale sursei termice

Decodificarea informației purtate de semnalulul modulat optic se realizează cu ajutorl circuitelor electronice, după ce semnalul optic a fost convertit în semnal electric. Conversia semnalului optic (6.13) în semnal electric se produce în receptorul de radiație – cel mai important element al sistemului, deoarece performanțele sale determină performanțele sistemului în ansamblu. Principala caracteristică a receptorului de radiație este caracteristica fotoelectrică sau de sensibilitate și

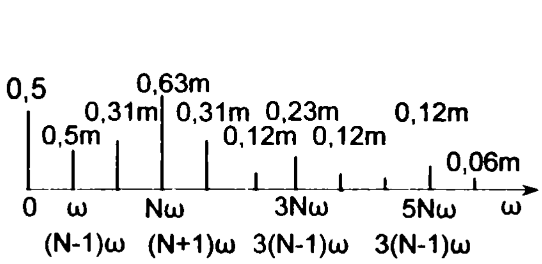


Fig.6.20

exprimă dependența curentului fotoelectric de fluxul energetic incident $i_f = f(\Phi_e)$. Pentru fluxuri incidente de valoare mică caracteristica este liniară şi curentul fotonic obținut are acelaşi spectru ca şi fluxul energetic incident Φ_e. După detecția liniară a semnalului optic, componentele continuă şi de înaltă frecvență sunt filtrate astfel că, la ieşirea filtrului se obține anvelopa semnalului (6.21) cu amplitudinea proporțională cu gradul de modulație $u_\rho = Km = K\dfrac{\Delta\tau}{2R}\rho$, adică proporțională cu abaterea sursei de la axa optică a sistemului.

Unghiului de fază φ din semnalul modulat (6.21) reprezintă unghiul pe care imaginea sursei îl formează cu axa de referință a sistemului. Pentru obținera lui este necesar ca tensiunea obținută la ieşirea filtrului electric să fie aplicată la intrarea unui redresor sensibil la fază. La ieşirea acestuia se obține o tensiune proporțional cu unghiul φ. Obținerea tensiunii $k\varphi$ este condiționată de existența unei tensiuni de referință, care realizează sincronismul între procesul de modulație (întreruperea periodică a fluxului incident cu ajutorul discului modulator) şi procesul de demodulație (obținerea unghiului de fază φ).

Tensiunea de referință se obține prin mai multe metode, din care se amintesc:

- cuplarea directă a rotorului unui microgenerator de curent alternativ cu discul

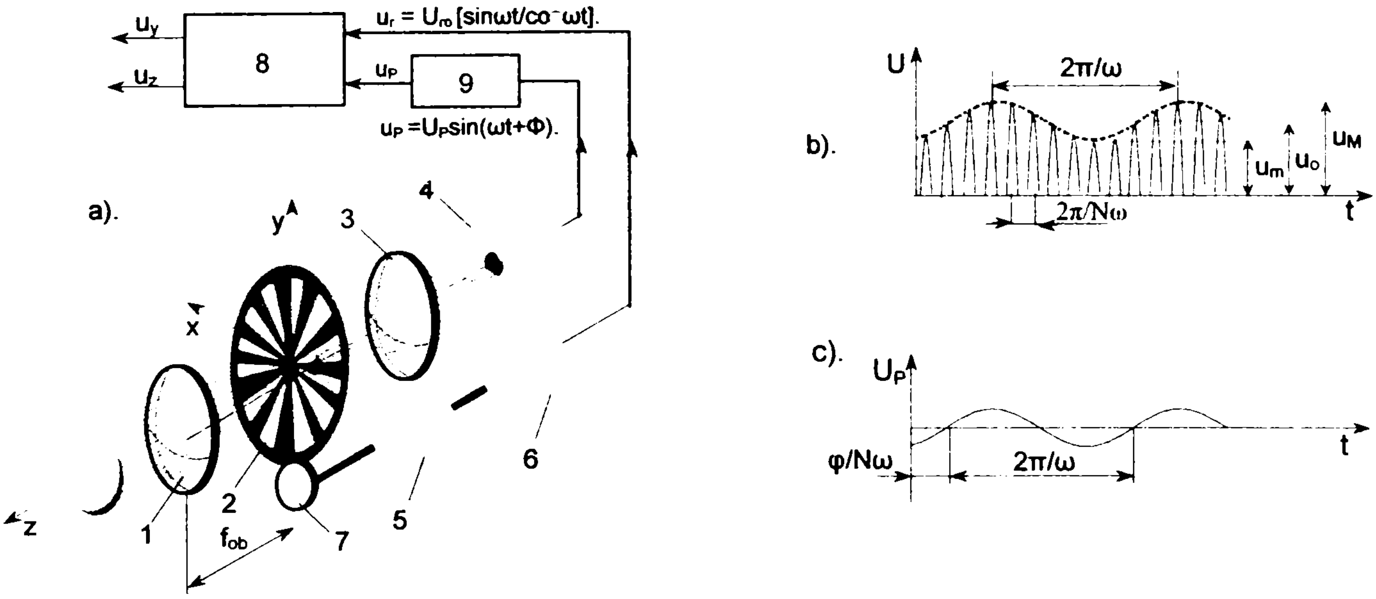


Fig. 6.21. 1 – obiectiv; 2 – disc modulator; 3 – colector; 4 – detector de radiație; 5 – motor electric; 6 – generator tensiune referință; 7 – reductor; 8 – redresor sensibil la fază; 9 – amplificator.

modulator, rotit sincron (fig.6.21a). La bornele generatorului se obține o tensiune $u = U\sin\omega t$, cu pulsație egală cu viteza unghiulară de rotație a discului. Trecerea prin zero şi creşterea tensiunii generatorului coincide cu trecerea prin "referință" a discului modulator;

fixarea pe periferia discului modulator a unui magnet permanent. La trecerea prin "zero" a discului modulator, magnetul permanent induce o t.e.m. într-o bobină fixată pe axa de referință. La bornele acesteia apare un impuls de durată foarte mică care declanșază procesul de formare a unei tensiunii sinusoidale cu pulsația ω (condiția de sincronism). Prin compararea în redresorul sensibil de fază a celor două tensiuni, la ieșirea acestuia se obține o tensiune proporțională cu defazajul dintre cele două tensiuni $u_e = k\varphi$.

După cum se observă, filtrul electric permite trecerea spre redresorul sensibil la fază numai a primei armonici din spectrul semnalului optic (fig.21b) obținut în urma procesului de modulație. Din aceste motive, analiza spectrală a semnalelor optice reprezintă o etapă foarte importantă în calculul sistemelor optoelectronice de determinare a cordonatelor unghiulare a surselor termice.

Folosirea discului modulator la modulația cîmpului de radiație din planul imagine conduce la pierderi de cel puțin 50% din fluxul radiant incident. Dar, prin această pierdere de flux se asigură o reducere cu cel puțin de două ori a nivelului de zgomote (radiații parazite) provenite de la sursele cu dimensiuni mari. În aceste coniții nivelul raportului semnal/zgomot crește cu toate că este folosită numai 50% din fluxul incident.

Întrucît secțiunea fluxului întrerupt are o formă circulară (cercului de difracție) pentru surse îndepărtate, implsurile formate nu pot fi descrise print-o funcție sinusoidală saudreptunghiulară. O asemenea funcție trebuie studiată atent și determinat spectrul de putere al ei în vederea asigurării transferului maxim de putere de la receptor la preamplificator.

O altă caracteristică importantă a sistemelor de localizare este banda de trecere. Întrucît tensiunea semnalului obținut este aproape dreptunghiulară, importante părți din puterea semnalului sunt conținute în armonicile superioare. În aceste condiții alegerea benzii de trecere trebuie să aibă în vedere spectrul zgomotului de fond și al receptorului. Zgomotul receptorului poate fi diminuat foarte mult prin modulație, întrucît acestea se reduc la fucționarea receptorului în regim de comutație. De asemenea, zgomotul de fond este puternic atenuat prin folosirea discului modulator cu sectoare.

6.3 Detectia si localizarea surselor termoradiante

6.3.1 Contrastul termic absolut si relativ

Scopul descoperirii in infrarosu este de a pune in evidenta prezenta unei surse termoradiante caracterizata printr-o stralucire energetica, un anumit spectru de emisie sau un contrast termic diferit de valoarea medie a stralucirii sau a contrastului radiatiei de fond.

Localizarea surse termice presupune determinarea pozitiei sursei, in raport cu un sistem de referinta ales convenabil, in campul optic al sistemului optoelectronic.

La analiza sistemelor optoelectronice de detectie in infrarosu prezinta interes doua cazuri intalnite in practica:

– exista o radiatie de fond cu o stralucire redusa (sau cu temperatura mica), peste care se suprapune radiatia unei surse cu stralucirea sau temperatura mare, dar se afla la o distanta foarte mare fata de sistemul de detectie. In acest caz, marimea unghiulara a sursei, vazuta dinspre detector, este foarte mica, deci poate fi considerata o sursa punctiforma. Cazul prezentat poate fi un avion care zboara la o inaltime mare, pe un cer senin. Sensibilitatea sistemului in infrarosu se exprima prin cantitatea minima de energie radianta care trece prin pupila de intrare a sistemului optic. Cantitatea de energie radianta minima detectabila depinde de zgomotul intern al detectorului. In acest caz, prin proiectare trebuie realizat un sistem optic care sa lucreze intr-un domeniul spectral unde radiatia sursei este maxima. In aceasta etapa de proiectare nu se tine cont de radiatia fondului;

– un alt caz frecvent intalnit este acela in care se doreste detectarea unei surse termice care prezinta un contrast termic foarte mic in raport cu fondul. Acest caz apare la observarea obiectelor termice din teren, cand acestea sunt invecinate cu alte obiecte cu temperaturi foarte apropiate. In acest caz, sensibilitatea sistemului in infrarosu nu se masoara prin cea mai mica cantitate de energie radianta pusa in evidenta, ci se masoara prin cel mai mic contrast termic pus in evidenta si existent intre obiectul observat si obiectele invecinate.

La descoperirea surselor termice aflate in teren o importanta deosebita o are alegerea domeniului spectral optim de receptie, astfel incat sa se puna in evidenta un contract termic cat mai mic.

Daca se admite ca radiatia emisa de sursa termica aflata la temperatura T corespunde radiatiei unui corp negru, atunci stralucirea radiatiei emise este

$$B_{\lambda}^{CN} = C_1 \lambda^{-5} \left[e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1 \right]^{-1} . \tag{6.22}$$

Fie ΔB_{λ} diferenta de stralucire monocromatica existenta intre cele doua obiecte cu temperaturile T si T + ΔT, egal cu

$$\Delta B_{\lambda} = \frac{dB_{\lambda}^{CN}}{dT} \Delta T , \tag{6.23}$$

sau dupa ce se inlocuieste (6.22) in relatia (6.23), rezulta

$$\Delta B_\lambda = \frac{C_1 C_2}{\lambda^6 T^6} \frac{e^{C_2/\lambda T}}{\left(e^{C_2/\lambda T} - 1\right)^2} \Delta T . \qquad (6.24)$$

Se deriveaza ΔB_λ in raport cu λ si se determina valoarea lungimii de unda λ'_m pentru care contrastul ΔB_λ este maxim $\lambda'_m = \frac{C_2}{\sigma T} = \frac{2400}{T}$. Pentru T = 300K, se obtine $\lambda'_m = 8\mu m$.

Se mai poate defini si un contrast relativ $\Delta B_\lambda / B_\lambda$. Cu un calcul asemanator cu cel prezentat se obtine lungimea de unda λ''_m pentru care $\Delta B_\lambda / B_\lambda$.are valoare maxima. Pentru T = 300K se obtine $\lambda''_m = 1{,}8\mu m$. Domeniul spectral optim pentru receptie se alege intre λ'_m si λ''_m. Pentru T = 300K, se obtine $\lambda_{op} = (\lambda'_m \ldots \lambda''_m)/2 = 4 \ldots 5\mu m$.

Cel mai mic contrast de temperatura care poate fi pus in evidenta de aparatele moderne este de ordinul 1/50 ...1/100 °C.

6.3.2 Distanta maxima de descoperire a sursei termoradiante

Un parametru important al sistemului SCOD este si *distanta maxima* de descoperire a surselor termice. Acest parametru permite evaluarea atat a performantelor sistemului, cat si efectuarea comparatiei cu alte sisteme asemanatoare. Cunoasterea distantei maxime de actiune la care poate fi descoperit un obiect termic, sau la care pot fi masurate unele caracteristici termice ale acestuia, reprezinta un obiectiv esential in etapa de proiectare a sistemului SCOD.

Distanta maxima de actiune a sistemului SCOD depinde de caracteristicile geometrice si radiante (energetice si spectrale) ale obiectului termic cautat, de caracteristicile mediului in care se produce transmisia neghidata a radiatiei infrarosii, de radiatia parazita a fondului radiant si de sensibilitatea de prag a receptorului de radiatie.

La determinarea distantei maxime de actiune apar doua cazuri:

- descoperirea obiectului termic pe un fond neradiant, cand sensibilitatea de prag a sistemului este limitata numai de zgomotul intern al receptorului de radiatie;
- descoperirea obiectului termic pe un fond radiant, cand sensibilitatea de prag a sistemului este limitata numai de zgomotul extern al fondului radiant, sau combinat, de zgomotul fondului radiant si al receptorului de radiatie.

Descoperirea sursei termice se poate face fie pe baza radiatiei termice emise de aceasta, fie pe baza radiatiei emise de surse artificiale si reflectata de suprafata sursei termice. Intrucat distanta la care se realizeaza descoperirea este determinata de dimensiunile geometrice ale sursei, acestea se impart in:

- punctiforme, cand dimensiunile sursei nu sunt “rezolvate” de ansamblul optic;

– de dimensiuni reduse, cand numai dimensiunile sursei intereseaza, detaliile acesteia fiind nesemnificative;

– de suprafata extinsa, cand sunt importante detaliile suprafetei sursei.

Schema de principiu a sistemului optoelectronic utilizat la descoperirea surselor punctiforme este prezentata in fig. 6.20. Imaginea sursei termice indepartate se formeaza in planul focal al obiectivului 1 si reprezinta o figura de difractie (cercului de difractie). Aproape de planului focal este dispus receptorul de radiatie 2, care transforma radiatia termica incidenta Φ_I in semnal electric V_s. Functionarea sistemului este asigurata daca este indeplinita conditia $V_s \geq mV_{zg}$, adica atunci cand semnalul util V_s obtinut la iesirea receptorului este de m ori mai mare decat zgomotul intern si extern al receptorului V_{zg}. In fig. 6.20 aceasta conditie se reprezinta intuitiv cu ajutorul releul cu prag, care face diferenta $V_s - mV_{zg}$ si actioneaza cand
$\Delta V = V_s - mV_{zg} > 0$.

Punctul de plecare in calculul distantei maxime de detectie in infrarosu este reprezentat de evaluarea energiei radiante minime pe care o emite sursa termica si poate fi detectata de sistemul SCOD. Pentru a realiza aceasta evaluare se au in vedere doua cazuri: a) – sursa termica are dimensiuni reduse; b) – sursa termica este punctiforma.

a) se considera sursa termica de dimensiuni reduse ca fiind un corp gri, cu temperatura T_s si cu un factor de emisie $\varepsilon_\lambda = f(\lambda)$ cunoscut si independent de T. In acest caz, expresia stralucirii spectrale B_λ a radiatiei emise, este

$$B_\lambda d\lambda = \frac{R_\lambda^{CN}}{\pi} \varepsilon_\lambda d\lambda ,$$

unde R_λ^{CN} este radianta spectrala a corpului negru aflat la temperatura T_s. Curba $R_\lambda^{CN} = f(\lambda)$ reprezinta o anvelopa in interiorul careia se afla functia $R_\lambda = f(\lambda)$, deoarece $\varepsilon_\lambda < 1$. In cazurile in care sursa termica nu are aceeasi temperatura T_s pe suprafata sa, se poate determina o

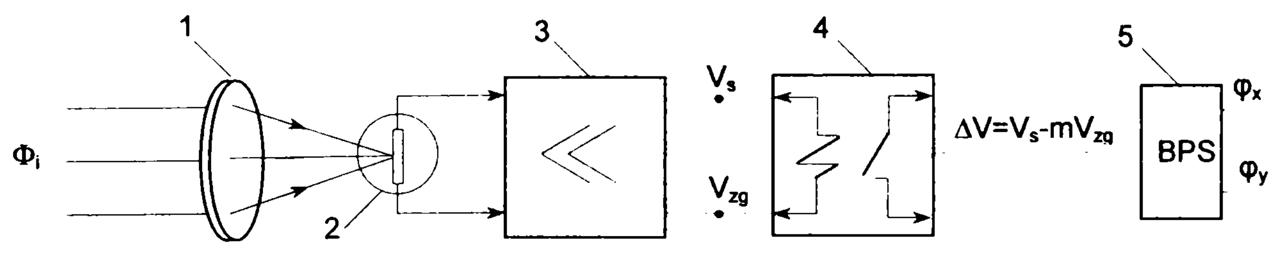


Fig. 6.20 1- obiectiv; 2 – receptor de radiatie; 3 – preamplificator; 4 – amplificator de putere cu caracteristica tip releu; 5 – bloc prelucrare semnale

temperatura medie T_{sm} a sursei (deci si o stralucire $B_{\lambda m}$) si se pot ridica caracteristicile de emisie pentru diferite temperaturi T_{sm} si lungimii de unda λ. De asemenea, se poate stabili o *suprafata echivalenta* Σ a sursei care asigura o emisie identica cu sursa data.

Daca radiatia emisa de suprafata Σ se propaga prin atmosfera pe o distanta d, ea sufera o atenuare, caracterizata prin factorul de absorbtie al atmosferei $\tau_\lambda(d)$.

Iluminarea energetica produsa de sursa termica in planul focal al sistemului optic, unde este dispus si receptorul de radiatie, este

$$E_\lambda = \frac{R_\lambda^{CN} \varepsilon_\lambda \tau_\lambda(d) \Sigma}{\pi d^2}.$$

Daca Σ' este aria suprafetei sensibile a receptorului de radiatie, sau suprafata redusa a pupilei de intrare si neglijand pierderile de flux prin absorbtie si reflexie in componentele optice, se poate calcula energia radianta captata prin pupila de intrare a sistemului optic si transmisa la receptor, adica $\Phi_\lambda = E_\lambda \Sigma'$, cu Φ_λ fluxul energetic spectral incident la suprafata receptorului.

Semnalul electric obtinut de la receptorul de radiatie este

$$V_{S\lambda} = S_\lambda \Phi_\lambda = S_\lambda E_\lambda \Sigma',$$

unde S_λ este sensibilitatea spectrala a receptorului de radiatie.

Integrand dupa toate lungimile de unda λ se obtine semnalul integral

$$V_S = \int_0^\infty V_{S\lambda} d\lambda = \frac{\Sigma\Sigma'}{\pi d^2} \int_0^\infty S_\lambda R_\lambda^{CN} \varepsilon_\lambda \tau_\lambda(d) d\lambda.$$

Raportul semnal/zgomot este

$$\frac{V_S}{V_n^2} = \frac{\Sigma\Sigma'}{\pi d^2} \int_0^\infty \frac{S_\lambda}{V_n^2} \varepsilon_\lambda \tau_\lambda R_\lambda^{CN} d\lambda, \tag{6.25}$$

unde V_n^2 este tensiunea medie patratica produsa de stralucirea radiatiei de fond B_f, considerata constanta (zgomotul alb).

Se noteaza

$$\frac{S_\lambda}{V_n^2} = D_\lambda = \frac{D_\lambda^*}{\sqrt{A\Delta f}},$$

cu D_λ – capacitatea spectrala de descoperire a receptorului de radiatie si D^*_λ – capacitatea specifica spectrala, parametrii care depind de tipul receptorului folosit, de temperatura de racire a acestuia etc..

Inlocuind in relatia (6.25), se obtine

$$\frac{V_S}{V_n^2} = \frac{\Sigma\Sigma'}{\pi d^2 \sqrt{A\Delta f}} \int_0^\infty R_\lambda^{CN} D_\lambda^* \varepsilon_\lambda \tau_\lambda d\lambda.$$

Cunoscand raportul semnal util/zgomot se poate determina distanta d_{max} la care poate fi detectata si descoperita sursa termoradianta. Trebuie avut in vedere ca acest calcul este valabil pentru cazul in care τ_λ este independent de marimea d (distanta sursa – receptor).

Daca sursa este un corp negru, se poate scrie

$$\int R_\lambda^{CN} D_\lambda^* d\lambda = D^* R^{CN} ,$$

unde R^{CN} este radianta totala a corpului negru exprimata prin $R^{CN} = \sigma T^4$.

b) Intrucat in cazul sursei punctiforme dimensiunile unghiulare sunt mult mai mici fata de unghiul de camp al sistemului optic, se poate scrie

$$E_\lambda = \frac{I_\lambda \tau_\lambda(d)}{d^2},$$

cu I_λ - intensitatea energetica spectrala a radiatiei emisa de sursa; E_λ - iluminarea energetica spectrala a pupilei de intrare a sistemului optic; $\tau_\lambda(d)$ – transmisia spectrala a mediului (atmosferei) prin care se propaga neghidat radiatia si d – distanta sursa termoradianta – receptor de radiatie.

Fluxul energetic spectral incident la suprafata sensibila a receptorului de radiatie este

$$\Phi_\lambda = E_\lambda A_o \tau_{o\lambda},$$

unde A_o este aria suprafetei pupilei de intrare a sistemului optic; $\tau_{o\lambda}$ - transmisia optica spectrala a sistemului optic (sunt incluse filtrele spectrale, lentilele si prismele obiectivului, precum si diafragama modulatoare).

Marimea semnalului la iesirea receptorului de radiatie este $V_S = \Phi_\lambda S_\lambda$, cu S_λ - sensibilitatea spectrala a receptorului.

Ecuatiile obtinute sunt valabile numai in domeniul spectral λ_1 - λ_2, interval in care lucreaza receptorul de radiatie. Tensiunea la iesirea acestuia este

$$V_S = \frac{A_o}{d^2} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} I_\lambda \tau_\lambda(d) \tau_{o\lambda} R_\lambda d\lambda,$$

sau functie de raportul semnal util/zgomot

$$\frac{V_S}{V_n^2} = \frac{A_o}{V_n^2 d^2} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} I_\lambda \tau_\lambda(d) \tau_{o\lambda} R_\lambda d\lambda . \tag{6.26}$$

Integrala (6.26) nu poate fi calculata direct, deoarece $\tau_\lambda(d)$ este functie atat de λ cat si de distanta d. Pentru a putea efectua integrala se fac urmatoarele ipoteze simplificatoare:

- transmisa spectrala a atmosferei in domeniul spectral λ_1 - λ_2 este constanta si egala cu τ_a (o valoare medie in intervalul analizat, iar in rest $\tau_a = 0$);

- produsul $I_\lambda d\lambda$ se aproximeaza cu o intensitate medie I_{med} in domeniul spectral λ_1 - λ_2. Aceasta aproximatie se face simplu daca se considera obiectul termoradiant un corp negru sau un corp cenusiu cu ε = const. pentru orice λ.
- sensibilitatea spectrala a receptorului de radiatie S_λ, care este o functie de λ, se aproximeaza cu o valoare medie S_{med} in intervalul spectral λ_1 - λ_2,

Aproximatiile facute vor conduce la rezultate cu erori minime, daca marimile analizate nu se modifica rapid in domeniul spectral, λ_1 - λ_2,.

In acest caz, relatia (6.26) devine

$$\frac{V_S}{V_n^2} = \frac{A_o}{V_n d^2} I_m \tau_a \tau_o R_m ,$$

cu distanta maxima de descoperire $d_{\max} = \sqrt{\dfrac{A_o I_m \tau_a \tau_o R_m}{V_n (V_S / V_n^2)}}$.

Daca campul de vedere al sistemului optic este ω[str] si distanta focala f, atunci suprafata sensibila a receptorului de radiatie trebuie sa fie: $A_d = \omega f^2$. De obicei, sistemul optic este caracterizat de numarul de apertura, NA = $D_o/2f$, unde D_o – diametrul pupilei de intrare.

6.3.3 Ecuatia distantei de descoperire

Ecuatia distantei se scrie pe baza urmatoarelor ipoteze simplificatoare:

– sursa termoradianta se afla la o distanta mare fata de sistemul optic, deci imaginea acesteia se va forma in planul focal anterior unde este dispus si receptorul de radiatie;

– suprafata radianta a sursei se comporta ca un corp cenusiu, emitand o radiatie care respecta legea lui Lambert.

In acest caz, fractiunea fluxul energetic spectral emis de sursa termica, de suprafata radianta A_S si de temperatura absoluta T , in intervalul spectral $(\lambda, \lambda + d\lambda)$ si care strabate pupila de intrare a sistemului optic de arie A_o, este

$$d\Phi_\lambda = I_{\alpha,\lambda} \omega d\lambda = \varepsilon \frac{r_\lambda}{\pi} A_S \cos\alpha \frac{A_o}{D^2} d\lambda , \quad (6.27)$$

unde $I_{\alpha,\lambda}$ este intensitatea energetica a radiatiei, $\omega = \dfrac{A_o}{D^2}\cos\alpha$ - unghiul solid sub care se propaga fasciculul de raze de la sursa spre pupila de intrare a sistemului optic; α - unghiul de incidenta al fasciculului de raze la suprafata A_o; D – distanta sursa – receptor; ε_λ si r_λ -

coeficientul de emisie spectrala, respectiv radianta energetica spectrala a suprafetei sursei termoradiante.

Fluxul energtic utilizat de receptorul de radiatie este

$$\Phi_{\lambda_1-\lambda_2} = \xi.\Phi_s,$$

unde Φ_s este fluxul energetic emis de sursa in intervalul spectral $\lambda = 0...\infty$, $\Phi_{\lambda_1-\lambda_2}$ - fluxul energetic spectral corespunzator intervalului de lungimi de unda λ_1 - λ_2, unde este definita caracteristica spectrala a receptorului de radiatie si ξ - coeficientul de utilizare a fluxului energetic Φ_s de catre receptor (indica fractiunea din Φ_s transformata de receptor in semnal electric).

Daca $d\Phi_s$ este flux emis de sursa in intervalul spectral $(\lambda, \lambda + d\lambda)$ si $\Phi_{\lambda s}$ - densitatea spectrala a acestui flux, se poate scrie

$$\Phi_s = \int_0^\infty \Phi_{\lambda s} d\lambda. \tag{6.28}$$

Intrucat suprafata radianta este considerata un corp cenusiu, fluxul Φ_s va avea o anumita distributie spectrala functie de T, cu un singur maxim $\Phi_{s\max}$, corespunzator lungimii de unda λ_{max}=2889/T (legea lui Wien).

Raportul $\varphi_\lambda = \dfrac{\Phi_{\lambda s}}{\Phi_{\lambda\max}}$ reprezinta *distributia spectrala relativa* a sursei, adica fluxul energetic emis de sursa si exprimat in unitati relative.

In mod asemanator, se defineste *sensibilitatea spectrala relativa* a receptorului de radiatie $s_\lambda = \dfrac{S_\lambda}{S_{\lambda\max}}$, unde $S_\lambda = \dfrac{dU}{d\Phi_s} = \dfrac{dU}{\Phi_{\lambda s} d\lambda}$ este *sensibilitatea spectrala* a receptorului.

Pe baza relatiilor de mai sus se calculeaza tensiunea V_S la bornele receptorului de radiatie

$$V_S = S_{\lambda\max}\Phi_e = S_{\lambda\max}\Phi_{\lambda\max}\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} s_\lambda \varphi_\lambda d\lambda. \tag{6.29}$$

Fluxul energetic emis de sursa termica in intervalul spectral $\lambda_1 - \lambda_2$ (domeniul spectral in care lucreaza receptorul de radiatie) este

$$\Phi_{\lambda_1-\lambda_2} = \frac{\varepsilon A_S A_o \cos\alpha}{\pi D^2}\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} r_\lambda d\lambda. \tag{6.30}$$

Integrala $R_{\lambda_1-\lambda_2} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} r_\lambda d\lambda$ reprezinta radianta energetica corespunzatoare intervalul spectral $\lambda_1 - \lambda_2$ si se poate scrie sub forma unei diferente de radiante energetice

$$R_{\lambda_1-\lambda_2} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} r_\lambda d\lambda = \int_0^{\lambda_2} r_\lambda d\lambda - \int_0^{\lambda_1} r_\lambda d\lambda = R_{o-\lambda_2} - R_{0-\lambda_1}. \tag{6.31}$$

Se introduc coordonatele relative $x_\lambda = \lambda/\lambda_{\max}$ si $y_\lambda = r_\lambda / r_{\lambda_{\max}}$, cu $\lambda_{\max} = 2886/T$ (legea lui Wien) si se formeaza raportul

$$z(x_\lambda) = \frac{\int\limits_0^{x_\lambda} y_\lambda dx_\lambda}{\int\limits_0^{\infty} y_\lambda dx_\lambda} = \frac{\int\limits_0^{x_\lambda} y_\lambda dx_\lambda}{\sigma T^4}, \tag{6.32}$$

Marimea $z(x_\lambda)$ este o functie de $x_\lambda = \lambda/\lambda_{\max}$ cu valori tabelate [34,53]. Din relatiile (6.31) si (6.32) se obtine radianta energetica a sursei in intervalul spectral $\lambda_1 - \lambda_2$

$$R_{\lambda_1-\lambda_2} = \sigma T^4[z(x_{\lambda_2}) - z(x_{\lambda_1})]. \tag{6.33}$$

Daca se are in vedere transmisia neghidata a radiatiei termice de catre atmosfera, marimea fluxul energetic incident la suprafata pupilei de intrare, in intervalul spectral $\lambda_1 - \lambda_2$ (domeniul spectral in care lucreaza receptorul de radiatie) este

$$\Phi_{r,\lambda_1-\lambda_2} = \frac{\varepsilon . A_S A_o \cos\alpha}{\pi D^2} \int\limits_{\lambda_1}^{\lambda_2} r_\lambda \tau_\lambda d\lambda, \tag{6.34}$$

unde τ_λ este transmisia spectrala a atmosferei fata de radiatia infrarosie care se propaga neghidat pe directia sursa termica – receptor de radiatie.

La propagarea prin sistemul optic, radiatia cuprinsa in pupila de intrare este supusa fenomenelor de reflexie si absortie in elementele optice, astfel ca la suprafata receptorului ajunge numai fractiunea de flux $\Phi_\tau = \tau_o \Phi_{\lambda_1-\lambda_2}$, unde τ_o este coeficientul de transmisie al sistemului optic.

Semnalul util V_S, care se obtine la iesirea receptorului de radiatie, este

$$V_S = S\Phi_r = \tau_o S \Phi_{\lambda_1-\lambda_2}, \tag{6.35}$$

unde S este sensibilitea integrala a receptorului. Pentru calculul marimii S se pleaca de la relatia (6.29). Se obtine

$$S = S_{\lambda\max} \frac{\int\limits_{\lambda_1}^{\lambda_2} \tau_\lambda s_\lambda r_\lambda d\lambda}{\int\limits_{\lambda_1}^{\lambda_2} r_\lambda d\lambda},$$

unde s_λ este sensibilitatea spectrala relativa a receptorului si τ_λ - transmisia spectrala a atmosferei. Inlocuind valoarea obtinuta pentru S in (6.28), rezulta

$$V_S = \tau_o \Phi_{\lambda_1 - \lambda_2} \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \tau_\lambda s_\lambda r_\lambda d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} r_\lambda d\lambda},$$

sau exprimand pe $\Phi_{\lambda_1 - \lambda_2}$ cu relatiile (6.30), (6.32) si (6.33), se obtine

$$V_S = \frac{(\varepsilon\sigma T^4 A_s)(\tau_o A_o \cos\alpha)}{\pi D^2} S_{\lambda \max} [z(x_{\lambda_{12}}) - z(x_{\lambda_1})] \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \tau_\lambda s_\lambda r_\lambda d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} r_\lambda d\lambda}.$$

Conditia ca sursa termoradianta sa fie descoperita este ca fluxul incident pe suprafata receptorului Φ_R sa fie de *m* ori mai mare decat sensibilitatea de prag Φ_{prag}, sau

$$\Phi_r \geq m\Phi_{prag} = m\sqrt{a_r \Delta f_{zg}}\, \chi \Phi^*_{prag}, \tag{6.36}$$

unde a_r este aria suprafetei receptorului, Δf_{zg} – banda de trecere a amplificatorului de semnal, Φ^*_{prag} [WcmHz$^{-1/2}$] - *sensibilitatea specifica de prag* a receptorului, χ - coeficientul de corectie a caracteristicii spectrale a receptorului, obtinuta in conditii de laborator, folosind o sursa de tipul corpului negru, aflata la temperatura absoluta T si m raportul semnal util/zgomot, care se exprima cu raportul V_S / V_{zg}^2 .

Inlocuind V_S si $V_{zg} = \sqrt{a_r \Delta f}\,.\Phi^*_{prag}$ in expresia (6.36) rezulta distanta de descoperire a sistemului optoelectronic

$$D^2 = \frac{(\varepsilon\sigma T^4 A_s)(\tau_o A_o \cos\alpha)}{m\pi\sqrt{a_r \Delta f}\,\Phi^*_{prag}\chi} [z(x_{\lambda_{12}}) - z(x_{\lambda_1})] K, \tag{6.37}$$

unde K este fractiunea din radiatia emisa de sursa pe care receptorul o transforma in semnal electric, exprimata cu

$$K = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left(\frac{r_\lambda}{r_{\lambda \max}}\right) s_\lambda \tau_{a\lambda} d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left(\frac{r_\lambda}{r_{\lambda \max}}\right) d\lambda} = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} y_\lambda s_\lambda \tau_{a\lambda} d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} y_\lambda d\lambda}$$

si χ - coeficientul de utilizare sau randamentul spectral al receptorului de radiatie, in intervalul spectral $\lambda_1 - \lambda_2$, la temperatura reala de lucru

$$\chi = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} r_\lambda s_\lambda d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} r_\lambda d\lambda}.$$

Trebuie mentionat ca, in conditii de laborator caracteristica spectrala a receptorul de radiatie se obtine cu ajutorul radiatiei emise de un corp negru aflat la o anumita temperatura. In conditii reale de lucru fluxul energetic primit de receptorul de radiatie difera mult de fluxul energetic folosit la calibrarea acestuia. In acest caz, caracteristica spectrala a receprorului se corecteaza dupa noile conditii de lucru ale receptorului.

6.4 Rezolvarea ecuatiei distantei de descoperire

6.4.1 Consideratii generale

Din analiza ecuatiei (6.37) rezulta ca pentru calculul distantei D trebuiesc cunoscute date concrete despre sursa termica, mediul in care se propaga radiatia si receptorul de radiatie. Rezolvarea ecuatiei distantei se face pe urmatorul caz:

a) Parametrii sursa termoradianta: - coeficientul de emisie $\varepsilon = 0,9$; - temperatura sursei $T = 800K$; - suprafata radianta $A_S = 1m^2$;

b) transmisia mediului, exprimata prin coeficientul K(D), se calculeaza pentru urmatoarele distante D = 1Km, 5Km, 10Km, 20Km si 50Km;

c) parametrii sistemul optic si receptorul de radiatie:

- coeficientul de transmisie al sistemului optic $\tau_o = 0,8$;
- aria suprafetei pupilei de intrare $A_o = 200cm^2$;
- unghiul α format de axa optica a sistemului optic si directia spre sursa termica, $\alpha \approx 20°$;
- aria suprafetei sensibile a fotorezistentei SbIn, $a_r = 5mm^2$, cu caracteristica spectrala prezentata in fig.   sau in tabelul nr.
- raportul semnal/zgomot m = 5;
- fluxul energetic specific de prag al receptorului $\Phi^*_{prag} = 5.10^{-9}W.cm^{-1}Hz^{-1/2}$.;
- banda de trecere a amplificatorului $\Delta f = 1000Hz$.

Pe baza datelor prezentate mai sus, ecuatia distantei se rezolva prin metoda grafica. In acest scop, pe acelasi grafic si la aceeasi scara, se reprezinta curbele:

$$\varphi_1(D) = (\varepsilon\sigma T^4 A_S)(\tau_o A_o \cos\alpha)[z(x_{\lambda_2}) - z(x_{\lambda_2})]K(D) \qquad (6.38)$$

si

$$\varphi_2(D) = \pi m\sqrt{a_r \Delta f}\,\Phi^*_{prag}\chi D^2 . \qquad (6.39)$$

Punctul (abscisa) de intersecte a celor doua curbe este solutia cautata D_{max}. Pentru determinarea ecuatiilor (6.38) si (6.39) se parcurg etapele prezentate in continuare.

6.4.2 Caracteristica de radiatie a sursei termoradiante, $f(\lambda) = r_\lambda/r_{\lambda max}$.

Pentru a exprima in unitati relative caracteristica de radiatie a sursei termoradiante, se utilizeaza coordonatele relative $x_\lambda = \lambda/\lambda_{max}$ si $y_\lambda = r_\lambda/r_{\lambda max}$, la temperatura sursei T = 527°C + 273°C = 800K. Lungimea de unda λ_{max}, corespunzatoare maximului de radiatie emis de sursa se calculeaza cu formula lui Wien, pentru T = 800K

$$\lambda_{max} = \frac{2898}{T} = \frac{2898}{800} = 3{,}62\mu m,$$

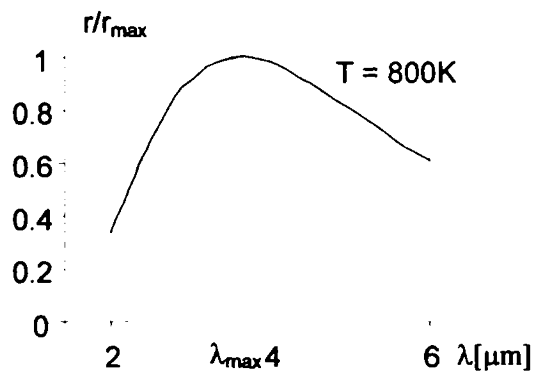
Valorile coordonatelor relative $x_\lambda = \lambda/\lambda_{max}$ si $y_\lambda = r_\lambda/r_{\lambda max}$, calculate in intervalul spectral λ = 2…6μm, cu marimea pasului Δλ = 0,2μm, sunt trecute in tabelul nr.6.2.

In fig. 6.21 este reprezentata grafic functia $y_\lambda = r_\lambda/r_{\lambda max}$ functie de λ, pentru T = 800K.

Tabelul nr. 6.2

λ [μm]	x_λ (λ/λ_{max})	y_λ ($r_\lambda/r_{\lambda max}$)	λ [μm]	x_λ (λ/λ_{max})	y_λ ($r_\lambda/r_{\lambda max}$)	λ [μm]	x_λ (λ/λ_{max})	y_λ ($r_\lambda/r_{\lambda max}$)
2	0.55	0.3396	3.4	0.94	0.9906	4.8	1.33	0.8380
2.2	0.61	0.5518	3.6	1	1	5	1.38	0.8006
2.4	0.66	0.6264	3.8	1.05	0.9944	5.2	1.43	0.7628
2.6	0.72	0.7450	4	1.10	0.9791	5.4	1.49	0.7177
2.8	0.74	0.8529	4.2	1.16	0.9509	5.6	1.55	0.6737
3	0.83	0.9141	4.4	1.22	0.9151	5.8	1.60	0.6382
3.2	0.88	0.9595	4.6	1.27	0.8814	6	1.66	0.6039

Fig.6.21



6.4.3 Sensibilitatea spectrala a receptorului de radiatie, in unitati relative $s_\lambda = s'_\lambda/s_{\lambda max}$

Caracteristica spectrala s_λ a receptorului de radiatie (in cazul analizat receptorul de radiatie este o fotorezistenta InSb), in unitati relative, reprezinta relatia $s_\lambda = s'_\lambda/s_{\lambda max}$ functie de coordonata λ, cu s'_λ sensibilitatea spectrala absoluta. Aceasta caracteristica se obtine in conditii de laborator, folosindu-se radiatia emisa de un corp negru, aflat la o anumita temperatura.

In alte conditii de lucru, caracteristica spectrala a receprorului se corecteaza cu un factor - coeficientul de utilizare al receptorului de radiatie. In tabelul nr.6.3 sunt trecute valorile caracteristicii s_λ, obtinuta in conditii de laborator, la temperatura corpului negru de 573K, in domeniul spectral $\lambda = 2...6\mu m$.

In fig. 6.22 sunt prezentate caracteristica spectrala de radiatie a sursei termoradiante, aflata la temperatura T_s = 800K si caracteristica spectrala a receptorului de radiatie, etalonat la temperatura T_r = 573K.

Tabelul nr. 6.3

λ [μm]	s_λ [$s'_\lambda/s_{\lambda max}$)]	λ [μm]	s_λ [$s'_\lambda/s_{\lambda max}$)]	λ [μm]	s_λ [$s'_\lambda/s_{\lambda max}$)]
2	0.31	3.4	0.54	4.8	0.96
2.2	0.34	3.6	0.59	5	0.99
2.4	0.36	3.8	0.63	5.2	1
2.6	0.38	4	0.7	5.4	0.9
2.8	0.42	4.2	0.75	5.6	0.7
3	0.46	4.4	0.82	5.8	0.5
3.2	0.5	4.6	0.89	6	0.4

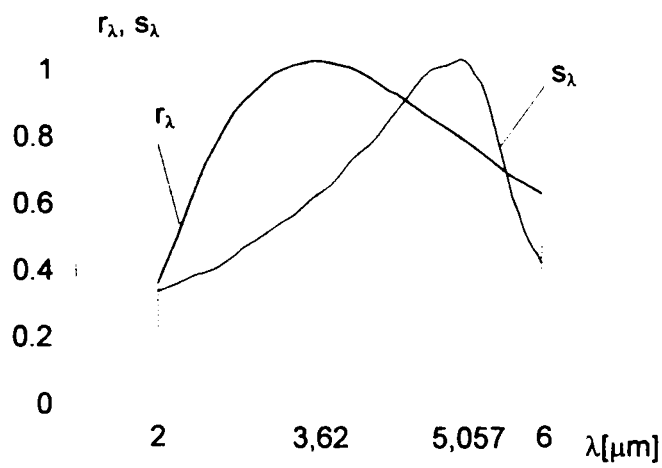


Fig. 6.22
r_λ - caracteristica spectrala de radiatia a sursei termoradiante,T = 800K, in unitati relative;
s_λ - caracteristica spectrala a receptorului de radiatie,T = 5¯¯K, ˙n un˙ta˙i rela˙ive.

6.4.4 Coeficientului de utilizare a receptorului de radiatie

Coeficientul de utilizare a receptorului de radiatie χ reprezinta raportul

$$\chi = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} r_\lambda s_\lambda d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} r_\lambda d\lambda} = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} y_\lambda s_\lambda d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} y_\lambda d\lambda} \tag{6.40}$$

si se calculeaza cu o metoda grafica. In acest scop, pe acelasi grafic, la aceasi scara, se traseaza curbele y_λ si s_λ functie de λ. Intrucat fiecare integrala din relatia (6.40) reprezinta o suprafata, valoarea coeficientul χ se determina din raportul ariilor suprafetelor $\chi = \frac{\sigma_2}{\sigma_1}$, unde σ_2 este aria suprafetei limitata de dreptele $\lambda = \lambda_1 = 2\mu m$, $\lambda = \lambda_2 = 6\mu m$, axa λ si curba $f_1 = y_\lambda . s_\lambda$, σ_1 - aria suprafetei limitata de $\lambda = \lambda_1 = 2\mu m$, $\lambda = \lambda_2 = 6\mu m$, axa λ si curba y_λ.

Calculul fiecarei suprafete se face numeric, cu ajutorul formulei

$$\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} f(\lambda)d\lambda = \sum_{i=1}^{n} f(\xi_i)(\lambda_i - \lambda_{i-1}) . \tag{6.41}$$

Se imparte intervalul λ_1 - λ_2 in n parti egale, de lungime Δλ, astfel incat $n\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$, cu $\lambda_i = \lambda_1 + i.\Delta\lambda$. Pentru i = 0, $\lambda_o = \lambda_1$ si pentru i = n, $\lambda_n = \lambda_1 + n\Delta\lambda = \lambda_2$.

Se noteaza cu f_I valoarea functiei f(λ) in punctul λ_I: $f_I = f(\lambda_i) = f(\lambda_1 + i.\Delta\lambda)$. Se presupun cuoscute marimile f_I cu i = 1,2,3,...n, (acestea se pot obtine prin calcul direct). Inlocuindu-le in formula (6.39) rezulta doua formule aproximative de calcul

$$\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} f(\lambda)d\lambda = \sum_{i=1}^{n} f(\lambda_i)\Delta\lambda = \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{n}[f_o + f_1 + ... + f_{n-1}] \tag{6.40}$$

si

$$\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} f(\lambda)d\lambda = \sum_{i=1}^{n} f(\lambda_i)\Delta\lambda = \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{n}[f_1 + f_2 + ... + f_n] . \tag{6.41}$$

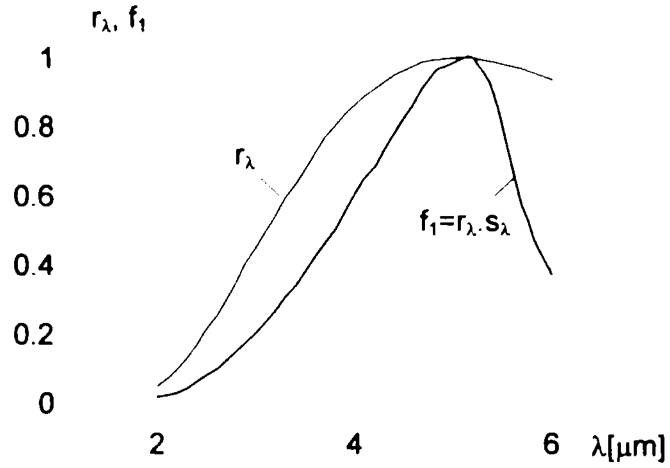
Cu cat pasul Δλ este mai mic formulele (6.42) si (6.43) sunt mai exacte, iar daca $n \to \infty$, ele vor da valoarea exacta a integralei (6.41). Trebuie observat ca relatiile (5.40) si (6.41) descriu urmatoarele suprafete

$$S_m = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} f(\lambda)d\lambda - \Delta\lambda[f_o + f_1 + ... + f_{n-1}]$$

Fig. 6.23

r_λ - caracteristica spectrala a corpului negru la T = 573K, in unitati relative;

f_1 - radiatia utilizata de receptor pentru a forma semnalul electric.



$$S_M = \Delta\lambda[f_1 + f_2 + ... + f_n] - \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} f(\lambda)d\lambda,$$

unde S_M si S_m reprezinta erorile de calcul ale integralei (6.39). Prin adunarea lor, se obtine $S_M + S_m = \Delta\lambda[f_n - f_o]$, deci suma erorilor este egala cu aria dreptunghiului a carei baza este $\Delta\lambda$ si inaltimea egala cu $[f_n - f_o]$. Erorile de calcul S_M si S_m nu vor depasi ca marime aria dreptunghiului $\Delta\lambda[f_n - f_o]$. In tabelul nr.6.4 sunt trecute valorile radiantei relative y_λ si ale produsului $f_i = r_\lambda.s_\lambda$ calculate pentru $\lambda_i = \lambda_1 + i.\Delta\lambda$, cu i = 0...19, λ_o =2μm si λ_{19} =5,8μm si i = 1...20, λ_o =2,2μm si λ_{20} =6μm

Tabelul nr. 6.4

λ [μm]	$f_\lambda=s_\lambda.r_\lambda$	y_λ ($r_\lambda/r_{\lambda max}$)	λ [μm]	$f_\lambda=s_\lambda.r_\lambda$	y_λ ($r_\lambda/r_{\lambda max}$)	λ [μm]	$f_\lambda=s_\lambda.r_\lambda$	y_λ ($r_\lambda/r_{\lambda max}$)
2	0.0159	0.0514	3.4	0.3445	0.6379	4.8	0.9542	0.9939
2.2	0.0343	0.1009	3.6	0.4277	0.7250	5	0.9899	0.9999
2.4	0.0612	0.1699	3.8	0.5084	0.8070	5.2	0.9979	0.9979
2.6	0.0971	0.2554	4	0.6046	0.8638	5.4	0.8910	0.9900
2.8	0.1478	0.3521	4.2	0.6855	0.9141	5.6	0.6839	0.9770
3	0.2087	0.4537	4.4	0.7805	0.9519	5.8	0.4790	0.9580
3.2	0.2710	0.5420	4.6	0.8655	0.9725	6	0.3748	0.9370

Valorile radiantei relative y_λ din tabelul 6.4 s-au calculat pentru radiatia unui corp negru aflat la temperatura T = 573K. In acest scop s-a determinat cu relatia lui Wien λ_{max} pentru T = 573K, adica λ_{max} = 2898/573 = 5,057μm. Cu valoarea obtinuta pentru λ_{max} s-a calculat coordonata relativa $x_{\lambda i} = \lambda_i/\lambda_{max}$, cu i = 1,2,3...20, dupa care au fost determinate valorile $y_{\lambda i}$. Pe baza acestor valori, in fig.6.23 s-a trasat caracteristica y_λ, pentru T = 573K.

Cu ajutorul relatiilor (6.40) si (6.41) s-au determinat marimile ariilor suprafetelor $\sigma_2 = (\lambda_2 - \lambda_1)/n[f_o + f_1 + f_2 + ... + f_{19}]$ si $\sigma_1 = (\lambda_2 - \lambda_1)/n[y_o + y_1 + y_2 + ... + y_{19}]$ (formula dreptunghiurilor prin lipsa), sau $\sigma_2 = (\lambda_2 - \lambda_1)/n[f_1 + f_2 + f_2 +...+ f_{20}]$ si $\sigma_1 = (\lambda_2 - \lambda_1)/n[y_1 + y_2 + y_3 +...+ y_{20}]$ (formula dreptunghiurilor prin adaos). Se face raportul $\chi = \sigma_2/\sigma_1$ pentru cele doua cazuri si se calculeaza media $\chi_m = (\chi_1 + \chi_2)/2$. Valorile obtinute s-au trecut in tabelul nr. 6.5

Tabelul nr. 6.5

Formula dreptunghiurilor	σ_2	σ_1	Coeficientul de utilizare a radiatiei χ	Coeficientul mediu de utilizare a radiatiei χ_m
prin lipsa	10,0486	13,7143	0,7327	0,72275
prin adaos	10,4075	14,5999	0,7128	

Daca sursa de radiatie se afla intr-un mediu caracterizat de o radiatie de fond omogena Φ_f, atunci se poate considera ca aceasta este emisa de un corp cenusiu, cu coeficientul de emisie ε_f, aflat la temperatura T_f

$$\Phi_f = B_{ef} A_s \cos\alpha \frac{A_o}{D^2} = \frac{R_{ef}}{\pi} A_s \cos\alpha \frac{A_o}{D^2},$$

sau, explicitand radianta efectiva a fondului R_{ef}

$$R_{ef} = \varepsilon_f \sigma T_f^4 k_f(\lambda)\left[z(x_{\lambda 2f}) - z(x_{\lambda 1f})\right] = \varepsilon_f \sigma T_f^4 k_f(\lambda) z(x_{\lambda 2f}),$$

unde $k_f(\lambda)$ este coeficientul de utilizare a radiatiei de fond

$$k_f(\lambda) = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} s_\lambda r_{\lambda f} \tau_{\lambda a} d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} r_{\lambda f} d\lambda},$$

cu $r_{\lambda f}$ - radianta spectrala relativa a fondului; $\tau_{\lambda a}$ - coeficientul de transmisie a radiatiei de fond de catre atmosfera si s_λ - sensibilitatea spectrala relativa a receptorului de radiatie.

Conditia ca sursa termoradianta sa fie descoperita este

$$\Delta\Phi = \Phi_r - \Phi_f = m\Phi_{prag},$$

sau

$$m\pi D^2 \sqrt{a_r \Delta f_{zg}}\, x.\chi.\Phi^*_{prag} = \tau_o A_o A_s \sigma \cos\alpha \left\{\varepsilon T^4 k(\lambda)[z(x_{\lambda_2}) - z(x_{\lambda_1})] - \varepsilon_f T_f^4 k_f(\lambda) z(x_{\lambda_2})\right\},$$

unde $1 \le \chi \le 10$ este coeficintul de "umbrire" a sursei termoradiante, sau iluminara energetica suplimentara realizata de radiatia de fond asupra suprafetei sensibile a receptorului de radiatie. Coeficientul χ tine cont daca receptorul de radiatie este racit sau nu. In tabelul nr. 6.6 sunt trecute valorile coeficientului χ functie de iluminarea energetica produsa de radiatia de fond E_f

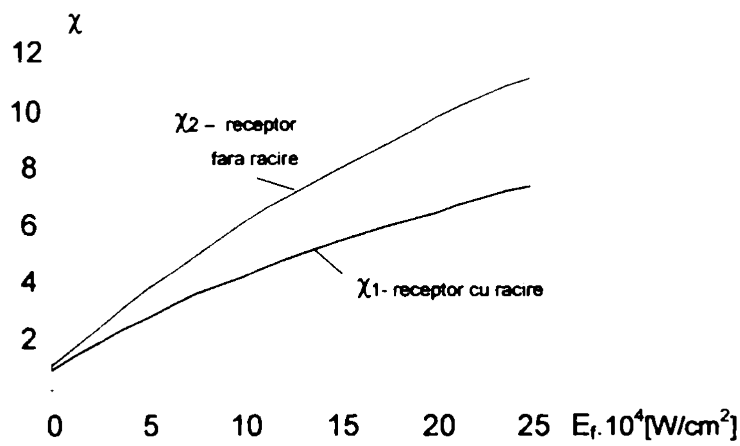
asupra suprafetei sensibile a receptorului de radiatie in doua cazuri: - receptorul de radiatie este racit la T = 77K, sau este la temperatura de 300K.

Tabel nr. 6.6

$E_f 10^4 [W.cm^{-2}]$	0	2.5	5	7.5	10	12.5	15	17.5	20	22.5	25
$\chi_1(T=77K)$	0.8	1.6	2.8	3.4	4	4.8	5.4	5.8	6.2	6.8	7.2
$\chi_2(t=300K)$	0.8	2	3.6	4.4	5.6	6.8	7.6	8.4	9.2	10.4	10.8

Pe baza datelor din tabelul 6.6 s-a trasat graficul din fig. 6.24

Fig. 6.24



6.5 Transmisia radiatiei infrarosii in atmosfera

6.5.1 Consideratii generale

Propagarea radiatiei infrarosii in atmosfera este insotita de fenomenul de absorbtie produsa de moleculele diferitelor gaze, de particulele solide si lichide, precum si de impuritatile aflate in suspensie. Concetratia acestora in atmosfera se modifica in functie de inaltime, de temperatura si de pozitie geografica.

Cea mai mare parte a radiatiei infrarosii aflata in propagare este absorbita de ozon, de dioxidul de carbon si de vaporii de apa.

Absorbtia de radiatie infrarosie de catre ozonul atmosferic se face simtita numai in straturile superioare ale atmosferei (H > 8000m). In acest caz se poate considera ca la inaltimi mici, principalii constituenti atmosferici care produc absortia radiatiei infrarosii sunt vaporii de apa si dioxidul de carbon.

Cantitatea vaporilor de apa din atmosfera se apeciaza cu ajutorul urmatoarelor marimi:

- *umiditatea absoluta*, reprezinta masa vaporilor de apa continuti intr-un volum de aer egal cu unitatea. Cantitatea vaporilor de apa continuta in aer este functie de temperatura.

- *umiditatea relativa*, reprezinta raportul intre cantitatea vaporilor de apa continuta in aer si cantitatea maxima de vapori continuta de aerul saturat, aflat la aceeasi temperatura. Umiditatea relativa se defineste cu relatia

$$u = \frac{p_e}{p_m} 100\%,$$

unde p_e este presiunea vaporilor existenti in volumul V si p_m – presiunea vaporilor saturati din volumul V, aflati la aceeasi temperatura.

Spectrul de absortie al vaporilor de apa este foarte complex. Benzile de absorbtie sunt dispuse atat in domeniul vizibil cat si in cel infrarosu al spectrului.

6.5.2 Absortia radiatiei infrarosii de catre vaporii de apa

Pentru determinarea absortiei produsa de vaporii de apa asupra radiatiei infrarosii se introduce marimea numita *cantitatea de apa precipitata*, notata cu w_o, care masoara in milimetrii grosimea stratului de apa ce s-ar obtine intr-un cilindru de sectiune egala cu unitatea, daca s-ar condensa vaporii de apa din atmosfera continuta intr-un cilindru cu aceeasi sectiune si cu lungimea de 1Km. Semnificatia fizica a marimii w_o este aceea ca absortia produsa de vaporii de apa asupra radiatiei infrarosii este echivalenta cu absortia pe care o produc acesti vapori aflati in stare condensata.Marimea w_o[mm/Km] este o functie de temperatura si umiditatea relativa a aerului. In tabelul nr.6.7 sunt trecute valorile marimii w_o pentru cele mai uzuale marimi ale umiditatii si temperaturii mediului.

Tabelul nr.6.7

u[%]	-5°C	0°C	5°C	10°C	15°C	20°C	25°C	30°C
40	0	0	0	3	5,5	7	9	12
60	0	2	4	4,5	8	11	14	17
70	0	3	5	6	11	13	16	21
80	0	4	6	8	14	15	18	25

Pentru un parcurs al radiatiei mai mare de 1Km, cantitatea de apa precipitata se calculeaza cu formula $w = w_oL$, unde L reprezinta grosimea stratului absorbant, in [Km].

In lucrarile de specialitate sunt prezentate o serie de grafice, nomograme si tabele care permit calculul coeficientului spectral de transmisie a radiatiei infrarosii prin atmosfera care contine vapori de apa. Pentru calculul coeficientului τ_{H_2O} s-a folosit metoda prezentata in lucrarea [30], unde sunt tabelate valorile τ_{H_2O} pentru o radiatie infrarosie care se propaga orizontal, la nivelul marii (H = 0), cu $\lambda = 0,5\ldots14\mu m$ si $w_o = 0,1\ldots1000$mm/Km.

In tabelul nr.6.8 sunt trecute valorile coeficientului de transmise a radiatiei infrarosii

Tabelul nr.6.8 (H_2O)

λ[μm]	$\tau_a(\lambda)$	$\tau_a(\lambda)$	$\tau_a(\lambda)$	$\tau_a(\lambda)$	$\tau_a(\lambda)$
	L = 1km	L = 5km	L = 10km	L = 20km	L = 50km
2	0.953	0.894	0.851	0.79	0.874
2.2	0.994	0.986	0.980	0.972	0.956
2.4	0.937	0.860	0.802	0.723	0.574
2.6	0.11	0	0	0	0
2.8	0.017	0	0	0	0
3	0.552	0.184	0.06	0.008	0
3.2	0.766	0.506	0.347	0.184	0.035
3.4	0.914	0.811	0.735	0.633	0.448
3.6	0.982	0.958	0.947	0.916	0.866
3.8	0.994	0.986	0.98	0.972	0.956
4	0.99	0.977	0.97	0.96	0.93
4.2	0.982	0.958	0.947	0.916	0.866
4.4	0.937	0.800	0.802	0.723	0.574
4.6	0.814	0.723	0.617	0.478	0.262
4.8	0.812	0.595	0.452	0.289	0.117
5	0.736	0.451	0.266	0.132	0.017
5.2	0.539	0.189	0.052	0	0
5.4	0.268	0.013	0	0	0
5.6	0.029	0	0	0	0
5.8	0	0	0	0	0
6	0	0	0	0	0

intr-un mediu format numai din vapori de apa, calculate in intervalul spectral λ = 2...6μm si pentru distantele de 1Km, 5Km, 10Km, 20Km si 50Km parcurse de radiatie.

Pe baza datelor din tabelul nr. 6.8, in fig. 6.25 s-a reprezentata grafic transmisia spectrala a radiatiei infrarosii τ(λ), pentru distantele de: 1Km; 5Km; 10Km; 20Km si 50 Km.

Din fig.6.25 rezulta ca τ(λ) prezinta doua zone spectrale λ = 2,8...3,2μm si λ = 5,8...5,6μm in care transmisia este aproape egala cu zero.

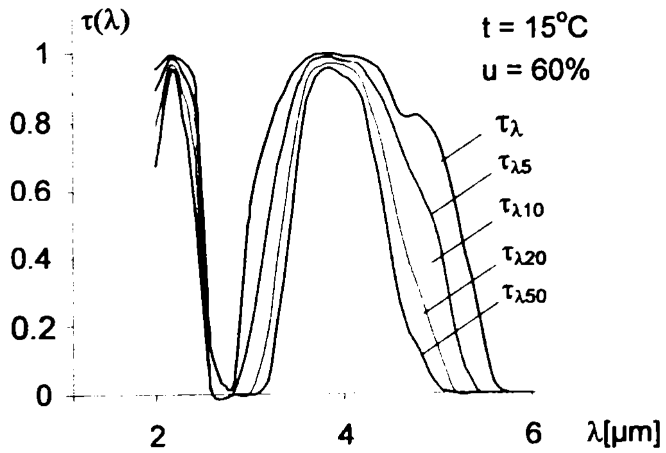


Fig.6.25

Transmisia spectrala a radiatiei infrarosii intr-un mediu constituit numai din vapori de apa, pe distante de: 1Km; 5Km; 10Km; 20Km si 50 Km

6.5.3 Absortia radiatiei infrarosii de catre dioxidul de carbon

Dioxidul de carbon (CO_2) este continut in atmosfera in cantitati reduse. Concentratia de CO_2 se mentine in limitele de 0,03% pana la inaltimea de 20km. La sol, in zona centrelor industriale, concentratia de dioxid de carbon este mai mare fata de medie.

Spectrul de absorbtie al CO_2 este dispus in zona infrarosie a radiatiei si cuprinde benzi de absorbtie centrate pe urmatoarele lungimi de unda λ = 4,4 si 14,7μm. In mod asemanator si pentru dioxidul de carbon exista tabele si grafice pentru calculul coeficientului spectral de transmisie a radiatiei τ_{CO_2} prin atmosfera [30].

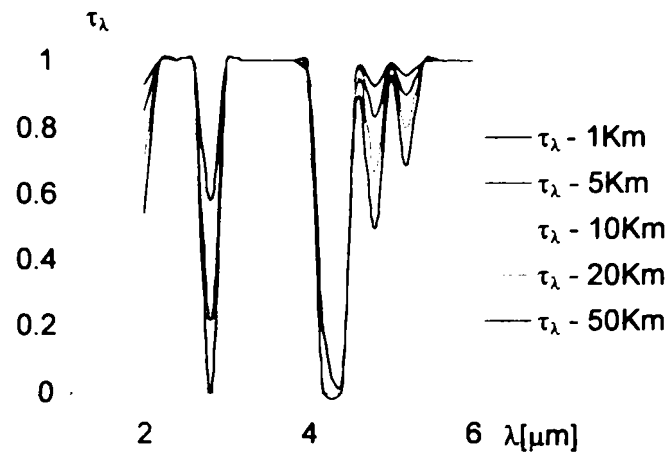
Valorile coeficientul de transmisie τ_{CO_2} a radiatiei infrarosii de catre un mediu format numai din molecule de dioxid de carbon CO_2, in domeniul spectral λ = (2...6)μm sunt trecute in tabelul nr 6.9.

Tabelul nr. 6.9 (CO_2)

λ[μm]	$\tau_{\lambda CO_2}$	$\tau_{\lambda CO_2}$	$\tau_{\lambda CO_2}$	$\tau_{\lambda CO_2}$	$\tau_{\lambda CO_2}$
	L = 1km	L = 5km	L = 10km	L = 20km	L = 50km
2	0.931	0.847	0.785	0.699	0.541
2.2	1	1	1	1	1
2.4	1	1	1	1	1
2.6	1	1	1	1	1
2.8	0.578	0.215	0.079	0.013	0
3	1	1	1	1	1
3.2	1	1	1	1	1
3.4	1	1	1	1	1
3.6	1	1	1	1	1
3.8	1	1	1	1	1
4	0.994	0.986	0.980	0.971	0.955
4.2	0.182	0.003	0	0	0
4.4	0.026	0	0	0	0
4.6	0.985	0.966	0.951	0.931	0.891
4.8	0.922	0.828	0.759	0.664	0.492
5	0.995	0.990	0.986	0.979	0.954
5.2	0.955	0.899	0.857	0.799	0.687
5.4	1	1	1	1	1
5.6	1	1	1	1	1
5.8	1	1	1	1	1
6	1	1	1	1	1

In fig. 6.26, pe baza datelor din tabelul nr. 6.8 este prezentata variatia τ_{CO_2} cu lungimea de unda λ, pentru diferite parcursuri ale radiatiei infrarosii, aceleasi ca si pentru mediul format din vapori de apa.

Fig. 6.26
Coeficientul de transmisie $\tau(\lambda)_{CO2}$ a radiatiei infrarosii cu λ = 2...6μm, pentru diferite 'is'an'e 'e propagare, 'e catre un mediu format din molecule de CO_2



Din fig.6.26 se observa ca $\tau(\lambda)_{CO2}$ prezinta doua minime, pentru λ = 2,8μm si λ = 4,2...4,4μm unde absorbtia de radiatie infrarosie este maxima.

Dupa ce s-au determinat coeficientii spectrali de transmisie pentru vaporii de apa si dioxid de carbon, se calculeaza coeficientul spectral de transmisie al atmosferei.

Pentru aceasta se separa vaporii de apa din atmosfera intr-o parte a coloanei, iar moleculele de dioxid de carbon in cealalalta parte (fig.6.27). Cu formulele cunoscute se calculeaza coeficientii spectrali de transmisie ai vaporilor de apa si ai dioxidului de carbon

$$\tau_{H_2O} = \frac{\Phi'_\lambda}{\Phi_{o\lambda}} \quad si \quad \tau_{CO_2} = \frac{\Phi_\lambda}{\Phi'_\lambda}.$$

Coeficientul spectral de transmisie a radiatiei infrarosii in coloana de aer considerata este

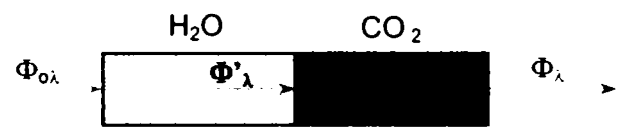


Fig.6.27

$$\tau_\lambda = \frac{\Phi_\lambda}{\Phi_{o\lambda}} = \tau_{H_2O}\tau_{CO_2}. \qquad (6.44)$$

Transmisia prin atmosfera a radiatiei infrarosii policromatice este descrisa de catre coeficientul integral de transmisie al atmosferei

$$\tau = \frac{\Phi_e}{\Phi_{oe}} = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \tau_\lambda r_\lambda d\lambda}{\int_0^\infty r_\lambda d\lambda}.$$

Pentru calculul coeficientului de transmisie, la diferite inaltimi H sau presiuni atmosferice p_a corespunzatoare acestor inaltimi, se determina un parcurs echivalent al radiatiei, pentru inaltimea H, functie de parcursul corespunzator al radiatiei la nivelului marii, dupa formula

$$L_{ech} = \frac{p_a}{1{,}3.760.10^{-6}}\left(\frac{273}{t_a}\right)L,$$

unde L reprezinta grosimea stratului atmosferic strabatut de radiatie, la nivelul marii, in [Km]; p_a – presiunea atmosferica la inaltimea H[pa]; t_a – temperatura aerului [°C]. Cu valoarea L_{ech} - grosimea stratului atmosferic strabatut de radiatia infrarosie la inaltimea H, se determina coeficientul spectral de transmisie al atmosferei la inaltimea H.

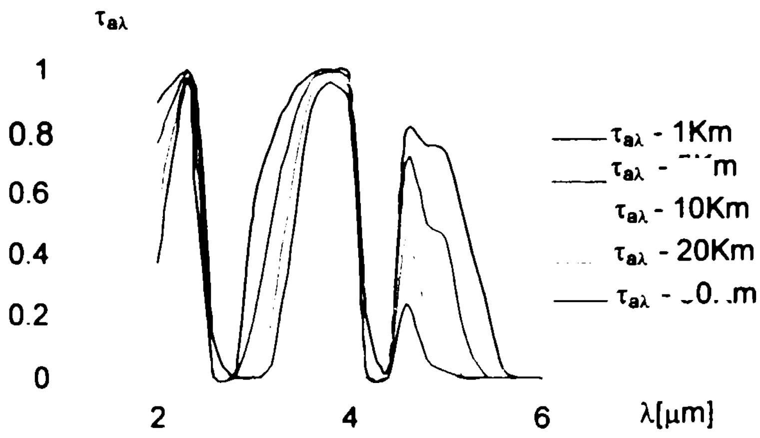
In tabelul nr. 6.10 sunt trecute valorile coeficientului spectral al atmosferei calculate pe baza formulei (6.44), utilizandu-se datele din tabelele nr. 6.8 pentru H_2O si 6.9 pentru CO_2.

In fig. 6.28 sunt prezentate curbele transmisiei spectrale ale atmosferei. Se observa ca, pe masura ce creste parcursul radiatiei in atmosfera, coeficientul spectral de transmisie al atmosferei se micsoreaza accentuat in domeniul spectral λ = 4,2…6μm.

Tabelul nr.6.10

λ[μm]	$\tau_a(\lambda)$	$\tau_a(\lambda)$	$\tau_a(\lambda)$	$\tau_a(\lambda)$	$\tau_a(\lambda)$
	L = 1km	L = 5km	L = 10km	L = 20km	L = 50km
0	1	2	3	4	5
2	0.887	0.757	0.668	0.552	0.365
2.2	0.994	0.986	0.980	0.972	0.956
2.4	0.937	0.860	0.802	0.723	0.574
2.6	0.110	0	0	0	0
2.8	0.009	0	0	0	0
3	0.552	0.184	0.060	0.008	0
3.2	0.766	0.506	0.374	0.184	0.035
0	1	2	3	4	5
3.4	0.914	0.811	0.735	0.633	0.448
3.6	0.982	0.958	0.947	0.916	0.866
3.8	0.994	0.986	0.980	0.972	0.956
4	0.984	0.963	0.951	0.932	0.888
4.2	0.178	0.003	0	0	0
4.4	0.024	0	0	0	0
4.6	0.802	0.698	0.587	0.445	0.233
4.8	0.748	0.493	0.343	0.192	0.057
5	0.732	0.447	0.282	0.129	0.016
5.2	0.515	0.152	0.045	0	0
5.4	0.268	0.013	0	0	0
5.6	0.029	0	0	0	0
5.8	0	0	0	0	0
6	0	0	0	0	0

Fig. 6.28
Coeficientul spectral de transmisie a ra at e n rarosii de catre atmosfera $\tau_{a\lambda} = \tau_{\lambda H_2O} \cdot \tau_{CO_2}$, pentru parcursul L = 1km, 5km, 10km, 20km, 50km, la H – 0m, cu t – 15°C si u – 60%



6.5.4 Radianta energetica efectiva

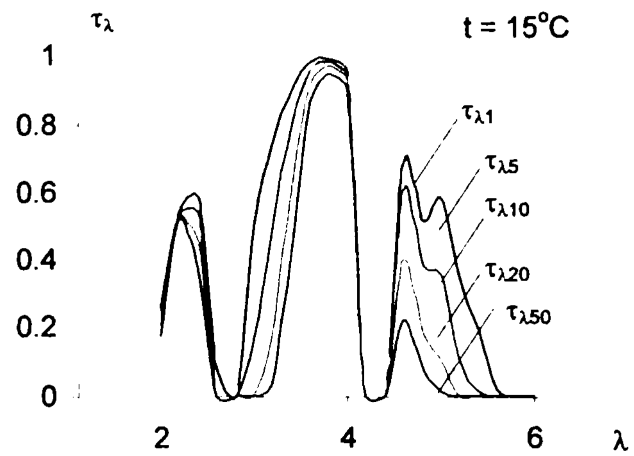
Fluxul energetic spectral efectiv, care strabate pupila de intrare a sistemului optic este

$$d\Phi_e^{'} = \tau_{\lambda a} I_\lambda \Delta\omega d\lambda = \tau_{\lambda a} \frac{r_\lambda}{\pi} A_s \cos\alpha \frac{A_o}{D^2} d\lambda, \qquad (6.45)$$

unde r_λ este radianta spectrala, in unitati relative, a sursei termice de temperatura T; A_S – suprafata aparenta a sursei (suprafata sursei vazuta dinspre receptor) si $\tau_{a\lambda}$ - coeficientul de transmisie spectala a atmosferei.

Din relatia (6.45) rezulta ca fluxul energetic spectral depinde de produsul $\tau_{a\lambda} r_\lambda$. In tabelul nr. 6.11 sunt trecute valorile acestui produs, calculate pe baza datelor din tabelele nr.6.4 si nr. 6.10, in intervalul spectral λ = 2....6μm, folosind pasul Δλ = 0,2μm. Produsele $\tau_{a\lambda} r_\lambda$ sunt calculate pentru cinci distante de propagare a radiatiei infrarosii. Cu datele calculate si trecute in tabelul 6.11 s-au ridicat curbele de variatie ale produsului $\tau_{a\lambda} r_\lambda$, pentru cinci distante de propagare a radiatiei infrarosii (fig. 6.29)

Fig.6.29



Tabelul nr.6.11

λ[μm]	$\tau_\lambda r_\lambda$	$\tau_\lambda r_\lambda$	$\tau_\lambda r_\lambda$	$\tau_\lambda r_\lambda$	$\tau_\lambda r_\lambda$
	L = 1km	L = 5km	L = 10km	L = 20km	L = 50km
2	0.2541	0.2383	0.2269	0.2106	0.1707
2.2	0.5385	0.5343	0.5310	0.5267	0.5180
2.4	0.5869	0.5387	0.5024	0.4529	0.3596
2.6	0.0820	0	0.	0	0
2.8	0.0011	0	0	0	0
3	0.5046	0.1682	0.0548	0.0073	0
3.2	0.7350	0.4855	0.3329	0.1765	0.0336
3.4	0.9054	0.8034	0.7281	0.6270	0.4438
3.6	0.9820	0.9580	0.9470	0.9160	0.8660
3.8	0.9884	0.9805	0.9745	0.9666	0/9506
4	0.9499	0.9374	0.9307	0.9211	0.8924
4.2	0	0.	0.	0.	0
4.4	0	0	0	0	0
4.6	0.6823	0.6060	0.5173	0.4007	0.2196
4.8	0.5165	0.3784	0.2875	0.1838	0.0744
5	0.5810	0.3560	0.2258	0.1042	0.0134
5.2	0.3524	0.1105	0.0340	0	0
5.4	0.1923	0.0093	0	0	0
5.6	0.0195	0	0	0	0
5.8	0	0	0	0	0
6	0	0	0	0	0

6.5.5. Coeficientului de utilizare a radiatiei infrarosii

Fluxul energetic incident la suprafata sensibila a receptorului $\Phi_r = \tau_o \Phi_e$ este transformat in semnal electric, $dU = s_\lambda \tau_{\lambda a} r_\lambda d\lambda$. Conform relatiei (6.36) fluxul Φ_r depinde de coeficientul de utilizare a radiatiei

$$\xi(\lambda) = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} r_\lambda s_\lambda \tau_{\lambda a} d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} r_\lambda d\lambda}. \tag{6.46}$$

Calculul coeficientului $\xi(\lambda)$ se face folosind metoda grafica prezentata la paragraful 6.4.4 Intrucat fiecare integrala din relatia (5.31) reprezinta o suprafata, se noteaza cu σ_1 suprafata delimitata de curba $f_1 = r_\lambda . s_\lambda \tau_{\lambda a}$ si dreptele $\lambda = \lambda_1$, $\lambda = \lambda_2$, precum si cu σ_2 suprafata delimitata de curba $f_2 = r_\lambda$ si dreptele $\lambda = \lambda_1$, $\lambda = \lambda_2$. Calculul fiecarei suprafete se face numeric, cu ajutorul formulei

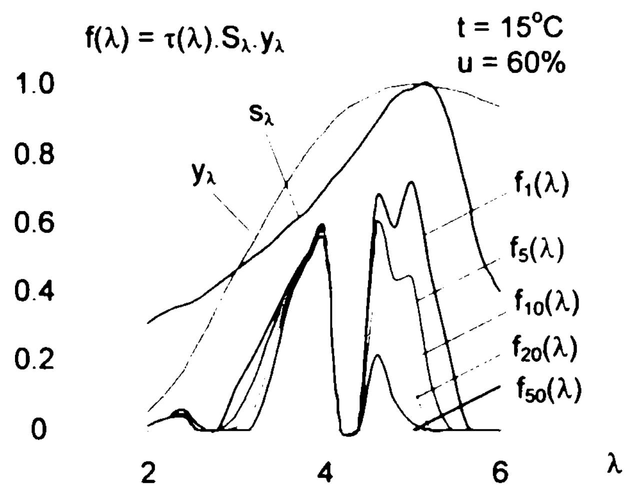
$$\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} f(\lambda)d\lambda = \sum_{i=1}^{n} f(\xi_i)(\lambda_i - \lambda_{i-1}).$$

In tabelul nr.6.12 sunt trecute valorile produsului $f_1 = r_\lambda . s_\lambda \tau_{\lambda a}$ pentru distantele de propagare ale radiatiei infrarosii de 1Km, 5Km, 10Km, 20Km si 50Km, calculate pe baza datelor din tabelele nr. 6.4, 6.5 si 6.6, in intervalul spectral $\lambda = 2....6\mu m$, folosind pasul $\Delta\lambda = 0{,}2\mu m$. Pe randul notat cu Σ sunt calculate marimile σ_2 - aria suprafetei $f_1 = s_\lambda . \tau_{a\lambda} . r_\lambda$ pentru cele cinci distante si cu σ_1 - aria suprafetei $f_2 = r_\lambda$ ultimul rand al tabelului cuprinde valorile $K = \sigma_2/\sigma_1$ calculate pentru distantele de 1, 5, 10, 20 si 50 Km. In fig. 6.29 sunt reprezentate grafic produsele $f_1 = r_\lambda . s_\lambda \tau_{\lambda a}$, pentru conditiile atmosferice $t = 15^oC$ si $u = 60\%$, caracteristica spectrala a receptorului S_λ si radianta energetica a sursei termice r_λ in domeniul specteral $\lambda = 2....6\mu m$.

Tabelul nr. 6.12

λ[μm]	$s_\lambda \tau_\lambda r_\lambda$	$s_\lambda \tau_\lambda r_\lambda$	$s_\lambda \tau_\lambda r_\lambda$	$s_\lambda \tau_\lambda r_\lambda$	$s_\lambda \tau_\lambda r_\lambda$	r_λ
	D = 1km	D = 5km	D = 10km	D = 20km	D = 50km	T = 800K
2	0.0141	0.0121	0.0107	0.0088	0.0058	0.5114
2.2	0.0341	0.0338	0.0336	0.0333	0.0328	0.1009
2.4	0.0573	0.0526	0.0491	0.0442	0.0351	0..1699
2.6	0.0107	0	0	0	0	0.2554
2.8	0.0015	0	0	0	0	0.3521
3	0.1152	0.0384	0.0125	0.0017	0	0.4537
3.2	0.2076	0.1371	0.0940	0.0499	0.0095	0.5420
3.4	0.3148	0.2794	0.2532	0.2180	0.1543	0.6379
3.6	0.4201	0.4098	0.4051	0.3918	0.3704	0.7250
3.8	0.5054	0.5013	0.4982	0.4942	0.4860	0.8070
4	0.5950	0.5825	0.5748	0.5636	0.5370	0.8638
4.2	0.1225	0.0020	0	0	0	0.9141
4.4	0.0190	0	0	0	0	0.9519
4.6	0.6940	0.6045	0.5079	0.3852	0.2020	0.9725
4.8	0.7143	0.4701	0.3273	0.1831	0.0549	0.9939
5	0.7249	0.4402	0.2791	0.1279	0.0161	0.9999
5.2	0.5137	0.1516	0.0445	0	0	0.9979
5.4	0.2388	0.0116	0	0	0	0.9900
5.6	0.0198	0	0	0	0	0.9770
5.8	0	0	0	0	0	0.9580
6	0	0	0	0	0	0.9370
Σ	5.3228	3.7287	3.0900	2.5018	1.9041	14.6513
$K(D)=\sigma_2/\sigma_1$	0.3633	0.2545	0.2109	0.1707	0.1299	1

Fig.6.30



6.5.6 Particularitati privind calculul distantei maxime de descoperire D_{max}

Pentru determinarea distantei maxime de actiune a sistemului D_{max} este necesar sa se rezolve sistemul de ecuatii (6.38) si (6.39). în acest scop, se scriu ecuatiile ecuatiile $\varphi_1(D)$ si φ_2 (D)pentru cazul analizat, cu urmatoarele marimi:

- *Sistemul optic*: $\tau_o = 0{,}8$, $A_o = 200cm^2$ (d = 16cm);
- *Sursa termoradianta*: $A_S = 1m^2$, $\varepsilon_S = 0{,}9$, $\alpha = 20^o$ si T = 800K.

a) Se determina ecuatia $\varphi_1(D)$

$$\varphi_1(D) = (\varepsilon\sigma T^4)(\tau_o A_o \cos\alpha)[z(x_{\lambda_2}) - z(x_{\lambda_1})]K_\lambda(D).$$

- Conform cu datele din [30], rezulta

$z(x_{\lambda_2}) - z(x_{\lambda_1}) = 0{,}610 - 0{,}02 = 0{,}59$, cu x_{λ_2} = 1,66, z(1,66) = 0,61 si x_{λ_1} = 0,55, z(0,55) = 0,02;

- Transmisiamediului este descrisa de coeficientul $K_\lambda(D)$care functie de distanta parcursa D are valorile prezentate in tabelul nr. 6.12.

1) Inlocuind datele prezentate in formula (6.38), se obtine

$$\varphi_1(D) = 1.85.10^6 K_\lambda(D)[W.cm^2],$$

cu valorile trecute in tabelul nr.6.13.

2) se determina coeficientul ecuatiei $\varphi_2(D)$

$$\varphi_2(D) = m\pi\sqrt{a_r \Delta f}\,\chi\Phi^*_{prag} D^2.$$

Pentru cazul analizat se impune m = 5, un coeficient care arata de cate ori semnalul util depaseste nivelul zgomotului parazit. Calculul se face pentru doua cazuri:

- receptorul de radiatie este racit la temperatura de 77K;

– receptorul lucreaza la temperatura mediului ambiant, T = 300K.

Din catalog [30], pentru un fotorezistor InSb se selecteaza urmatoarele caracteristici:

- suprafata sensibila a receptorului a_r = 1...10mm^2, se alege a_r = 5mm^2;
- banda de frecventa a zgomotului echivalent Δf = 1000Hz;
- pentru T = 77K, Φ^{*}_{prag} = 0,125.10^{-10}[W/cm.Hz$^{1/2}$], iar pentru T = 300K, Φ^{*}_{prag} = 0,5.10^{-9}[W/cm.Hz$^{1/2}$], cu $\Phi^{*}_{prag} = \Phi_{\min} /(a_r \Delta f)^{-1/2}$ - fluxul energetic specific de prag.
- Maximul sensibilitatii spectrale pentru fotoreceptorul de radiatie ales este λ_{max} = 5,3μm. Cu datele prezentate se obtine

$$\varphi_2(D) = \begin{cases} 9{,}712.10^{-9}\, D^2 [Wcm^2] & \text{pentru } T = 77K, \\ 38{,}849.10^{-8}\, D^2 [Wcm^2] & \text{pentru } T = 300K. \end{cases}$$

Valorile functiei $\varphi_2(D)$ pentru D = 1km, 5km,10km, 20km si 50km sunt trecute in tabelul nr. 6.13

Tabelul nr. 6.13

D[km]		1	5	10	20	50
$K_\lambda(D)$		0,3633	0,2545	0,2109	0,1707	0,1299
χ		0,72	0,72	0,72	0,72	0,72
$\varphi_1(D)$		67,21	47,08	39,01	31,58	24,03
$\varphi_2(D)$	T=77K	0,0097	0,243	0,971	3,88	24,275
	T=300K	0,0388	0,97	3,88	15,52	97

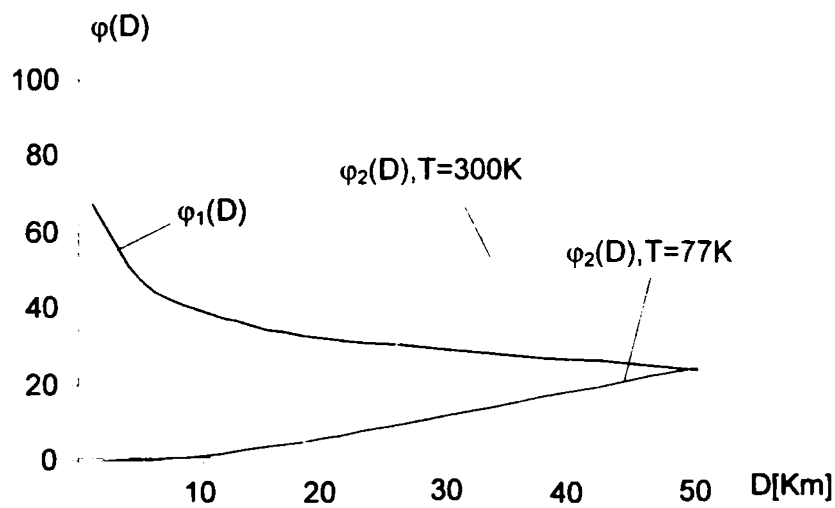


Fig. 6.30

Pe baza datelor din tabelul nr. 6.13 s-au trasat curbele din fig.6.30. Din grafic rezulta ca pentru T = 300K distanta maxima de descoperire este $D_{max} \cong 26$Km, iar in cazul receptorului racit la T = 77K, $D_{max} \cong 50$Km.

6.6 Concluzii si contributii originale

În cap.6 este tratată problematica modulatiei semnalelor optice necoerente cu ajutorul discurilor modulatoare. Se evidentiaza necesitatea modulatiei fluxurilor de valoare mica cu ajutorul discului modulator si sunt analizate functiunile realizate de acesta:

– modulatia fluxului energetic incident (fluxul energetic emis de sursa termoradianta si captat de sistemul optic), adica transformarea acestuia in semnal optic purtator si codificarea in parametrii lui a informatiei referitoare la pozitia (coordonatele unghiulare sau directia) sursei termoradiante;

– filtrarea optica spatiala a semnalului optic format pentru a imbunatatii raportul P_u/P_{zg}, unde P_u este semnalul util (fluxul energetic provenit de la sursa termoradianta) si P_{zg} – puterea semnalului parazit (fluxul energetic provenit de la obiectele din teren, care formeaza fondul parazit). În acest context este analizata problema receptiei optime a semnalelor optice slabe, subliniindu-se necesitatea existentei unei anumite corelatii intre dimensiunile orificiilor discului modulator si dimensiunile imaginii sursei termice.

Sunt analizate tipurile de modulatie optica: modulatia armonica de amplitudine, frecventa si faza; modulatia in impuls (in amplitudine, frecventa, faza, durata si in cod), precum si combinatii ale acestor tipuri de modulatie. În continuare se face o analiza spectrala a semnalului optic rezultat in urma modulatiei optice, sunt evidentiate pierderile de energie radianta pe tipuri de modulatie, folosindu-se in acest scop parametrul numit randamentul modulatiei – demodulatiei.

De asemenea este tratata problema modulatiei in amplitudine a unui fascicul de raze paralele incidente normal pe suprafata discului modulator, considerat cu orificii de forma circulara. În mod concret s-a analizat cazul cand orificiile discului modulator au un diametru egal cu diametrul imaginii sursei termice (diametrul primului cerc de difractie). Se determina caracteristica de modulatie a diafragmei modulatoare analizate si pe baza acesteia se calculeaza spectrul de putere al semnalului modulat si banda de frecventa a preamplificatorului de impulsuri. Se pezinta si o metoda grafica pentru determinarea armonicilor care compun curba de modulatie.

Sunt tratate probleme care privesc modulatia in amplitudine cu ajutorul discurilor sectoriale, modulatia combinata amplitudine – faza, precum si metoda de obtinere a coordonatelor unghiulare ale unei surse termoradiante prin procedeul de modulatie – demodulatie a fluxului radiant incident.

Este analizata si problema detectiei si localizarii surselor termoradiante. Sunt analizate conditiile in care se asigura o distanta maxima pentru descoperirea unei surse termoradiante si se determina ecuatia distantei functie de semnalul util si semnalul parazit (V_u si V_{zg}). Analiza se continua cu un caz concret, considerandu-se o sursa termoradiamta de o anumita suprafata, cu o anumita orientare, aflata la distanta foarte mare fata de sistemul SCOD. Se determina radiatia emisa de sursa, se urmareste traseul parcurs de radiatie de la sursa la receptor, sunt calculate pierderile de radiatie in propagare prin atmosfera (canalul neghidat al radiatiei) si este evidentiata comportarea selectiva a receptorului de radiatie fata de radiatia incidenta la suprafata sa sensibila

Lucrarea se incheie cu determinarea distantei de descoperire, utilizandu-se o metoda grafica pentru rezolvarea ecuatiei distantei.

Bibliografie:

[A1],[A2],[A3],[B1],[B2],[B6],[B7],[C2],[C3],[C4],[C5],[C6],[C7],[C9],[C12],[C15],[D5],[D6],[D7],[D9],[D10],[D11],[D12],[D14],[D15],[D16],[D17],[D18],[D19],[D20],[G2],[G3],[G5] [G8],[G9],[G10],[G14],[G16],[H1],[H2],[H3],[H4],[H5],[I1],[I2],[J1],[J2],[J3],[K5],[K6],[K7],[K8],[L1],[L3],[L4],[N2],[P1],[P1],[P2],[P3],[S1],[S2],[S3],[S4],[S5],[T1],[R2],[T3],T4],[Z2],[Z3],[Z4].

Cap. 7

Concluzii finale şi contribuţii

În lucrare sunt tratate particularităţi ale procesului de emisie, de propagare în spaţiu şi de recepţie a radiaţiei termice, precum şi diferite aspecte ale teoriei semnalului optic necoerent şi, în mod deosebit, prelucrarea optoelectronică a lui pentru obţinera informaţiilor utile ce privesc sursa termică de semnal.

Pentru a răspunde problematicii enunţate în teză sunt aprofundate şi dezvoltate subiecte referitoare la:

- Obiectele termoradiante din teren – surse de semnal optic necoerent;
- Filtrarea şi modulaţia optică a semnalelor 2D cu diafragme modulatoare;
- Recepţia semnalelor 2D cu nivel energetic comparabil cu al zgomotului de fond. Condiţiile de recepţie optimală a semnalelor optice slabe şi banda de trecere a filtrului optic pentru a asigura un raport semnal util/zgomot maxim, în cazul în care zgomotul de fond este considerat zgomot alb;
- Stabilirea unui criteriu de performanţă utilizat la comparaţia discurilor modulatoare pentru a determina condiţiile de transmisie maximă a semnalului util şi atenuarea zgomotului de fond;
- Prelucrarea optoelectronică a semnalului 2D. Obţinerea unui raport semnal util/zgomot optim, prin alegerea intervalului spectral de transmisie a radiaţiei incidente de către filtrul optic (filtrarea spectrală);
- Modelul matematic al distanţei de descoperire a sistemului SCOD. Distanţa maximă de descoperire a sursei termoradiante. Evaluarea influenţei coeficienţilor din ecuaţia distanţei asupra distanţei maxime de descoperire, pe baza noţiunii de distanţă ideală de descoperire

Teoretic, problema determinării poziţiei sursei termoradiante din teren este rezolvată cel puţin din două considerente:

1. radiaţia emisă de sursă se propagă în linie dreaptă;
2. în aproximaţie paraxială a sistemului optic, între coordonatele punctului obiect şi coordonatele punctului imagine există o relaţie liniară.

Practic, determinarea poziţiei sursei termoradiante este un proces complex, bazat pe interferenţa unor discipline fundamentale respectiv aplicative: optica fizică şi tehnică, optoelectronică, automatică, analiză numerică, tehnologii neconvenţionale, teoria comunicaţiilor, prelucrarea optică şi electronică a informaţiei.

Tema tratată apelează la realizările tehnico-ştiinţifice din domeniile amintite şi propune abordarea unor aspecte de mare actualitate, din care se menţionează:

- teoria generală a sistemelor;
- particularităţile radiaţiei electromagnetice în domeniul infraroşu;
- descoperirea obiectelor termoradiante din teren folosind modulaţia radiaţiei infraroşii emise;
- calculul mărimilor energetice specifice radiaţiei emise de surse termoradiante de suprafaţă finită;
- calculul şi sinteza optimală a sistemelor optice care lucrează în infraroşu;
- determinarea distanţei maxime de acţiune a sistemului optoelectronic de localizare a surselor termoradiante;
- studiul canalului de transmisie neghidată a semnalului optic pentru evaluarea raportului semnal util/zgomot;
- studiul procedeelor de modulaţie a fluxului radiant incident în vederea diminuării zgomotului de fond şi creşterea preciziei sistemului SCOD în determinarea coordonatelor sursei termoradiante;
- studiul influenţei nebulozităţii atmosferei asupra purtătoarei optice de informaţii.

Rezolvarea acestor probleme a presupus dezvoltarea unor metode de cunoaştere a fenomenelor fizice asociate radiaţiei termice a obiectelor, a particularităţilor transmisiei acesteia prin canale neghidate, precum şi a procedeelor de prelucrare optică şi electronică a radiaţiei captate şi afişarea rezultatelor obţinute.

În lucrare, sunt tratate unele particularităţi ale procesului de emisie a radiaţiei termice de către o structură materială, particularităţi studiate cu ajutorul teoriei clasice a fenomenelor electromagnetice, pe baza modelului dipolului electric oscilant. Se menţionează că, un studiu complet şi riguros al procesului de emisie a radiaţiei termice se face numai cu ajutorul modelelor cuantice şi semicuantice.

Sunt puse în evidenţă proprietăţile câmpului de radiaţie produs de un dipolul armonic, sunt studiate energia radiantă emisă de dipol, propagarea energiei radiante în spaţiu şi semnificaţia fizică a fluxului vectorului $\vec{S}$ (vectorul Poynting) printr-o suprafaţă închisă.

Folosind ecuaţiile lui Maxwell, se rezolvă în mod original ecuaţia undelor electromagnetice şi pe baza relaţiilor obţinute sunt evidenţiate proprietăţile undei asociate câmpului de radiaţie produs de un dipol armonic oscilant respectiv transportul de energie radiantă prin intermediul undei.

De asemenea, cu ajutorul teoriei electromagnetismului s-au stabilit relaţii importante între caracteristicile sursei de suprafaţă finită şi structura câmpului de radiaţie. În această tratare s-a păstrat aspectul ondulatoriu al radiaţiei şi, mai mult, sunt explicate atât calitativ cât şi cantitativ cele mai importante proprietăţi ale câmpului de radiaţie şi ale undei electromagnetice asociate.

În continuare sunt abordate şi rezolvate o parte din problemele specifice pe care le ridică studiul procesului de emisie a radiaţiei termice de către o structură macroscopică, de propagare în spaţiu şi de interacţiune a acesteia cu o suprafaţă receptoare. S-a utilizat un model al câmpului de radiaţie în care se face abstracţie de natura radiaţiei şi de purtătoarea ei – unda electromagnetică. Construcţia modelului se bazează pe noţiunile de sursă punctiformă şi de rază optică.

În lucrare se face o analiză a surselor radiante de tipul corpului negru, corpului cenuşiu şi a corpului selectiv, toate materializate prin suprafeţe radiante de forme geometrice diferite.

De asemenea, este tratată problematica caracteristicii polare a surselor termice anizotrope şi este prezentată o metodă de calcul analitic a acesteia. Sunt analizate surse termoradiante cu diferite forme geometrice spaţiale şi sunt determinate cele mai importante caracteristici energetice ale radiaţiei emise acestea.

În teză se prezintă sub o formă concisă şi accesibilă probleme referitoare la prelucrarea semnalelor optice, şi nu în ultimul rând, prelucrarea optimă a lor, utilizând un aparat matematic corespunzător şi insistând asupra aplicaţiilor şi a interpretării rezultatelor obţinute.

Un loc important în cadrul acestui studiu îl reprezintă integralele Fourier şi Hankel, a căror utilizare sub diferite forme, ilustrează eficienţa metodei de analiză folosite – analiza armonică. Ideea principală care reiese din teză constă în recunoaşterea importanţei relaţiei dintre spectrul semnalului optic şi caracteristica de frecvenţă a sistemului. De fapt, tehnica filtrării spaţiale permite realizarea unei filtrări optimale, ceea ce în final duce la îmbunătăţirea procesului de prelucrare optică a semnalelor de nivel energetic redus.

La tratarea semnalelor optice s-a avut în vedere numai partea spaţială a semnalului, care de fapt reprezintă o distribuţie bidimensională (2D) de amplitudine sau intensitate. Un element care merită subliniat constă în aceea că domeniul frecvenţelor spaţiale (domeniul Fourier) este un spaţiu fizic real (planul focal al unei lentile) izomorf cu domeniul coordonatelor spaţiale. De aici rezultă o proprietate importantă a semnalelor optice 2D, şi anume, faptul că modulaţia lor se poate face cu ajutorul măştilor cu transmisie complexă – discul modulator reprezentâd un caz particular.

O atentie deosebita s-a acordat semnalelor optice formate cu ajutorul deschiderilor de formă dreptunghiulară si circulară. In acest context, rezultatele obtinute coincid cu cele cunoscute din teoria difractiei luminii printr-o apertură dreptunghiulară, sau circulară. De fapt, tocmai folosind unele consecinţe rezultate din teoria difracţiei s-a putut da o interpretare fizică noţiunilor de spectru şi frecventă spaţială a semnalului optic. Problematica semnalelor optice deterministe se incheie cu prezentarea unor metode originale de calcul a caracteristicilor spectrale a acestora, obtinute cu aperturi de diferite forme geometrice sau succesiuni periodice de linii, impulsuri δ etc.

In teză sunt prezentate: o metodă originală care permite obţinerea unui semnal optic aleator, modul de prelucrare a datelor obtinute in vederea estimarii caracteristicilor statistice ale semnalului si, in final, determinarea functiei de corelatie.

Sunt propuse doua functii analitice care aproximează curba funcţiei de corelaţie obţinută experimental şi cu ajutorul lor se determina densitatea spectrala a puterii semnalului optic aleator format în condiţii de laborator.

De asemenea, sunt tratate probleme ce privesc transmisia semnalelor optice prin sisteme/elemente optice. Este studiata transmisia semnalelor optice 2D de amplitudine (intensitate) mica, ceea ce permite considerarea sistemelor (elementelor) optice ca liniare in raport cu aceste semnale. Studiul sistemului optic liniar s-a făcut cu ajutorul a două semnale optice tipice: - semnalul armonic $u(x,y)=e^{-j(\omega_x x+\omega_y y)}$; şi semnalul impuls unitar $u(x,y)=\delta(x,y)$. Răspunsul sistemului optic la aceste semnale formează doua funcţii specifice sistemului: - caracteristica de frecvenţă sau funcţia de transfer optic a sistemului, reprezentând răspunsul sistemului la un semnal armonic; şi, caracteristica la impuls, sau funcţia pondere (functia imaginea punctului), reprezentând răspunsul la semnalul optic $\delta(x,y)$. Semnalul $\delta(x,y)$ s-a definit ca un fascicul îngust de raze paralele, de strălucire b şi secţiune dS, cu proprietatea că dacă $b \to \infty$ şi $dS \to 0$, atunci b.dS = 1.

Pe baza condiţiei de liniaritate şi invarianţă spaţială s-a studiat cum un sistem optic formează imaginea unui obiect punctiform, respectiv a unui obiect cu suprafaţă finită. Au fost analizate cazurile de iluminare coerentă, sau necoerentă a imaginii şi s-a evidenţiat funcţia de transfer optic a sistemului, ca reprezentând amplitudinea complexă a perturbaţiei din planul imagine produsă de un semnal cu amplitudinea unitară şi faza nulă, provenit de la un obiect punctiform din planul obiect. În cazul iluminării necoerente analiza s-a făcut cu ajutorul intensităţii energetice a radiaţiei şi s-a arătat ca funcţia de transfer în intensitate a sistemului optic este reprezentată de pătratul modulului funcţiei de transfer în amplitudine. S-a stabilit că în cazul iluminării coerente FTO caracterizează măsura în care sistemul optic atenuează contrastul şi decalajul de fază a imaginii reale a obiectului în raport cu imaginea geometrică (ideală). În cazul iluminării necoerente, FTO reprezintă măsura în care sistemul optic micşorează iluminarea imaginii reale în raport cu imaginea geometrică (ideală).

S-a mai arătat că funcţia complexă a imaginii reprezintă o integrală de convoluţie a funcţiei complexe din spaţiul obiect şi funcţia de transmisie a sistemului optic. Trecând în domeniul frecvenţelor spaţiale (teorema convoluţiei), integrala de convoluţie trece într-un produs al spectrelor celor două semnale. Se pune în evidenţă faptul că sistemul optic se comportă ca un filtru de frecvenţe spaţiale "trece jos", având o bandă limitată de transmisie a acestora. Pe baza acestei proprietăţi, s-a considerat sistemul sau elementul optic ca un filtru optic liniar şi invariant spaţial, s-a studiat şi s-a determinat FTO şi mărimea benzii de transmisie a semnalelor optice de către un sistem optic cu pupila de ieşire de forma unui cerc.

Ca filtre optice liniare sunt analizate şi diafragmele modulatoare cu o anumită structură periodică. Sunt evidenţiate funcţiile îndeplinite de aceste diafragme: de analizor de imagine, de modulator optic şi de filtru de frecvenţe spatiale. Pentru diafragmele modulatoare cu structură periodică se prezintă o metodă de determinare a caracteristicii de frecvenţă spaţială şi a spectrului de putere. De asemenea, se prezintă o metodă de evaluare a eficacităţii de filtrare spaţială a diafragmelor modulatoare. Această metodă permite realizarea unei comparaţii între mai multe tipuri de diafragme folosite la filtrarea semnalelor optice parazite, în condiţiile în care semnalul util format în planul imagine este un cerc. Problematica filtrării semnalelor optice se încheie cu studiul eficacităţii filtrării spectrale şi electronice. Sunt analizate condiţiile de lucru ale ansamblului sursă de radiaţie – sistem SCOD pentru a se asigura o recepţie optimă a semnalelor utile.

În teză este tratată problema modulaţiei semnalelor optice necoerente cu ajutorul discurilor modulatoare. Se evidenţiază necesitatea modulaţiei fluxurilor de valoare mică cu ajutorul discului modulator şi sunt analizate funcţiunile realizate de acesta:

– formarea prin modulaţia fluxului energetic captat de sistemul optic a subpurtătoarei optice şi codificarea in parametrii acesteia a informatiei referitoare la pozitia (coordonatele unghiulare sau directia) sursei termoradiante;

– filtrarea optica spaţială a semnalului optic format pentru a imbunătăţii raportul P_u/P_{zg}, unde P_u este semnalul util (fluxul energetic provenit de la sursa termoradianta) şi P_{zg} – puterea semnalului parazit (fluxul energetic provenit de la obiectele din teren, care formeaza fondul parazit). În acest context este analizată problema recepţiei optime a semnalelor optice slabe, subliniindu-se necesitatea existentei unei anumite corelatii intre dimensiunile orificiilor discului modulator si dimensiunile imaginii sursei termice.

Sunt analizate tipurile de modulatie optica şi se face un studiu asupra spectrelor semnalelor optice rezultat in urma modulatiei optice, sunt evidentiate pierderile de energie radianta pe tipuri de modulatie, folosindu-se in acest scop parametrul numit *randamentul modulatiei – demodulatiei.*

De asemenea, este tratata problema modulatiei in amplitudine a unui fascicul de raze paralele incidente normal pe suprafata discului modulator, considerat cu orificii de forma circulara. În mod concret s-a analizat cazul cand orificiile discului modulator au un diametru egal cu diametrul imaginii sursei termice (diametrul primului cerc de difractie). Se determina caracteristica de modulatie a diafragmei modulatoare si pe baza acesteia se calculeaza spectrul de putere al semnalului modulat si banda de frecventa a preamplificatorului de impulsuri. Se pezinta si o metoda grafica pentru determinarea armonicilor care compun curba de modulatie.

Este analizata si problema detectiei si localizarii surselor termoradiante. Sunt analizate conditiile in care se asigura o distanta maxima pentru descoperirea unei surse termoradiante si se determina ecuatia distantei functie de semnalul util si semnalul parazit (V_u si V_{zg}). Analiza se continua cu un caz concret, considerandu-se o sursa termoradiamta de o anumita suprafata, cu o anumita orientare, aflata la distanta foarte mare fata de sistemul SCOD. Se determina radiatia emisa de sursa, se urmareste traseul parcurs de radiatie de la sursa la receptor, sunt calculate pierderile de radiatie in propagare prin atmosfera (transmisia neghidată a radiatiei) si este evidentiata comportarea selectivă a receptorului de radiaţie fata de radiaţia incidentă la suprafaţa sa sensibilă.

Conceptele de filtru optim adaptat, autocorelaţie, intercorelaţie, convoluţie şi deconvoluţie exprimate cu ajutorul transformatelor Fourier, ca şi filtrarea spectrală şi electronică conduc la formarea unei idei de mare eficienţă teoretică şi practică în prelucrarea semnalelor optice.

Pecepţia semnalelor optice slabe în prezenţa zgomotului de fond şi a zgomotului propriu receptorului este o problemă complexă şi presupune pentru sistemul SCOD mai multe etape.

În primul rând, sistemul SCOD trebuie să detecteze un semnal optic, adică să ia decizia că semnalul detectat aparţine clasei de semnale căutate. În acest caz SCOD îndeplineşte rolul de element de decizie (problema este rezolvată cu ajutorul discului modulator).

Semnalul optic recepţionat este utilizat în măsura în care se reuşeşte estimarea parametrilor lui. În această etapă sistemul SCOD devine o instalaţie de măsurare.

Zgomotele afectează atât corectitudinea deciziei cât şi estimarea parametrilor semnalului optic. Decizia şi estimarea parametrilor semnalului se realizează în condiţii cu atât mai bune cu cât energia semnalului optic este mai mare, în raport cu energia zgomotului, în banda de frecvenţă a sistemului SCOD

Contribuţii:

- Au fost stabilite şi sistematizate probleme specifice descoperirii şi localizării surselor termice, condiţiile în care se realizează descoperirea, precum şi procedeele tehnice utilizate – scanarea spaţiului obiect şi analiza spaţiului imagine;
- S-a prezentat un sistem SCOD (soluţie originală), elementele care influenţează funcţionarea acestuia, sensul interacţiunii între elementele sistemului pentru a se asigura transmisia semnalului purtător de informaţii;
- S-a stabilit modelul matematic care asigură determinarea poziţiei unei surse termoradiante în raport cu un sistem de axe carteziene (fix sau mobil);
- S-au tratat într-o manieră originală, pe baza modelului dipolului electric oscilant, particularităţile procesului de emisie a radiaţiei termice. Cu ajutorul ecuaţiilor lui Maxwell se determină structura câmpului de radiaţie, se studiază proprietăţile undei asociate câmpului şi se evidenţiază transportul de energie radiantă prin intermediul undei;
- S-a demonstrat că sursele termice de suprafaţă finită formează câmpuri de radiaţie asemănătoare câmpului de radiaţie produs de o microsursă. Folosind teoria fluxurilor radiante se demonstrează că legea lui Lambert este o consecinţă a acestei teorii;
- Este efectuat un studiu asupra proprietăţilor radiaţiei emise de structuri macroscopice şi, pe baza unor metode originale, sunt rezolvate o serie de probleme specifice stării radiante la emisie, în propagare şi la recepţia radiaţiei;
- Este prezentat un model al câmpului de radiaţie, se defineşte sursa termică punctiformă, sunt analizate principalele sale proprietăţi şi se constueşte modelul sursei termice de suprafaţă finită. Pe baza acestui model sunt determinate o serie de mărimi radiometrice specifice surselor termice cu suprafeţe de anumite configuraţii geometrice;
- Sunt tratate probleme specifice formării semnalului optic necoerent, se propune o clasificare a acestui tip de semnal şi se evidenţiază importanţa părţii spaţiale a semnalului ca purtător de informaţii;
- Sunt folosite seriile Fourier pentru reprezentarea frecvenţială a semnalelor optice periodice, sunt analizate câteva tipuri de semnale periodice şi se determină spectrul de transmisie al discului modulator, cu elemente transparente şi opace dispuse în diferite configuraţii

geometrice. Pentru reprezentarea frecvenţială a semnalelor optice neperiodice sunt folosite transformatele Fourier şi Hankel.

❒ Sunt analizate caracteristicile spaţiale şi spectrale ale semnalului optic determinist şi se prezentată o metodă originală de calcul a caracteristicii spectrale a unui semnalului optic necoerent obţinut cu o apertură de formă circulară şi dreptunghiulară;

❒ Este efectuat un studiu asupra semnalului optic aleatoar staţionar şi ergodic, sunt evidenţiate caracteristicile statistice şi sunt determinate pentru câteva semnale optice aleatoare tipice;

❒ Se prezintă o metodă originală de formare a unui semnal optic aleator. Sunt efectuate o serie de măsurări şi sunt determinate caracteristicile statistice, funcţia de corelaţie şi spectrul de putere al semnalului aleator analizat;

❒ Sunt abordate într-un mod original probleme ce privesc transmisia semnalului optic prin sisteme/elemente optice, considerate liniare în intensitate sau în amplitudine, se determină răspunsul la ieşire pentru diferite tipuri de semnale optice aplicate la intrare. Folosind metoda armonică se face un studiu asupra răspunsurilor elementelor optice cu apertură circulară sau dreptunghiulară;

❒ Se demonstrează comportarea sistemului/elementului optic ca filtru optic de frecvenţe spaţiale, cu caracteristica de filtrare „trece jos". Tot ca filtru optic liniar sunt tratate şi diafragmele modulatoare la care se analizează eficacitatea de filtrare spaţială şi temporală;

❒ Se evidenţiază necesitatea modulaţiei fluxurilor energetice de valoare mică, sunt clasificate tipurile de modulaţie optică şi sunt determinate spectrele semnalelor optice modulate. În lucrare se face un studiu asupra pierderilor de energie radiantă, pe tipuri de modulaţie, folosindu-se parametrul numit randamentul modulaţiei-demodulaţiei;

❒ Este tratată problema modulaţiei unui fascicul de raze paralele, incidente normal pe suprafaţa unui disc modulator cu orificii circulare. Se determină caracteristica de modulaţie a discului, spectul de putere al semnalului optic modulat şi banda de trecere a preamplificatorului;

❒ Este studiată problema detecţiei şi a localizării unei surse termoradiante. Sunt analizate condiţiile care asigură o distanţă maximă de descoperire şi se determină ecuaţia distanţei funcţie de semnalul util şi zgomotul parazit. Sunt determinate pierderile de energie radiantă la propagarea radiaţiei prin atmosferă – canalul neghidat de transmisie a radiaţiei - şi este evidenţiată comportarea selectivă a receptorului de radiaţie. Pentru sistemul SCOD se determină distanţa de acţiune, utilizând pentru rezolvarea ecuaţiei distanţei o metodă grafo-analitică. Sunt analizate două cazuri: receptorul de radiaţie răcit la temperatura 77K şi receptorul de radiaţie aflat la temperatura de 300K.

Bibliografie

1	[A1]	Aron, I., ş.a.,	*Sisteme de navigaţie aerospaţială*, Editura Scrisul Românesc, Craiova, 1989
2	[A2]	Asavinei, I.,	*Măsurarea temperaturilor înalte. Metode pirotehnice*. Editura Tehnică, Bucureşti 1989
3	[A3]	Aţiţoaiei, V., Nicoară, I., ş.a.,	*Optoelectronică. Materiale. Componente. Aplicaţii*, Editura Eurostampa,Timişoara, 1999
4	[A4]	Aţiţoaiei, V., Nicoară, I., ş.a.,	*Aspecte privind utilizarea tehnicii interferometrice SAR pentru monitorizarea deplasărilor în teren*, Analele Universităţii Oradea, 1999
5	[B1]	Băcescu, D.,	*Construcţia şi perfecţionarea obiectivelor sistemelor optice de măsurare*, Teză de doctorat, UP Bucureşti, 1996
6	[B2]	Bîrsan, R.,	*Fizica şi tehnologia circuitelor MOS integrate pe scară largă*. Editura Academiei Române, Bucureşti, 1992
7	[B3]	Bârnă, O., Spînulescu, I.,	*Electronica*. Editura Didactică şi Pedagogică, Bucureşti 1983
8	[B4]	Bodea, R., Gruescu, C., Strănuţi – Negru, G.,	*Resoulution, contrast and Image Quality of Endoscopes Using Optical Fibers*, Part II, Annals of the Oradea University, Fascicle of Management and Technological Engineering, CD – ROM Edition, vol. III(XIII), 2004
9	[B5]	Boreman, G.D.,	*Transfer Function Techniques*, in Handbook of Optics, vol.II,ch.32, McGraw Hill Inc, NY, 1995
10	[B6]	Brenneke, R., Schuster, G.,	*Fizica*. Editura Didactică şi Pedagogică, Bucureşti 1973
11	[B7]	Bulea, M.,	*Prelucrarea imaginilor şi recunoaşterea formelor*, Editura Academiei Române, Bucureşt, 1994
12	[C1]	Cătuneanu, V.	*Tehnologie electronică*, Editura Didactică şi Pedagogică, Bucureşti 1984
13	[C2]	Crawford, F.S.,	*Unde*. Editura Didactică şi Pedagogică, Bucureşti, 1983
14	[C3]	Creţu, E., ş.a	*Optica ondulatorie şi Fourier*. Academia Tehnică Militară, Bucureştii, 1996.
15	[C4]	Creţu, E., ş.a	*Optica tehnică*, Academia Tehnică Militară, Bucureşti, 1993.
16	[C5]	Creţu, E., ş.a	*Optica tehnică. Teorie şi calcul*, Academia Tehnică Militară, Bucureştii, 1994.

17	[C6]	Creţu, E., Nicoară, I., ş. a.,	*Calculul şi proiectarea sistemelor optoelectronice pentru vedere pe timp de noapte*, Editura Academiei Tehnice Militare, Bucureşti, 2001
18	[C7]	Creţu, E., Nicoară, I., ş. a.,	*Calculul şi construcţia aparaturii optoelectronice*, Editura Academia Militară Tehnică, Bucureşti, 2001
19	[C8]	Creţu, E., Nicoară, I., ş. a.,	*Aplicaţii în calculul şi proiectarea sistemelor optice*, Editura Academiei Tehnice Militare, Bucureşti,1996
20	[C9]	Creţu, E., Iftinia, N.,	*Optica laserilor*, Editura Academia Militară Tehnică, Bucureşti, 1997
21	[C10]	Creţu, E., Tomiuc, L.,	*Optica Tehnică*, Tipografia Academiei de Inalte Studii Militare, Bucureşti, 1993
22	[C11]	Creţu, E., Câmpeanu, M.,	*Tehnici de laborator în optica tehnică şi construcţia aparaturii artileristice*, Tipografia Academiei de Inalte Studii Militare, Bucureşti, 1994
23	[C12]	Creţu, E., Spulber, C.,	*Aparatura optoelectronică de amplificare şi conversie a radiaţiei infraroşii*, Editura Academia Militară Tehnică, Bucureşti, 2002
24	[C13]	Creangă, I.,	*Metode în procesarea digitală a imaginilor*, Editura Academia Tehnică Militară, Bucureşti, 1994
25	[C14]	Constantin, P.,	*Electronica industrială*. Editura Didactică şi Pedagogică, Bucureşti 1982
26	[C15]	Curatu, E.,	*Calitatea sistemelor optice.Funcţia optică de transfer*. Ed. Academiei Române,Bucureşti, 1992
27	[D1]	Davidescu, A., Gruescu, C.,	*Diagrama spot – criteriu de calitate a imaginii*, A XXVIII-a Sesiune de Comunicări Ştiinţifice cu participare internaţională, Academia Tehnică Militară, Bucureşti, 1999
28	[D2]	Dauguet, A.,	*Detecţia radiaţiei infraroşii şi aplicaţiile sale*, Editura DUNOD, Paris, 1974
29	[D3]	Dascălu, D.,	*Circuite electronice*, Editura Didactică şi Pedagogică, Bucureşti, 1981
30	[D4]	Dănilă, Th., ş.a.,	*Dispozitive şi circuite electronice*, Editura Didactică şi Pedagogică, Bucureşti, 1982
31	[D5]	Demidovici, P.,	*Elemente de calcul numeric*, Editura Mir, Moscova 1973
32	[D6]	Dodoc, P.,	*Metode şi mijloace de măsurare în mecanica fină şi construcţia de maşini*, Editura Tehnică, Bucureşti, 1978
33	[D7]	Duffieux, P. M.,	*L'integrale de Fourier et ses applications a l'optique*, Editura Rennes, Paris, 1976
34	[D8]	Dumache, C.,	*Metode şi echipamente optoelectronice utilizate la descoperirea şi localizarea surselor de radiaţie în infraroşu*, Referat la teza de doctorat, 1999
35	[D9]	Dumache, C.,	*Sisteme automate de urmărire a surselor radiante în infraroşu*, Referat la teza de doctorat, 2000
36	[D10]	Dumache, C.,	*Prelucrarea, stocarea şi afişarea informaţiei privind deplasările unghiulare*, Referat la teza de doctorat, 2000

37 [D11] Dumache,C., Nicoară, I., *Utilizarea transformatelor Fourier la determinarea caracteristicii statice a traductorului optic de poziţie destinat măsurării mărimilor reglate,* Sesiunea de Comunicări cu participare internaţională, Agenţia de Cercetare pentru Tehnologii Militare, Bucureşti, 2001

38 [D12] Dumache,C., Nicoară, I., *Calculul funcţiei de transfer optic a unui traductor optic incremental cu fantă dreptunghiulară,* a XXIX - a Sesiune de comunicării ştiinţifice cu participare internaţională, Academia Tehnică Militară, Bucureştii, nov. 2001

39 [D13] Dumache,C., Nicoară, I., *Studiu privind comportarea lentilelor electrono-optice în infraroşu,* Simpozion naţional MTM, Reşiţa, 1996

40 [D14] Dumache,C., Nicoară, I., *Elemente de sinteză şi construcţie a sistemelor catadioptrice pentru domeniul infraroşu,* The Romanian Review of Precision Mechanics, Supplement 2/98

41 [D15] Dumache,C., Nicoară, I., *Utilizarea sistemelor catoptrice în detecţia radiaţiei infraroşii,* The Romanian Review of Precision Mechanics, Supplement 2/98

42 [D16] Dumache,C., Nicoară, I., *The Calculus of Energetic Illumination Produced by an Infrared Radiation Source in a SpacePoint,* Proceedingsof the International Conference, Universityof the Vest Timişoara, European Office of Aerospace Research and Development of US Air-Force, Timişoara, 1997

43 [D17] Dumache,C., Nicoară, I., *Studiu privind influenţa atmosferei asupra propagării radiaţiei infraroşii,* a XXVII Sesiune de comunicări ştiinţifice cu participare internaţională, Academia Tehnică Militară, Bucureşti 1997

44 [D18] Dumache,C., Nicoară, I., *Studiu privind emisia de radiaţie în infraroşu a suprafeţelor metalice,* a XXVIII-a Sesiune de comunicării ştiinţifice cu participare internaţională, Academia Tehnică Militară, Bucureştii, nov. 1999

45 [D19] Dumache,C., Nicoară, I., *Absorbţia radiaţiei infraroşii pe suprafeţe metalice,* a XXVIII-a Sesiune de comunicării ştiinţifice cu participare internaţională, Academia Tehnică Militară, Bucureştii, nov. 1999

46 [D20] Dumache,C., Nicoară, I., *Study on Imagining of a Measuring Grating on the Phot Detector Sensing Face,* pag. 125-130, the 8- Th Symposion on Mecanism and Mecanical Transmission with international participation, 19-22 oct. 2000, Universitatea Politehnica Timişoara

47 [D21] Dumache,C., Nicoară, I., *Studiu privind modulaţia în amplitudine fază a unui semnal optic folosind o subpurtătoare de joasă frecvenţă,* Sesiunea de Comunicări cu participare internaţională, Agenţia de Cercetare pentru Tehnologii Militare, Bucureşti, 2001

48 [D22] Dumache,C., Nicoară, I., *Utilizarea transformatelor Fourier la determinarea caracteristicii statice a traductorului optic utilizat în măsurarea mărimilor reglate*, a XXIX - a Sesiune de comunicării ştiinţifice cu participare internaşională, Academia Tehnică Militară, Bucureştii, nov. 2001

49 [D23] Dumitru, F., *Probabilităţi geometrice şi aplicaţii*, Editura Dacia, Cluj-Napoca,1981

50 [D24] Duma, V. F., *Contribuţii la analiza şi sinteza sistemelor de scanare*, Teze de doctorat, UP Timişoara, 2001

51 [F1] Francon, M., *Themes actuels en optique*, Editura DUNOD, Paris, 1976

52 [G1] Govind, P.A., *Fiber-Optic Communication Systems*, A Wiley-Interscience Publication, Inc. New York, 1997

53 [G2] Goodman,D., *General Principies of Geometric Optics*, in Handbook of Optics, vol. II, ch1, McGraw Hill Inc.,N.Y, 1995

54 [G3] Gruescu, C., *Elemente de optică tehnică şi aparate optice*, Editura Orizonturi Universitare,Timişoara, 2000

55 [G4] Gruescu, C., Balaban, G., *Analyse of transverse spherical aberration of a tilted leus*, The 8.th Symposium on Mechanisms and Mechanical Transmission with international participation, Timişoara, 2000, p.143-148

56 [G5] Gruescu, C., Pommersheim, A., *Optica Tehnică*, Editura Orizonturi Universitare, Timişoara, 1999

57 [G6] Gruescu, C., Zsivanov, D., *Aparate spectrale şi fotometrice*, Lito, UP Timişoara, 1997

58 [G7] Gruescu, C., Nicoară, I., *Analiza şi sinteza sistemelor optice lenticulare*, Editura Politehnica Timişoara, 2005

59 [G8] Gruescu, C., Nicoară, I., *The comented achromat – a critical view*, Buletinul ştiinţific al Universităţii "Politehnica" din Timişoara, Tom 45(59), seria Mecanică, 1999

60 [G9] Gruescu, C., Nicoară, I., *Study on image quality in respect with the lens position errors*, Sesiunea de Comunicări cu participare internaţională, Agenţia de Cercetare pentru Tehnologii Militare, Bucureşti, 2001

61 [G10] Gruescu, C., Nicoară, I., *Aspects Concerning the Influence of Execution Errors of Optical Components upon theImage Quality*, The VIth International Conference on Precison Mechanics and Mechatronics COMEFIM-6, Braşov, 2002

62 [G12] Gruescu, C., Nicoară, I., *Program for the Automated Desing of AphocalOptical Systems*, The VIth International Conference on Precison Mechanics and Mechatronics COMEFIM-6, Braşov, 2002

63 [G13] Gruescu, C., Nicoară, I., *Considerations on eyeglasses image quality*, Proceedings of the VII th Symposium, Academia Română, Filiala Timişoara, 2003

64	[G14]	Gruescu, C., Nicoară, I.,	*Desing of an IR-Ojective for Night Vision Binoculars*, Romanian Journal of Optoelectronics, Romanian Society of Optoelectronics, vol.XI, nr.3/2003
65	[G15]	Gruescu, C., Nicoară, I.,	*Image Quality Optimization of an Apochromatic Triplet Using Defocusing and Methods Based on OPD*, Romanian Journal of Optoelectronics, Romanian Society of Optoelectronics, vol.XII, nr.1/2004
66	[G16]	Gruescu, C., Nicoară, I.,	*Method for increasing the aperture of apochromatic triplet using an aspherical surface, SIOEL 2004,* Romanian Journal of Optoelectronics, Romanian Society of Optoelectronics, vol.XII, nr.4/2004
67	[G17]	Gruescu, C., Nicoară, I.,	*Method for synthesis of apochromatic triplet using minimum primary spherical aberration, SIOEL 2004,* Romanian Journal of Optoelectronics, Romanian Society of Optoelectronics, vol.XII, nr.4/2004
68	[G18]	Gruescu, C., Nicoară, I., ş.a.,	*Aparate optice*, Editura Orizonturi Universitare, Timişoara, 2001
69	[H1]	Hackforth, H.,	*Infrared Radiation*, McGraw-Hill Book Company, Inc.,New York, 1970
70	[H2]	Hallidai, D., Resnick,R.,	*Fizica*, Editura Didactică şi Pedagogică, Bucureşti, 1975
71	[H3]	Hecht, E.,	Optics 3rd ed., Eddison Wesley Longman, Inc., NY,1998
72	[H4]	Homei, D.,	*Contribuţii la optimizarea unor parametrii specifici aparaturii artileristice, optomecanice şi optoelectronice,* Teza de doctorat, Academia Tehnică Militară, 2003
73	[H5]	Hudson, R.D.,	*Infrared Systm engineering*, McGraw-Hill Book Company, Inc, New York, 1969
74	[I1]	Iakuşenco, G.,	*Teoria şi calculul aparatelor optoelectonice în infraroşu.* Maşinostroenie, Moscova, 1980
75	[I2]	Iliescu, L.,	*Elemente constructive şi ansambluri optice.* Editura Tehnică, Bucureşti, 1977
76	[I3]	Iliescu, C., ş.a.,	*Măsurări electrice şi electronice,* Editura Didactică şi Pedagogică, Bucureşti, 1982
77	[I4]	Inţa, I.,.	*Complemente de fizică.* Editura Tehnică, Bucureşti 1984
78	[J1]	Jamieson, J.,	Fizica şi tehnica radiaţiei infraroşii. New York, 1965
79	[J2]	Johnson, B.,	*Lenses*, in Hanbook of Optics, vol. II, ch.1, McGraw Hill Inc., NY, 1995
80	[J3]	Jones, R. V.,	*Instruments and Experiences*, John Wiley, New York, 1988
81	[K1]	Kireev, P., S.,	*Fizica semiconductorilor.* Editura Ştiinţifică şi Enciclopedică, Bucureşti 1977
82	[K2]	Kleimenov, G. N.,	*Electroabarudovanie letatelnîh aparatov*, Editura Transport, Moskova, 1982

83	[K3]	Kondratencov, G. S.,	Obrabotca informaţii cogheretnîm opticeskim sistem, Editura Sovetscoe radio, Moscova, 1972
84	[K4]	Kruse, P., ş.a.,	*Osnovî infracrasnii tehniki*, (trad. lb.engleză), Editura Voenizdat, Moscova, 1974
85	[K5]	Kriksunov, Z.L.,	*Spravocinic po osnovom ifracrasnoi tehniki*, Editura Sovetscoe radio, Moscova, 1978
86	[K6]	Kravţov, V.N.,	*Elementi optoelectonih informaţionîh sistem*, Editura Nauka, Moscova, 1980
87	[K7]	Kravţov, V.N., Strelnikov, V. I.,	*Poziţionociusvitelnie datcic opticeskih sledaşcih sistem*, Editura Nauka, Moscova 1979
88	[K8]	Kulghin, V.V.,	*Osnovî kostructirovania opticeskih priborov*, Masinostroenie, Leningrad, 1982
89	[L1]	Levitin, I.,	*Infrakrasnaia tehnica*, Editura Energhia, Leningrad, 1973
90	[L2]	Levşin, V.,	*Prostransvenaia filtratia v opticeskih sistemah pelengatii*, Editura Sovetscoe radio, Moscova, 1981
91	[L3]	Llody J.M.,	*Sisteme de termoviziune*. New York, 1975
92	[L4]	Luca, E., ş.a.,	*Fizica generală*, Editura Didactică şi Pedagogică, Bucureşti,1981
93	[L5]	Lytle, J. D.,	*Polymeric Optics*, in Handbook of Optics, vol. II, ch.33, McGraw Hill Inc.,N.Y, 1995
94	[M1]	Mirică, M.R., ş.a.,	*Optic system for transmission withnchaoyic signal*, Romanian Journal of Optoelectronics, vol.XI, nr.1/2003
95	[M2]	Miroşnikov,V.I.,	*Teoreticeskie osnovî opticoelectronîh priborov*, Editura Maşinostroenie, Leningrad, 1977
96	[M3]	Moisil, G.C., Curatu, E.,	*Optică. Teorie şi aplicaţii*. Editura Tehnică, Bucureşti 1988
97	[M4]	Mîrzu, M., Necşoiu, T.,	*Metode moderne ale opticii pentru calculul sistemelor optoelectronice de vedere pe timp de noapte*, Editura Academia Militară Tehnică, Bucureşti, 1998
98	[N1]	Naumann, A., Schroder, G.,	*Bauelemente der Optik*, Taschenbuch der technischen Optik, Carl Hauser Verlag, München Wien, 1992
99	[N2]	Nicoară, I.,	*Calculul şi construcţia aparatelor optice*. Universitatea Politehnica Timişoara, Timişoara 1986
100	[N3]	Nicoară, I.,	*Calculul şi construcţia aparatelor optice*, vol. I şi II, Lito IP Timişoara, 1987
101	[N4]	Nicoară, I.,	*Calculul şi construcţia aparatelor optice.Indrumător de proiectare*, Lito IP Timişoara, 1984
102	[N5]	Nicoară, I., ş. a.,	*Aparate optice, Tehnici de laborator*, Editura Mirton, Timişoara, 1996
103	[N6]	Nicoară, I., Aţiţoaiei, V.,	*Tehnici de lucru şi performanşe ale sistemelor telemetrice laser*, a XXVIII-a sesiune de comunicării ştiinţifice cu participare internaţională, Academia Tehnică Militară, Bucureştii, nov., 1999
104	[N7]	Nicoară, I., Gruescu, C., ş.a.,	*Aparate optice*, vol. I. Editura Orizonturi Universitare, Timişoara 2000

105	[N8]	Nicolau, E.,	*Măsurări electrice şi electronice*, Editura Didactică şi Pedagogică, Bucureşti, 1984
106	[N9]	Nicolau, E., Belis, M.,	*Măsurări electrice şi electronice,* Editura Didactică şi Pedagogică, Bucureşti, 1984
107	[P1]	Piskunov, N.,	*Calculul diferenţial şi integral.* Editura Mir, Moscova, 1973
108	[P2]	Pommersheim, A.,	*Optica Tehnică*, Curs pentru subingineri, vol.I, Lito UP Timişoara, 1989
109	[P3]	Pommersheim, A.,	*Optica Tehnică*, Lucrări de laborator, Lito UP Timişoara, 1995
110	[P4]	Poglarv, G. V.,	*Iustirovka opticeskih priborov*, Masinostroenie, Leningrad, 1982
111	[P5]	Pop, E., Stoica, V.,	*Tehnici moderne de măsurare*, Editura Facla, Timişoara, 1983
112	[P6]	Popescu, I., Toader, E.,	*Optica.* Editura Ştiinţifică şi Enciclopedică, Bucureşti, 1989
113	[P7]	Popescu, I. M.,	*Teoria electromagnetică a luminii*, Editura Ştiinţifică şi Enciclopedică, Bucureşti 1986
114	[P8]	Popescu, E., Toma, V., Homei, D.,	*Instrucţiuni de cunoaştere şi exploatare a sistemului de rachete antiblindate "KONKURS"*,Editura Militară, Bucureşti, 2002
115	[P9]	Popovici, V., Nicoară, I.,	*Sisteme optice laser*, Editura Mirton, Timişoara, 1998
116	[P10]	Prahoveanu, I.,	*Sisteme de comunicaţii optice*, Editura Academia Militară Tehnică, Bucureşti, 1997
117	[R1]	Rulea, G.,	*Prelucrarea optimă a semnalelor radio,* Editura Tehnică, Bucureşti, 1980
118	[S1]	Stepanov, S.,	*Pricladnaia radiooptica*, Editura Nauca, Moscova, 1979
119	[S2]	Sterian, P.E.,	*Transmisia optică a informaţiei*, vol.1 şi 2, Editura Tehnică, Bucureşti, 1981
120	[S3]	Sterian, P.E.,	*Prelucrarea optoelectronică a informaţiei*, vol I (Fizica sistemelor optoelectronice), Editura Tehnică, Bucureşti, 1984
121	[S4]	Sterian, P.E., Stan, M.,	*Fizica.* Editura Didactică şi Pedagogică, Bucureşti,1985
122	[S5]	Sterian, A.R.,	*Laseri în ingineria electrică*, Editura Printech, Bucureşti, 2003
123	[S6]	Sterian, A.R.,	*Contribuţii la studiul amplificării radiaţiei coerente în sisteme optoelectronice*, Teză de doctorat, Academia Tehnică Militară, Bucureşti, 2005
124	[S7]	Săvescu, M.,	*Metode de aproximare în analiza circuitelor electronice.* Editura Tehnică, Bucureşti, 1984
125	[S8]	Săvescu, M.,	*Semnale, circuite şi sisteme.* Editura Didactică şi Pedagogică, Bucureşti, 1981
126	[S9]	Spînulescu, I., Pîrvan, R.,	*Principiile fizice ale microelectronicii.* Editura Ştiinţifică şi Enciclopedică, Bucureşti 1981
127	[S10]	Spătaru, Al.,	*Teoria transmiterii informaţiei*, Editura Didactică şi Pedagogică, Bucureşti 1983

128 [S10] Sora, C., *Bazele electrotehnicii*, Editura Didactică şi Pedagogică, Bucureşti, 1982

129 [S11] Sporea, D., Gălăţeanu, S., *Optoelectronică,* Dispozitive şi aplicaţii. Editura Militară, Bucureşti, 1983

130 [S12] Smith, W. J., *Modern Optical Engineering*, 3rded, McGraw Hill, N.Y, 2000

131 [S13] Spulber, C., ş.a., *Sisteme optoelectronice de vedere pe timp de noapte*, Editura Tehnică, Bucureşti, 1999

132 [T1] Toader, E., Spulber, V., *Optica pentru tehnicieni*, Editura Tehnică, Bucureşti, 1985

133 [T2] Toma, C., Foniciu, A., *Sisteme de televiziune în circuit închis*, Editura Facla, Timişoara, 1982

134 [T3] Timotin, A., Hortopan, V., *Bazele electrotehnicii*, Editura Didactică şi Pedagogică, Bucureşti, 1970

135 [T4] Tarasov, L. V., *Laseri. realitate şi speranţă*, Editura Tehnică, Bucureşti, 1990

136 [T5] Tudose, C., Cucurezeanu, I., *Fizica*, Editura Didactică şi Pedagogică, Bucureşti, 1981

137 [T6] Teodorescu, D., *Introducere în microelectronică*, Editura Facla, Timişoara, 1985

138 [V1] Verdinaş, I., Spulber, C., Creţu, E., *Aparatura optoelectronică de amplificare şi conversie a radiaţiei infraroşii*, Editura Academia Militară Tehnică, Bucureşti, 2002

139 [V2] Vladimirov, V.S., *Ecuaţiile fizicii matematice*. Editura Ştiinţifică şi Enciclopedică, Bucureşti, 1980

140 [V3] Vasilescu, P., *Laseri şi aplicaţii*, Editura Tehnică, Bucureşti, 1992

141 [V4] Vlad, I. V., ş.a., *Prelucrarea optică a informaţiei*, Editura Academiei RSR, Bucureşti, 1976

142 [Z1] Zuev, V., *Perenoe opticeskih signalov v zemnoi atmosfere*, Editura Sovetcoe radio, Moscova, 1977

143 [Z2] Zeldovici, I., *Elements de matematiques apliquees*, Editura Mir, Moscova 1974

144 [Z3] Zverev, V.A., *Radiooptica (preobrazovanie signalov v radio i optike)*, Editura Sovetscoe radio, Moscova, 1975

145 [Z4] Zegheru,N., Albotă, M., *Introducere în teledetecţie*, Editura Ştiinţifică şi Enciclopedică, Bucureşti, 1979

146 [N10] Nicoară, I., Dumache, C., *Cercetări privind detecţia şi localizarea surselor de radiaţii în infraroşu*, contract nr. 36/98, tema 27, cod CNCSU 301