2. Optica geometrică

2.1. Noţiuni fundamentale

2.1.1. Dioptrul plan

La baza *opticii geometrice* stă noţiune *de rază de lumină* care se consideră că se propagă rectiliniu [2.2]-[2.4].

Se numeşte *dioptru* un sistem alcătuit din două medii transparente omogene. Dacă suprafaţa de separare este plană avem de-a face cu un *dioptru plan*, dacă este o sferă, cu un *dioptru sferic*.

Drumul optic, X pe care îl parcurge o rază de lumină între două puncte, A şi B printr-un *mediu optic* caracterizat de *indicele de refracţie*, n este dat de relaţia:

$$X = n \cdot x \tag{2.1}$$

unde x reprezintă *drumul geometric* pe care l-ar parcurge aceeaşi rază între aceleaşi două puncte situate în vid.

Dacă mediul optic este caracterizat de o varaţie continuă a indicelui de refracţie, $n = f(x)$ drumul optic se scrie sub forma:

$$X = \int_A^B n \, \mathrm{d}x \tag{2.2}$$

Pe baza *principiului Fermat* raza de lumină parcurge distanţa dintre cele două puncte, A şi B într-un *timp minim*, iar drumul optic corespunzător este un *extremum*. Din punct de vedere matematic aceasta se sxprimă punând condiţia ca variaţia integralei care reprezintă drumul optic să se anuleze:

$$\mathrm{d}\int_A^B n \, \mathrm{d}x = 0 \tag{2.3}$$

2.1.2. Reflexia şi refracţia luminii.

Considerând că o rază de lumină monocromatică care se propagă prin mediul de indice de refracţie n_1 şi cade pe suprafaţa de separare plană în punctul I sub un unghi de incidenţă $\hat{i}_1$ aceasta se reflectă astfel încât raza incidentă, raza reflectată (sub unghiul $\widehat{r_1}$) şi normala, $\vec{n}$ sunt în acelaşi plan (*prima lege a reflexiei*), iar între unghiuri există relaţia (*a doua lege a lege a reflexiei*) (fig. 2.1)

$$\hat{i}_1 = \hat{r}_1. \tag{2.4}$$

Considerând că o rază de lumină monocromatică care se propagă prin mediul de indice de refracţie n_1 şi cade pe suprafaţa de separare plană în punctul I sub un unghi de incidenţă $\hat{i}_1$ aceasta se refractă astfel încât raza incidentă, raza refractată (sub unghiul $\hat{i}_2$ şi normala, $\vec{n}$ sunt în acelaşi plan (*prima lege a refracţiei*), iar între unghiuri există relaţia Snellius-Descartes (*a doua lege a lege a refracţiei*) (fig. 2. 2):

$$n_1 \sin i_1 = n_2 \sin i_2 \qquad (2.5).$$

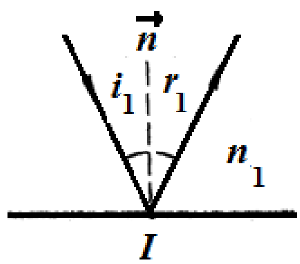


Fig. 2. 1. Reprezentarea schematică a fenomenulu de reflexie.

Există diferite cazuri care pot fi întâlnite.

1. Dacă $n_2 > n_1$, mediul din care vine raza este mai puţin refringent decât celălalt. În acest caz unghiul de incidenţă poate lua toate valorile între 0° şi 90°, pentru orice valoare a lui i_1 obţinem pentru i_2 o valoare convenabilă $(\sin i_2 < 1)$, raza de lumină trece neapărat în mediul al doilea. Pentru $i_1 = 0^\circ$ şi $i_2 = 0^\circ$ (incidenţă normală) raza refractată se află în prelungirea razei incidente (fig. 2. 2).

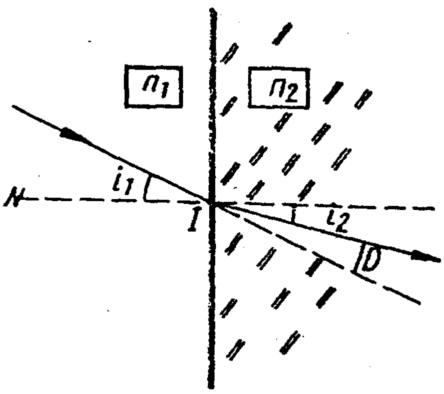
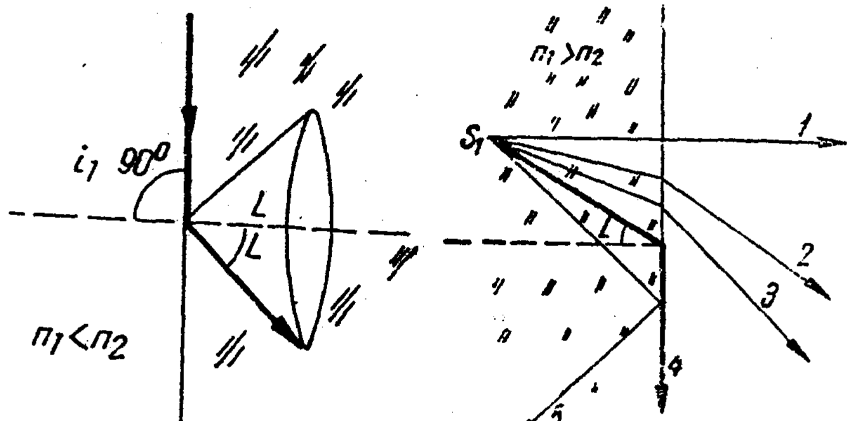


Fig. 2. 2. Reprezentarea schematică a fenomenulu de refracţie.

Pentru $i_1 = 90^\circ$, incidenţă razantă, rezultă:

$$i_2 = \arcsin\frac{n_1}{n_2} = \arcsin\frac{1}{n_{21}} = \hat{L}. \tag{2.6}$$

Toate razele care vin din mediul mai puţin refringent, sub diferite unghiuri de incidenţă, se află după refracţie în interiorul unui *con de revoluţie* cu deschidere $2L$ (fig. 2. 3 a)).



a) b)

Fig. 2. 3 a), b). a) Reprezentarea schemtică conului de revoluţie şi b) a fenomenului de reflexie totală.

Unghiul L se numeşte *unghi de refracţie limită* sau mai scurt, *unghi limită*. Iată valoarea acestui unghi pentru câteva perechi de medii:

aer - apă	$n_{21} = 1{,}333$;	$L = 48°30'$
aer - sticlă	$n_{21} = 1{,}52$;	$L = 42°$
aer - diamant	$n_{21} = 2{,}4$;	$L = 24°30'$.

2. Dacă $n_2 < n_1$, lumina trece dintr-un mediu optic mai dens într-unul mai puţin dens. În acest caz, $\sin i_2 = \frac{n_1}{n_2}\sin i_1$ nu poate lua valori mai mici sau cel mult egale cu unitatea decât dacă $\hat{i}_1 \le \hat{L}$.

Pentru $\hat{i}_1 > \hat{L}$ se obţine un rezultat absurd, $\sin i_2 > 1$! Aceasta înseamnă că dacă unghiul de incidenţă este mai mare ca unghiul limită, raza incidentă nu mai trece în mediul al doilea ci se *reflectă total* (fig. 2. 3 b).

Oglinda plană este o supafaţă netedă şi plană care reflectă regulat lumina. *Imaginea* dată de o oglindă plană poate fi *reală* sau *virtuală* după cum fasciculul incident este convergent sau divergent. Imaginea unui *obiect* este egală cu obiectul şi simetrică faţă de oglindă.

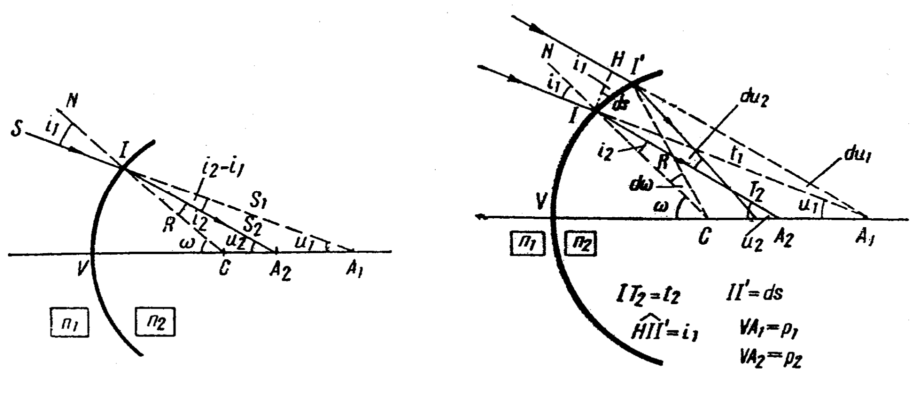
2.2. Dioptrul sferic

În cele ce urmează se consideră un *dioptru sferic* cu *raza de curbură R*, care separă două medii de indice n_1 şi n_2. Pentru a studia proprietăţile optice ale unui asemenea sistem se fac următoarele convenţii.

Dioptrul fiind limitat de o calotă sferică, se alege drept origine a segmentelor pe axa optică, vârful calotei, *V*, iar pentru alte segmente punctul de incidenţă pe dioptru. Sensul pozitiv este, ca şi în geometria analitică, de la stânga la dreapta. Unghiurile de incidenţă, respectiv de refracţie sunt *pozitive* dacă pentru a suprapune raza peste normală trebuie să rotim raza în sensul mişcării acelor de ceasornic.

Unghiurile pe care le fac razele cu axa optică sunt pozitive dacă rotind axa optică în acelaşi sens ea se suprapune peste rază.

În figura 2. 4 a) toate elementele sunt pozitive: $i_1, i_2, s_1, s_2, \ldots$



a) b)

Fig. 2. 4 a), b). a) Reprezentarea schematică a dioptrului sferic şi b) a unei oglinzi sferice.

Considerând că SIA_1 este raza incidentă care se reflectă în punctul I şi ia apoi drumul IA_2. Notând distanţele IA_1 cu s_1 şi IA_2 cu s_2 şi cu R raza de curbură rezultă că suprafaţa triunghiului A_1IC este egală cu suma suprafeţelor triunghiurilor componente:

$$\text{aria } A_1IC = A_1IC + A_2IC \tag{2.7}$$

$$s_1 \cdot R \cdot \sin i_1 = s_1 s_2 \sin(i_1 - i_2) + s_2 \cdot R \cdot \sin i_2 \tag{2.8}$$

sau

$$s_1 \cdot R \cdot \sin i_1 = s_1 s_2 (\sin i_1 \cos i_2 - \cos i_1 \sin i_2) + s_2 \cdot R \cdot \sin i_2 . \tag{2.9}$$

Grupând termenii după împărţirea cu $\sin i_2$ şi ţinând seama de legea refracţiei, $n_1 \sin i_1 = n_2 \sin i_2$, se obţine în final relaţia:

$$\frac{n_1}{s_1}-\frac{n_2}{s_2}=\frac{1}{R}\left(n_1\cos i_1-n_2\cos i_2\right). \tag{2.10}$$

Toate razele care cad pe dioptru sub acelaşi unghi de incidenţă (ele se află pe un con cu vârful în A_1) se întâlnesc după refracţie în A_2 imaginea sagitală a izvorului (fig. 2. 4 a)), virtual) A_1 , imagine care se află pe axa optică.

Dacă se modfică poziţia punctului *I*, altfel zis, unghiul de incidenţă i_1, imaginea A_2 descrie o porţiune din axa optică, *focală sagitală*.

Razele ce urmează a se întâlni pentru a da o imagine se pot grupa şi astfel, de exemplu luând două raze în acelaşi plan meridian.

Pentru a obţine poziţia imaginii se procedează ca şi în cazul oglinzii sferice. Din figura 2. 4 a). se poate observa că în triunghiul IA_1C , respectiv IA_2C există relaţiile: $i_1=\omega-u_1$ şi $i_2=\omega-u_2$, iar în urma diferenţierii acestora, rezultă:

$$\mathrm{d}i_1=\mathrm{d}\omega-\mathrm{d}u_1 \text{ şi } \mathrm{d}i_2=\mathrm{d}\omega-\mathrm{d}u_2 . \tag{2.11}$$

În urma diferenţierii legii refracţiei aplicată în punctul *I* se obţine:

$$n_1\cos i_1\cdot \mathrm{d}i_1=n_2\cos i_2\cdot \mathrm{d}i_2 \tag{2.12}$$

Ţţinând seama de relaţia (2.10), rezultă:

$$n_1\cos i_1\cdot\left(\mathrm{d}\omega-\mathrm{d}u_1\right)=n_2\cos i_2\cdot\left(\mathrm{d}\omega-\mathrm{d}u_2\right). \tag{2.13}$$

Cu centrul în A_1 se descrie un arc de cerc cu raza t_1 care taie dreapta A_1I' în H . Din figura 2. 4 se observă că:

$$\mathrm{d}\omega=\frac{\mathrm{d}S}{R},\ \mathrm{d}u_1=\frac{IH}{i_1}=\frac{\mathrm{d}S\cos i_1}{t_1} \tag{2.14}$$

şi analog

$$\mathrm{d}u_2=\frac{\mathrm{d}S\cos i_2}{t_2}. \tag{2.15}$$

Cu aceste valori pentru $\mathrm{d}\omega, \mathrm{d}u_1, \mathrm{d}u_2$ după înlocuire în (2.14) şi (2.15) se obţine *ecuaţia imaginii tangenţiale* sub forma:

$$\frac{n_1\cos^2 i_1}{t_1}-\frac{n_2\cos^2 i_2}{t_2}=\frac{n_1\cos i_1-n_2\cos i_2}{R} \tag{2.16}$$

Dacă se deplasează planul meridian care trece prin A_1 la stânga şi dreapta poziţiei iniţiale, imaginea T_2 descrie un segment de dreaptă perpendicular pe acest plan, *focala tangenţială*.

Dacă unghiul de incidenţă i_1 este mic (cazul *aproximaţiei lui Gauss*) imaginile A_2 şi T_2 se confundă şi se pot înlocui segmentele s_1, s_2 sau t_1, t_2 cu p_1 şi p_2 măsurate pe axa optică. În final se obţine *ecuaţia dioptrului sferic în aproximaţia lui Gauss*:

$$\frac{n_1}{p_1} - \frac{n_2}{p_2} = \frac{n_1 - n_2}{R} \tag{2.17}$$

sau sub formă simetrică

$$\frac{n_1}{p_1} - \frac{n_1}{R} = \frac{n_2}{p_2} - \frac{n_1}{R} = Q_0. \tag{2.18}$$

Relaţia (218) se mai numeşte şi *invariantul de ordin zero* al lui *Abbe*.

2.2.1. Dioptrul sferic în aproximaţia lui Gauss

Să consideră un dioptru sferic la care $n_1 < n_2$, dioptru convergent un punct luminos A_1 situat pe axa optică la infinit, în stânga, (în spaţiul obiect) şi imaginea sa, F_2 (fig. 2. 5 a)). Din relaţia (2.17) se obţine pentru p_2, distanţa de la imaginea F_2 la vârful dioptrului *V*, valoarea:

$$p_2 = \frac{n_2 \cdot R}{n_2 - n_1} = f_2 \tag{2.19}$$

cu $p_1 = -\infty$. Distanţa f_2 este *distanţa focală imagine*.

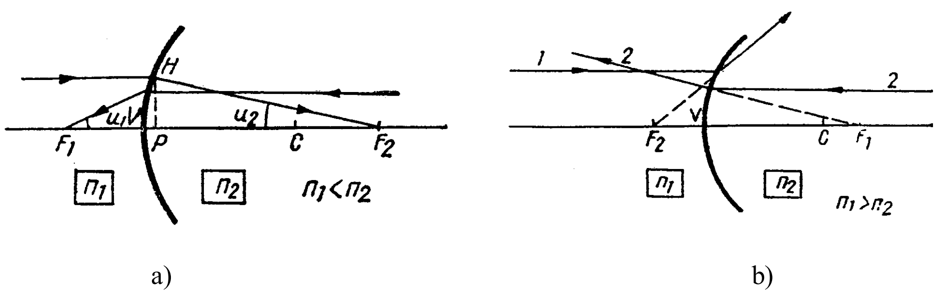


Fig. 2. 5 a), b). a) Reprezentarea grafică a unui dioptru sferic convergent şi b) divergent.

Toate razele ce vin de la infinit în sensul *pozitiv*, paralele cu axa optică se strâng în F_2, focarul imagine al dioptrului.

Dacă razele vin de la dreapta spre stânga, de la $+\infty$, ele vor converge în *focarul obiect* F_1 situat la distanţa f_1 de vârful *V*,

$$f_1 = p_1 = \frac{-n_1 R}{n_2 - n_1} \tag{2.20}$$

distanţa focală obiect.

Din relaţiile (2.19) şi (2.20) se observă că semnele distanţelor focale f_1 şi f_2 sunt diferite, focarele F_1 şi F_2 sunt *reale* şi situate de o parte şi de alta a vârfului *V*.

Dacă $n_1 > n_2$, se obţine un *dioptru divergent*, iar cele două focare sunt virtuale, acestea fiind locurile de întâlnire ale *prelungirilor* razelor refractate (fig. 2. 5 b)).

În urma împărţirii relaţiile (2.19) şi (2.20), rezultă:

$$\frac{f_1}{f_2} = -\frac{n_1}{n_2} \tag{2.21}$$

adică raportul distanţelor focale este egal cu acela al indicilor schimbat de semn. În mediul mai dens distanţa focală este mai mare.

În urma adunării relaţiilor (2.19) şi (2.20), se obţine:

$$f_1 + f_2 = R \cdot \left(\frac{n_2 - n_1}{n_2 - n_1} \right) = R \tag{2.22}$$

Împărţind ambii membrii ai relaţiei (2.22) cu 2, rezultă:

$$\frac{f_1 + f_2}{2} = \frac{R}{2}. \tag{2.23}$$

Mijlocul segmentului F_1F_2 coincide cu acela al segmentului *VC*. Considerând f_1 şi f_2 ca vectori se poate scrie:

$$VF_1 = -CF_2 \text{ şi } VF_2 = -CF_1. \tag{2.24}$$

Între vârf şi centru nu este situat nici un focar.

Împărţind ecuaţia dioptrului sferic, $\frac{n_1}{p_1} - \frac{n_2}{p_2} = \frac{n_1 - n_2}{R}$. cu $\frac{n_1 - n_2}{R}$ se obţine:

$$\frac{R}{n_1 - n_2} \left(\frac{n_1}{p_1} - \frac{n_2}{p_2} \right) = 1 \tag{2.25}$$

Tinând seama de relaţiile (2.19) şi (2.20) se obţine în final relaţia:

$$\frac{f_1}{p_1} + \frac{f_2}{p_2} = 1 \tag{2.26}$$

care leagă abscisele punctelor obiect şi imagine de cele două distanţe focale f_1 şi f_2.

2.2.2. Construcţia imaginii date de un dioptru sferic

Construcţia imaginii date de un dioptru sferic se face ţinând seama că: orice rază care vine paralelă cu axa optică trece după refracţie prin focarul corespunzător; orice rază care trece printr-un focar, după refracţie devine paralelă cu axa optică.

Fie A_1B_2 un mic obiect luminos perpendicular pe axa optică. Să considerăm două raze care pleacă din B_1 (fig. 2. 6), una paralelă cu axa optică, B_1H, care după refracţie trece prin focarul imagine F_2, cealaltă B_1F_1 care devine paralelă cu axa optică. Intersecţia lor este imaginea B_2 a punctului B_1 iar imaginea obiectului şi ea perpendiculară pe axă este A_2B_2. Notând mărimea obiectului, respectiv a imaginii cu y_1 şi y_2, raportul $m = \frac{y_2}{y_1}$ este *mărirea laterală* sau *liniară*.

Fiind vorba de unghiuri de incidenţă şi de refracţie mici, se pot scrie în triunghiurile A_1B_1V şi A_2B_2V (fig. 2. 6), relaţiile:

$$A_1B_1 = y_1 = p_1i_1 \text{ şi } A_2B_2 = y_2 = p_2i_2 \tag{2.27}$$

de unde se poate obţine valoarea măririi laterale sub forma:

$$m = \frac{y_2}{y_1} = \frac{p_2i_2}{p_1i_1} = \frac{p_2n_1}{p_1n_2}. \tag{2.28}$$

Ţinând seama de (2.21), rezultă:

$$m = -\frac{p_2f_1}{p_1f_2}. \tag{2.29}$$

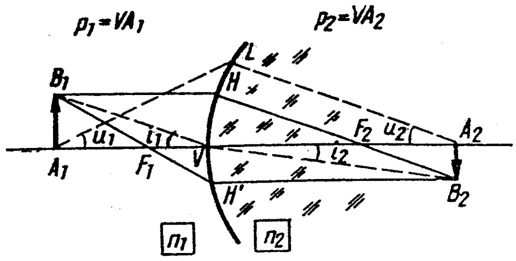


Fig. 2.6. Construcţia imaginii date de un dioptru sferic.

2.3. Oglinzi sferice.

Oglinda sferică este o porţiune dintr-o supafaţă sferică, netedă care reflectă regulat lumina. Materialul din care este confecţionată oglinda poate fi în interiorul sferei oglinda fiind *convexă* (divergentă), respectiv în exteriorul sferei oglinda fiind *concavă* (convergentă).

2.3.1. Imaginile date de oglinzile sferice

Ţinând seama de cele prezentate mai sus, imaginea unui mic obiect aşezat perpendicular pe axa optică se poate obţine prin următoarea construcţie geometrică Din punctul B_1 se duc două raze particulare al căror drum după reflexie ne este cunoscut; o rază paralelă cu axa optică care trece prin focarul F şi o rază care trece prin centru şi se reflectă în aceeaşi direcţie. Intersecţia celor două raze reflectate se face în punctul B_2, imaginea lui B_1. (fig. 2. 7).

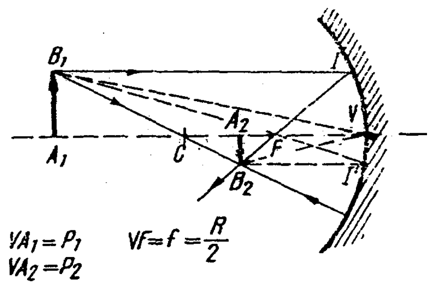


Fig. 2. 7. Imaginea dată e o oglindă sferică.

Cu condiţia deschiderii foarte mici a oglinzii, *toate* razele care pornesc din B_1 ajung, după reflexie, practic în acelaşi punct B_2.

În cazul unei oglinzi convexe, construcţia este aceea din figura 2. 8 a) şi conduce, pentru un obiect real, la o imagine virtuală, dreaptă şi micşorată. Dacă am lua drept obiect (virtual) A_2B_2, potrivit principiului drumului invers, imaginea acestuia va fi A_1B_1, imagine reală. Aceasta arată că o oglindă convexă poate da atât imagini virtuale cât şi reale.

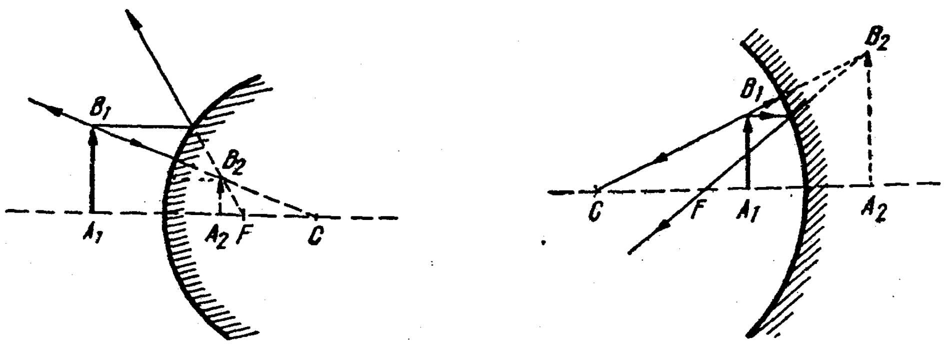


Fig. 2. 8 a), b). a) Imaginea dată de o olindă convexă şi b) concavă.

La fel o oglindă concavă poate da şi imagini virtuale dacă obiectul real este aşezat între focar şi vârful acesteia (fig. 2. 8 b)).

Raportul dintre mărimea imaginei A_2B_2 şi mărimea obiectului A_1B_1 se numeşte *mărime liniară* sau laterală şi are valoarea

$$m = -\frac{p_2}{p_1} = \frac{A_2B_2}{A_1B_1} \tag{2.30}$$

cum se poate constata din examinarea figurii 2. 7. Semnul minus arată că imaginea este răsturnată faţă de obiect.

Din figura 2. 7 se poate deduce formula oglinzilor sferice ţinând seama că:

$$\frac{A_1B_1}{A_2B_2} = \frac{p_1 - 2f}{2f - p_2}, \text{ şi } \frac{A_1B_1}{A_2B_2} = \frac{A_1V}{A_2V} = \frac{p_1}{p_2}. \qquad (2.31)$$

Egalând cele două valori ale raportului obţine în final:

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{p_1} + \frac{1}{p_2}. \qquad (2.32)$$

Ecuaţia (2.32) a fost obţinută luând drept origine a segmentelor p_1 şi p_2 vârful oglinzii, *V*. Dacă am lua drept origine a segmentelor care definesc poziţia obiectului şi a imaginei *focarul F* al oglinzii, ecuaţia ia altă înfăţişare:

Notând $x_1 = FA_1, x_2 = FA_2$ şi ţinând seama că $x_1 + f = p_1$ şi $x_2 + f = p_2$ în urma înlocuirii în relaţia (2.32) rezultă:

$$\frac{1}{x_1 + f} + \frac{1}{x_2 + f} = \frac{1}{f}. \qquad (2.33)$$

Ţinând seama de relaţia (2.33) se poate obţine *ecuaţia lui Newton* sub forma:

$$x_1 \cdot x_2 = f^2,. \qquad (2.34)$$

Relaţiile precedente stabilite pentru cazul unei deschideri mici a oglinzii sferice pot fi utilizate pentru rezolvarea unor probleme simple, ele sunt de fapt aproximative. Calculul exact pentru deschideri mari, pentru unghiuri de incidenţă oarecare este ceva mai complicat.

2.3.2. Imagini sagitale şi tangenţiale

Imagini sagitale. Pentru construcţia *imaginii sagitale* se consideră figura 2. 9 a) în care raza de lumină care porneşte din A_1 se reflectă în *I*, iar unghiul de reflexie este egal cu cel de incidenţă $\hat{i}_1 = \hat{i}_2$. Raza reflectată intersectează axa optică în A_2, imaginea lui A_1. Toate razele care cad pe oglindă *sub acelaşi unghi* de incidenţă i_1, după reflexie se întâlnesc în A_2; se formează două conuri de raze, unul cu vârful în punctul obiect A_1, celălalt cu vârful în punctul imagine A_2, *imaginea sagială.*

Notând segmentele A_1I şi A_2I cu s_1 respectiv s_2 se poate obţine o relaţie între aceste două distanţe care definesc respectiv poziţia obiectului şi a imaginei sale. Suprafaţa triunghiului A_1IA_2 este egală cu suma suprafeţelor triunghiurilor A_1IC şi CIA_2:

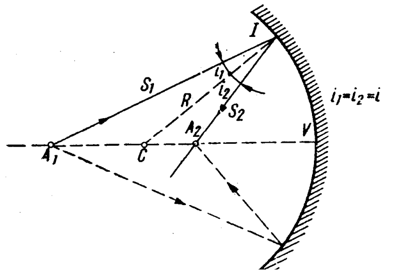
$$R \cdot s_1 \, sin\, i_1 + R \cdot s_2 \, sin\, i_2 = s_1 \cdot s_2 \, sin(i_1 + i_2). \qquad (2.35)$$

Ţinând seama de egalitatea unghiului de reflexie cu cel de incidenţă după reducerea termenilor, rezultă:

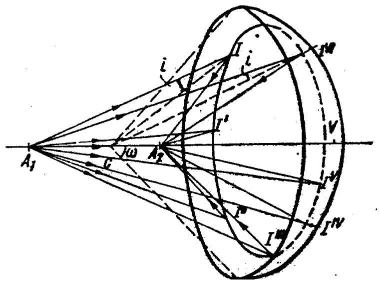
$$R \cdot s_1 + R \cdot s_2 = s_1 \cdot s_2 \cdot 2\cos i \qquad (2.36)$$

şi final

$$\frac{1}{s_1}+\frac{1}{s_2}=\frac{2\cos i}{R}. \qquad (2.37)$$



a)



b)

Fig. 2. 9 a), b). a) Imaginea sagitală şi b) focala sagitală.

Relaţia (2.37) evidenţiază că poziţia imaginii A_2 depinde de valoarea unghiului de incidenţă i. Dacă unghiul i este variabil imaginea A_2 se deplasează pe axa A_1CA_2 descriind un segment de dreaptă, *focala sagitală* sau *radială* (fig. 2. 9 b)).

Imagini tangenţiale. Pentru a obţine o imagine a punctului A_1 se pot grupa razele şi altfel. Se consideră două raze ce pleacă din A_1 aflate în acelaşi plan median (care cuprinde axa optică şi razele incidente) dar fac unghiuri diferite cu normala. După reflexie ele se întâlnesc în T_2 *imaginea tangenţială* sau *meridională*. Se consideră cele două raze A_1I şi A_1I' şi segmentele care determină poziţia obiectului şi a imaginii t_1 şi t_2 (fig. 2. 10).

Considerând punctele de incidenţă I şi I' foarte apropiate unghiurile pe care le fac cele două raze incidente cu axa optică vor fi u_1 şi $u_1+\Delta u_1$ iar razele reflectate u_2 şi $u_2+\Delta u_2$. Ţinând seama de egalitatea dintre unghiul exterior şi suma unghiurilor neadiacente în triunghiurile A_1IC şi CIA_2, rezultă:

$$\omega = i+u_1 \text{ şi } \omega + i = u_2 \qquad (2.38)$$

care adunate conduc la o relaţie între cele trei unghiuri:

$$2\omega = u_1+u_2 \qquad (2.39)$$

sau sub formă diferenţială:

$$2\cdot\Delta\omega = \Delta u_1+\Delta u_2. \qquad (2.40)$$

Pentru a obţine o relaţie între distanţele t_1 şi t_2 să duce cu centrul în A_1 un arc de cerc cu raza t_1 ce intersectează raza A_1I' în H. Unghiul curbiliniu $I'IH$

este egal cu unghiul de incidență i ca având laturile respectiv perpendiculare iar arcele II' și IH corespund unghiurilor la centru $\Delta\omega$ și Δu_1.

Triunghiul curbiliniu $II'H$ fiind dreptunghic în H se poate scrie: $II'\cos i = IH = t_1 \cdot \Delta u_1$ sau ținând seama de valoarea lui II', $II' = R \cdot \Delta\omega$, rezultă în final:

$$\Delta u_1 = \frac{II'\cos i}{t_1} \text{ și } \Delta\omega = \frac{II'}{R}. \tag{2.41}$$

În mod analog în triunghiul $II'H'$ obținut ducând cu centrul în T_2 un arc de cerc cu raza t_2 se obține $\Delta u_2 = \dfrac{II'\cos i}{t_2}$.

Introducând în relația (2.40) valorile obținute pentru $\Delta u_1, \Delta u_2$ și $\Delta\omega$ se obține după reduceri simple poziția imaginei tangențiale sub forma:

$$\frac{1}{t_1} + \frac{1}{t_2} = \frac{2}{R\cos i} \tag{2.42}$$

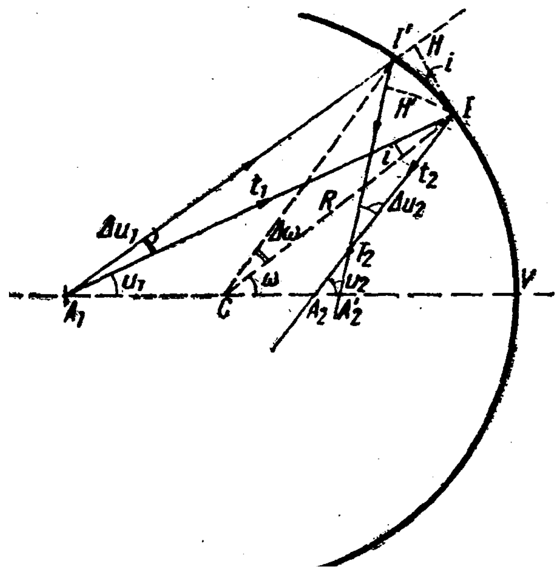


Fig. 2. 10. Imaginea tangențială.

Dacă se deplasează planul median în care se află razele A_1I și A_1I' care au condus la formarea imaginei T_2 la stânga și dreapta poziției inițiale, punctul T_2 descrie un mic segment de dreaptă, *focala tangențială*, perpendiculară pe poziția mijlocie a planului median și deci perpendiculară pe focala sagitală care se află în acest plan.

2.4. Lentile

Lentila este confecţionată dintr-un material transparent mărginit de doi dioptri sferici sau de un dioptru sferic şi unul plan.

În general lentilele se confecţionează din sticlă, dar se mai pot confecţionă şi din cuarţ, fluorină, sare, spat de Islanda, materiale plastice, etc.

2.4.1. Lentile subţiri

Dacă grosimea lentilei este mică în comparaţie cu razele de curbură, R_1 şi R_2 corespunzătoare celor doi dioptri sferici distanţa focală a lentilei, F este dată de relaţia:

$$\frac{1}{F} = (n-1)\left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right), \tag{2.43}$$

unde n reprezintă indicele de refracţie al mediului din care este confecţionată lentila.

Se poate reprezenta o astfel de lentilă subţire printr-un segment de dreaptă perpendiculară pe axa optică în centrul optic al lentilei. În aproximaţia lui Gauss, construcţia imaginii date de o lentilă subţire se face grafic ducând din B_1 două raze a căror traiectorie este cunoscută (fig. 2. 11).

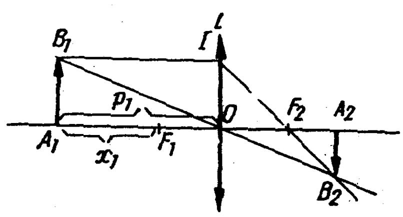


Fig. 2. 11. Construcţia imaginii dată de o lentilă sferică.

Raza B_1I, paralelă cu axa optică trece după refracţie prin focarul imagine F_2 iar raza B_1O care trece prin centrul optic O rămâne nedeviată. Intersecţia lor, B_2 este imaginea lui B_1. Din asemănarea triunghiurilor A_1B_1O şi A_2B_2O şi ţinând seama de orientarea segmentelor obţinem, notând cu $p_1 = OA_1$ şi $p_2 = OA_2$, rezultă relaţia:

$$-\frac{1}{p_1} + \frac{1}{p_2} = \frac{1}{f} \tag{2.44}$$

unde f este *distanţa focală imagine.*

În relaţia (2.44) semnul *minus* atribuit distanţei lentilă - obiect, p_1 este în concordanţă cu convenţia de semn care corespunde cu aceea din geometria analitică.

Scrisă sub forma: $\frac{1}{p_1}+\frac{1}{p_2}=\frac{1}{f}$, se atribuie centrului optic O un *dublu* semn, considerându-se ca pozitive *ambele* distanţe, centru - obiect şi centru - imagine (deşi au sensuri diferite) dacă obiectul şi imaginea sunt simultan reale şi negative dacă sunt simultan virtuale.

Dacă se consideră drept origini ale segmentelor care definesc poziţia obiectului şi a imaginii distanţate de la *focarul* respectiv, se obţine formula lui Newton aplicată la lentile subţiri sub forma:

$$x_1 \cdot x_2 = -f^2 \tag{2.45}$$

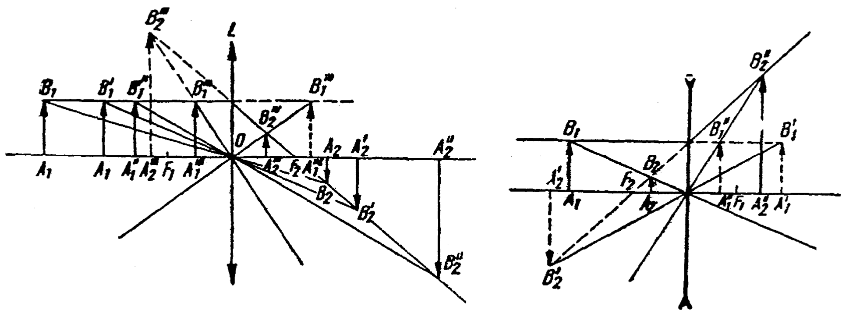
2.4.2. Imagini date de lentile subţiri

Dacă din relaţia (2.44) se calculează valoarea distanţei lentilă - imagine:

$$p_2 = \frac{p_1 \cdot f}{p_1 + f} \tag{2.46}$$

se poate, dând diferite valori pentru p_1 să se stabilească poziţia imaginii. Figura 1.84 rezumă discuţia când p_1 variază între $-\infty$ şi $+\infty$, în cazul unei lentile convergente.

Se observă că pentru obiecte situate între $-\infty$ şi focarul obiect F_1, imaginile sunt reale cuprinse între focarul imagine F_2 şi $+\infty$. Dacă obiectul real este situat între focarul obiect şi centrul lentilei, imaginea este virtuală şi dreaptă. În cazul unui obiect virtual (fig. 2. 12 a)), $A_1^{IV} B_1^{IV}$ imaginea este totdeauna reală, dreaptă şi mai mică şi situată între focarul imagine şi lentilă.



a) b)

Fig. 2. 12 a), b). a) Imagini date de o lentilă convergentă şi b) divergentă.

La lentile divergente (fig. 2. 12 b)) se observă că pentru obiectele reale imaginile sunt întotdeauna virtuale, drepte şi mai mici ca obiectul, iar pentru obiectele virtuale, imaginea este reală dreaptă şi mărită dacă obiectul se află între focarul obiect şi lentilă, virtuală, răsturnată şi mărită dacă obiectul este situat dincolo de focarul obiect F_1. Se poate observa pe ambele figuri 2. 11 a), b) că obiectul şi imaginea se deplasează în acelaşi sens.

2.4.3. Asocierea lentilelor subţiri

Un *sistem de lentile subţiri* având aceeaşi axă poate fi considerat ca un sistem centrat, dar calculele pentru aflarea elementelor cardinale pot fi simplificate.

Se consideră de exemplu două lentile subţiri *L* şi *L'* *lipite* având distanţele focale respectiv f şi f'. O rază paralelă cu axa optică care traversează prima lentilă *L* şi care dacă nu ar fi cea de a doua lentilă L' ar atinge axa optică în F_2. Focarul F_2 al primei lentile funcţionează ca obiect virtual pentru lentila L' iar imaginea acestuia este Φ_2 focarul sistemului. Distanţa focală $\mathsf{F}_2 = O\Phi_2$ este legată de poziţia punctului F_2 prin formula lentilelor subţiri aplicată la lentila L', ţinând seama că punctele *O* şi *O'* sunt confundate (fig. 2. 13 a)):

$$\frac{1}{f'} = -\frac{1}{f} + \frac{1}{\mathsf{F}_2} \tag{2.47}$$

de unde

$$\frac{1}{\mathsf{F}_2} = \frac{1}{f} + \frac{1}{f'} \tag{2.48}$$

sau trecând la *convergenţe*, $\left(c = \frac{1}{f}\right)$, rezultă:

$$\mathsf{C} = c + c'. \tag{2.49}$$

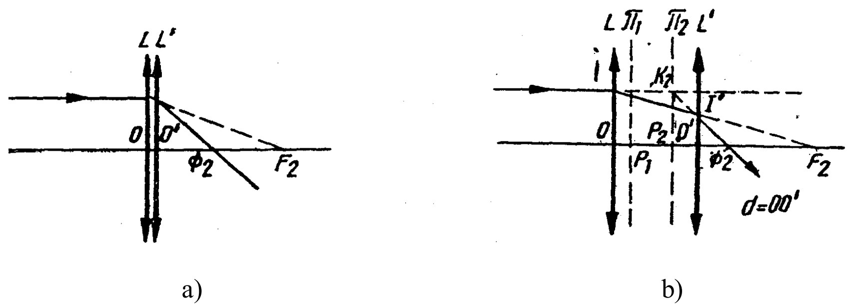


Fig. 2. 13 a), b). a) Imaginea dată de două lentle lipite şi b) situate la o anumită distanţă, *d* una de alta.

Convergenţa unui sistem de lentile subţiri lipite este egală cu suma algebrică a convergenţelor componentelor. Dacă una din lentile este divergentă se face diferenţa dintre cele două convergenţe iar ansamblul este convergent sau divergent după cum rezultatul are valoare pozitivă sau negativă. Relaţia (2.48) poate fi generalizată pentru un număr oarecare de lentile *lipite*:

$$C = c_1 + c_2 + c_3 + ... + \sum_i c_i \; . \tag{2.50}$$

În cazul când lentilele nu sunt lipite trebuie să ţinem seama de distanţele dintre ele. Fie de exemplu, două lentile subţiri aşezate la distanţa d una de alta (fig. 2. 13 b)).

Punctul F_2, focarul primei lentile serveşte ca obiect virtual celei de-a doua L'. Utilizând formula lentilelor subţiri se poate scrie că:

$$\frac{1}{f'} = -\frac{1}{f-d} + \frac{1}{O'\Phi_2} \tag{2.51}$$

unde $O'\Phi_2$ este distanţa fronto - focală (distanţa de la focarul sistemului la lentila cea mai apropiată) sau punând în evidenţă valoarea segmentului $O'\Phi_2$:

$$\frac{1}{O'\Phi_2} = \frac{f-d+f'}{f'(f-d)} . \tag{2.52}$$

Din triunghiurile asemenea IOF_2 şi $I'O'F_2$, ţinând seama de egalitatea $IO = K_2P_2$, rezultă:

$$\frac{IO}{I'O'} = \frac{f}{f-d} = \frac{\mathsf{F}_2}{O'\Phi_2} \tag{2.53}$$

şi înlocuind pe $O'\Phi_2$, se obţine:

$$\mathsf{F} = \frac{f \cdot f'}{f+f'-d} \quad \text{sau} \quad \frac{1}{\mathsf{F}} = \frac{1}{f} + \frac{1}{f'} - \frac{d}{ff'} \tag{2.54}$$

Exprimând convergenţele, rezultă:

$$C = c + c' - c \cdot c' \cdot d \; . \tag{2.55}$$

Poziţia planelor principale π_1 şi π_2 poate fi determinată ţinând seama că: $P_2O' = \mathsf{F} - O'\Phi_2$, iar

$$P_2O' = \frac{f \cdot f'}{f+f'-d} - \frac{f'(f-d)}{f+f'-d} = \frac{f'd}{f+f'-d} \quad \text{şi} \quad P_1O = \frac{f \cdot d}{f+f'-d} . \tag{2.56}$$

Interstiţiul este dat de relaţia:

$$P_1P_2 = d\left(1 - \frac{f+f'}{f+f'-d}\right) . \tag{2.57}$$

2.4.4. Lentile cilindrice

Lentilele cilindrice sunt limitate, spre deosebire de lentilele obişnuite, de suprafeţe cilindrice cu generatoarele paralele între ele sau perpendiculare sau mai frecvent, de un plan şi un cilindru.

O astfel de lentilă posedă o axă optică, intersecţia celor două plane de simetrie P_1 şi P_2 cum şi două secţiuni principale σ_1 şi σ_2 intersecţia lentilei cu cele două plane P_1 şi P_2. (fig. 2. 14 a))

O lentilă cilindrică cu generatoarele verticale are în planul orizontal o distanţă focală ce poate fi calculată *în aproximaţia lui Gauss* cu relaţia cunoscută:

$$\frac{1}{f} = (n-1)\left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right). \tag{2.58}$$

În plan vertical lentila nu are convergenţă, ea se comportă pentru razele paraaxiale ca o lamă cu feţe paralele. În planul ce face unghiul $(90^\circ - \theta)$ cu generatoarele cilindrului convergenţa paraaxială este $\frac{1}{f}\cos^2\theta$, (fig. 2. 14 b)).

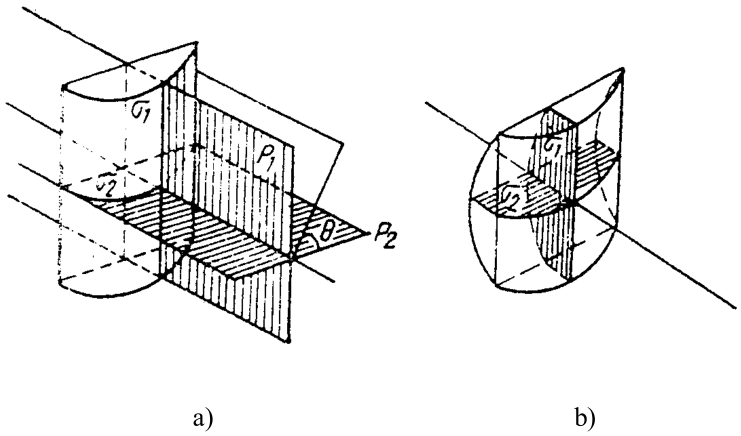


Fig. 2. 14 a), b). a) Reprezentarea lentilei cilindrice în plan vertical şi b) în plan orizontal.

O lentilă cilindrică dă pentru un punct obiect situat pe axa optică drept imagine *o linie* (o focală) paralelă cu generatoarele şi nu un punct (fig. 2. 15)).

Lentilele sfero - cilindrice au o faţă sferică şi cealaltă cilindrică. O astfel de lentilă prezintă un astigmatism pronunţat dând pentru un punct obiect situat pe axa optică două linii focale de lungimi diferite (fig. 2. 16). Cum convergenţele celor doi dioptri care formează lentila se adună, lentila posedă o convergenţă pe verticală datorită doar suprafeţei sferice şi alta pe orizontală, datorită ambelor:

$$\frac{1}{f_v} = (n-1)\frac{1}{R_s}; \qquad \frac{1}{f_h} = (n-1)\left(\frac{1}{R_s} - \frac{1}{R_c}\right). \tag{2.59}$$

Cu ajutorul lentilelor cilindrice sau sfero - cilindrice se pot alcătui sisteme care să dea pentru un obiect pătrat o imagine dreptunghi, pentru un cerc o elipsă realizând ceea ce se numeşte o *anamorfoză*.

Astfel de sisteme se utilizează la aparatele de proiecţie cinematografică pe *ecran lat*. De asemenea, lentilele cilindrice sau sfero - cilindrice pot servi la corectarea unor defecte ale ochiului.

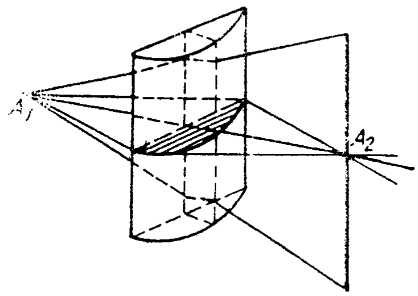


Fig. 2. 15. Imaginea dată de o entilă cilindrică.

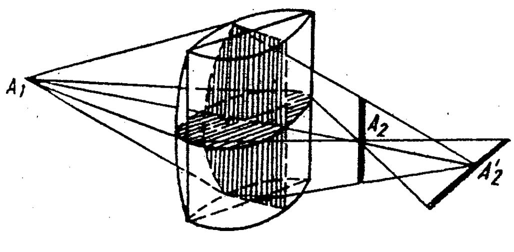


Fig. 2. 16. Imaginea dată de o lentilă sfero – cilindrică.

Lentilele torice au una din suprafeţe generată de un arc de cerc care se roteşte în jurul unei axe din planul său dar care nu trece prin centrul cercului (fig. 2. 17).

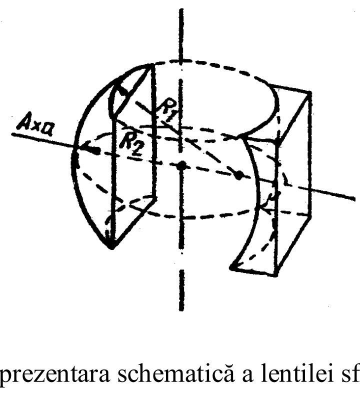


Fig. 2. 17. Reprezentara schematică a lentilei sfero - torice.

Se pot construi *lentile plan - torice* sau *sfero - torice*. Faţa torului are două raze de curbură principale, una în planul vertical egală cu raza cercului care se roteşte (R_1) şi alta în planul orizontal egală cu raza cercului *pe* care se roteşte primul cerc (R_2). O astfel de lentilă prezintă un astigmatism pronunţat şi se utilizează pentru corectarea unor defecte ale ochiului cum şi la construcţia unor instrumente optice.

2.5. Prisma optică.

O *prismă optică* este un mediu transparent mărginit de doi dioptri plani ce se intersectează după o dreaptă, muchia prismei.

Unghiul diedru format de cele două plane este unghiul prismei. Un plan perpendicular pe muchii taie prisma după o secţiune principală.

În cele ce urmează se consideră doar raze ce cad pe prismă aflându-se într-o secţiune principală. Fie o rază incidentă *SI*. La traversarea primului dioptru ea se refractă şi ia direcţia *II'* apoi îşi mai schimbă încă o dată drumul după refracţia în *I'* luând direcţia *I'S'* şi apropiindu-se de baza prismei. Faţă de direcţia iniţială raza emergentă este deviată cu unghiul *D* (fif. 2.18).

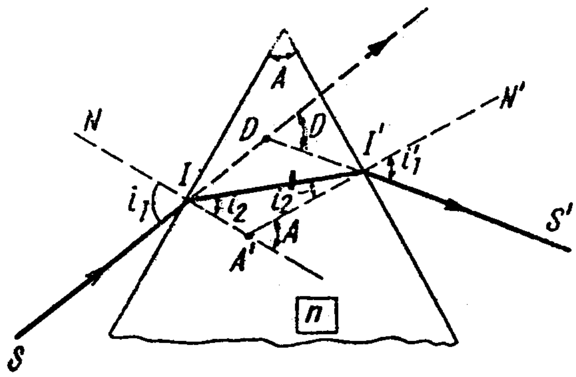


Fig. 2. 18. Mersul unei raze de lumină monocromatică printr-o prismă optică.

Din examinarea figurii 2. 16 se pot stabili relaţiile:

$$\begin{aligned} \sin i_1 &= n\sin i_2 \ , \quad A = i_2 + i_2' \\ \sin i_1' &= n\sin i_2' \ , \quad D = i_1 + i_1' - (i_2 + i_2') = i_1 + i_1' - A \end{aligned} \tag{2.60}$$

Primele două relaţii exprimă legea refracţiei în cele două puncte *I* şi *I'*, celelalte se obţin observând că unghiurile exterioare *A* şi *D* sunt egale cu suma unghiurilor neadiacente în triunghiurile *A'II'* şi *II'D*. Cu ajutorul acestor 4 relaţii, *formulele prismei*, se pot rezolva problemele ce se pun în legătură cu trecerea unei raze monocromatice prin prismă.

a. Experienţa arată că unghiul de deviaţie depinde de unghiul de incidenţă şi trece printr-un minim când incidenţa variază între 90° şi 0°. Teoretic se poate stabili acest lucru în felul următor:

Se consideră unghiul de deviaţie *D* ca o funcţie de i_1, $D = f(i_1)$ şi se calculează derivata intâi. Prin diferenţierea formulelor prismei, (2.60), rezultă:

$$\cos i_1 \, \mathrm{d} i_1' = n \cdot \cos i_2 \, \mathrm{d} i_2 \,,$$
$$\cos i_1' \, \mathrm{d} i_1' = n \cdot \cos i_2' \, \mathrm{d} i_2' \,,$$
$$\mathrm{d} i_2 + \mathrm{d} i_2' = 0 \,, \tag{2.61}$$

Întrucât unghiul prismei, A este constant

$$\mathrm{d} D = \mathrm{d} i_1 + \mathrm{d} i_1' \tag{2.62}$$

şi ţinând seama că

$$\mathrm{d} i_2 = -\mathrm{d} i_2' \tag{2.63}$$

se obţine:

$$\frac{\mathrm{d} D}{\mathrm{d} i_1} = 1 + \frac{\mathrm{d} i_1'}{\mathrm{d} i_1} = 1 - \frac{\cos i_1 \cos i_2'}{\cos i_1' \cos i_2} \,. \tag{2.64}$$

Deviaţia trece printr-un *minimum* dacă derivata întâi se anulează, adică dacă termenul $\frac{\cos i_1 \cos i_2'}{\cos i_1' \cos i_2}$ este egal cu unitatea, condiţie care conduce, ţinând seama de legea refracţiei la egalităţile:

$$i_1 = i_1' \text{ şi } i_2 = i_2' . \tag{2.65}$$

Că avem de a face cu un *minim* se poate vedea calculând derivata a doua:

$$\frac{\mathrm{d}^2 D}{\mathrm{d} i_1^2} = 2 \frac{n^2 - 1}{n} \mathrm{tg} i_1 \cdot \sec^2 i_2 \,, \tag{2.66}$$

care este pozitivă pentru $n > 1$ şi $i_1 > i_2$ aşa cum sunt datele problemei.

Când avem deviaţie minimă, condiţiile (2.65) arată că raza traversează prisma simetric faţă de bisectoarea unghiului prismei, A.

b. Cu cât unghiul prismei A este mai mare, pentru acelaşi unghi de incidenţă, deviaţia D este şi ea mai mare. Se poate demonstra experimental acest lucru cu o prismă din apă cu *unghi variabil* (fig. 2. 19).

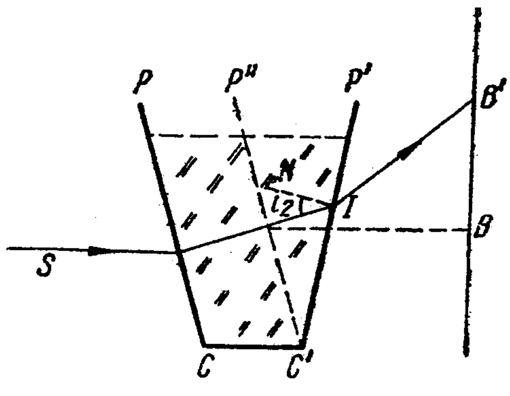


Fig. 2. 19. Unghiul de deviaţie, *D* este direct proporţional cu unghiul prismei *A*.

Aceasta este de fapt o cuvă având doi din pereţi din lame de sticlă, ceilalţi din metal, una din lamele de sticlă fiind mobilă între cei doi pereţi metalici, cu suficientă frecare pentru ca apa să nu se scurgă.

Menţinând una din lame fixă faţă de raza incidentă, pentru diferite înclinări lamei mobile pornind din poziţia *C'P''* când aceasta este paralelă cu *CP* se constată că urma razei refractate pe un paravan se deplasează din *B* în *B'* cu atât mai mult cu cât *P'* e mai depărtat de *P*.

Când înclinarea lamei mobile este aşa de mare încât raza cade pe faţa *C'P'* sub un unghi superior unghiului limită L, $i_2' > L$, atunci se poate observa fenomenul de reflexie totală, raza nu mai iese din prismă.

c. Deviaţia D depinde de materialul din care este făcută prisma şi creşte cu ct indicele de refracţie al acesteia este mai mare.

2.5.1. Condiţia de emergenţă

Dintre toate razele incidente pe o prismă numai o parte reuşesc să o traverseze, acelea pentru care condiţia de emergenţă este îndeplinită. Pentru aceasta este necesar ca unghiul de refracţie i_2' să fie *mai mic* decât unghiul limită L al materialului din care este făcută prisma. Când incidenţa este razantă, $i_1 = 90°$, unghiul de refracţie i_2 are valoarea cea mai mare posibilă, egală cu unghiul limită L. În această situaţie unghiul i_2' sub care cade raza pe cea de a doua faţă a prismei este egal cu $A - i_2 = A - L$. Pentru ca cel puţin o rază să poată ieşi în aer este nevoie ca i_2' să fie mai mic decât unghiul limită L: $A - L < L$ sau $A < 2L$. Razele pentru care i_2' este mai mare ca L se vor reflecta *total*, şi nu traversează prisma.

2.5.2. Prisma de unghi mic

Când cele două feţe ale unei prisme fac între ele un unghi mic, $\hat{A} < 5°$, iar incidenţa este de asemenea mică, înlocuind sinusurile cu unghiul exprimat în radiani relaţiile (2.60) devin,:

$$i_1 = ni_2, i_1' = n \cdot i_2', A = i_2 + i_2', D = i_1 + i_1' - (i_2 + i_2') = (n-1) \cdot A. \qquad (2.67)$$

Deviaţia este practic independentă de unghiul de incidenţă dacă acesta este mic, dar proporţională cu unghiul prismei *A* şi cu *n*.

2.5.3. Imagini date de prismă

Se poate arăta că, în două cazuri, totuşi prisma poate da imagini acceptabile. Primul este acela când punctul luminos este la *infinit*.

Al doilea caz, corespunde imaginii dată de un fascicul îngust care trece prin prismă în *deviaţie minimă*.

În aparatele spectrale prisma este aşezată în deviaţie minimă şi fasciculul care o străbate este paralel. În felul acesta condiţiile pentru a obţine o bună imagine a fantei sunt integral îndeplinite.

2.5.4. Dispersia luminii printr-o prismă optică

Indicele de refracţie al unei substanţe variază cu lungimea de undă a razei incidente. Dacă o rază de lumină albă cade pe o prismă *P* se observă pe un paravan *E* un spectru continuu alcătuit dintr-o infinitate de nuanţe ce se pot grupa în şapte culori principale: rou, portocaliu, galben, verde, albastru, indigo şi violet (fig. 2. 20). De fapt ochiul poate deosebi în spectru până la 160 de nuanţe diferite, trecerea de la una la alta făcându-se fără a putea fi sesizată.

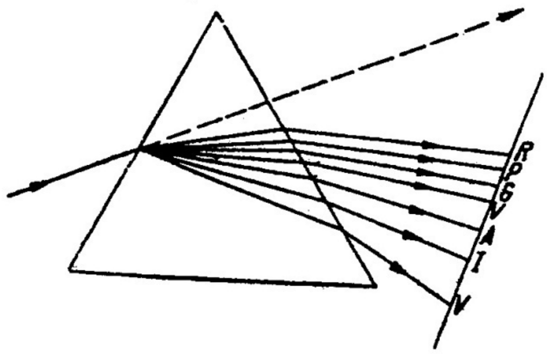


Fig. 2. 20. Fenomenul de dispersie a unei rază de lumină albă printro prismă optică.

Radatia roşie este mai puţin, iar cea violetă mai mult deviată de la direcţia iniţială, pentru că indicele de refracţie este mai mic pentru radiaţia roşie şi mai mare pentru cea violetă. Fizic se explică fenomenul de *dispersie* prin aceea că viteza de propagare a luminii variază cu lungimea de undă; fiind mai mare pentru radiaţia roşie şi mai mică pentru cea violeă, $v = \frac{c}{n}$, unde c este viteza luminii în vid.

Pentru a stabili *curba de dispersie* $n = f(\lambda)$ a unui material (fig. 2. 21), se fac măsurători de indice de refracţie pentru radiaţii de lungimi de undă diferite, radiaţii monocromatice ce pot fi uşor obţinute.

Se obişnuieşte să se facă măsurători cu lungimi de undă corespunzând liniilor spectrale emise de Na, H, He, Hg, K. De exemplu:

- Linia *A* corespunde liniei roşii a potasiului, λ = 7682,2 Å;
- Linia *C* corespunde liniei roşii a hidrogenului, λ = 6562,8 Å;
- Linia *D* corespunde liniei galbene a sodiului, λ = 5893Å;
- Linia *d* corespunde liniei galbene a heliului, λ = 5876Å;
- Linia *F* corespunde liniei albastre a hidrogenului, λ = 4861,3 Å;

- Linia G corespunde liniei indigo a hidrogenului, $\lambda = 4340{,}5$ Å.

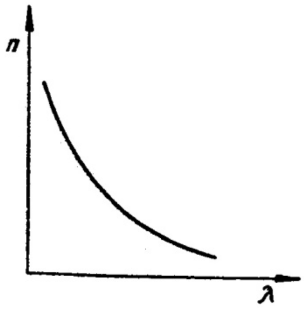


Fig. 2. 21. Curba de dispersie.

Prin tradiţie, dispersia unei sticle este caracterizată prin diferenţa dintre indicii pentru liniile F şi C: $\Delta n = n_F - n_C$. De exemplu, în cazul unei sticle de tip crown se obţin valorile: $n_F = 1{,}53303$; $n_D = 1{,}52704$; $n_C = 1{,}52441$, iar dispersia $n_F - n_C = 0{,}00862$.

Deviaţia medie a unui fascicul ce trece printr-o prismă de unghi mic $\hat{A}$ este proporţională cu $(n_D - 1)\cdot A$, in cazul nostru cu $0{,}52705 \cdot A$, pe când diferenţa de unghi dintre razele extreme, ΔD, este proporţională cu dispersia $n_F - n_C$, adică de câteva zeci de ori mai mică. Raportul dintre deviaţie şi dispersie pentru un acelaşi unghi al prismei variază mult cu felul sticlei; acest raport se numeşte *coeficient de dispersie* sau *numărul lui Abbe*.

$$\nu = \frac{n_D - 1}{n_F - n_C}. \tag{2.68}$$

Inversul acestui raport, $\frac{n_F - n_C}{n_D - 1}$, se numeşte *putere dispersivă*.

Intuitiv, dependenţa indicelui de refracţie de lungimea de undă se reprezintă prin curba de dispersie, caracteristică pentru fiecare material optic (fig. 2. 19). Fabricile de sticlă optică produc o mare varietate de sticle cu indici şi dispersii diferite. Acest lucru este necesar pentru executarea de sisteme optice corectate pentru diferite defecte ce apa ca urmare a întrebuinţării de fascicule largi în lumină albă. Mersul dispersiei poate fi aproximat cu o relaţie empirică foarte utilă (Hartman).

$$n = n_0 + \frac{c}{(\lambda - \lambda_0)^{\alpha}}, \tag{2.69}$$

unde α este cuprins între 0,8 şi 1,3, dar poate fi luat cu aproximaţie egal cu 1. Pentru a determina experimental indicii de refracţie pentru trei lungimi de undă diferite (C, D, F) se formează un sistem de trei ecuaţii cu trei necunoscute,

n_0, c, λ_0, ale căror valori, odată obţinute, permit calculul indicelui pentru oricare altă lungime de undă cu suficientă aproximaţie.

Pentru unele scopuri practice este necesar, câteodată, ca un sistem dispersiv compus din prisme să nu introducă deviaţie, adică să se obţină ceea ce se numeşte o *prismă cu viziune directă*, iar în alte cazuri să existe deviaţie dar fără dispersie, adică o *prismă acromatică*.

2.5.5. Prisma cu viziune directă

Pentru a obţine dispersia luminii fără ca direcţia iniţială a fasciculului să se schimbe, pentru o anumită lungime de undă determinată, se utilizează o combinaţie de două prisme făcute din materiale cu indici şi dispersie *diferite* (fig. 2. 22).

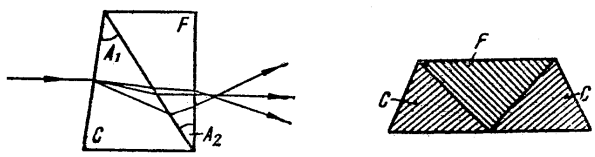


Fig. 2. 22. Prisma cu viziune directă.

Prisma de unghi A_1 din sticlă de tip crown deviază în aşa fel fasciculul încât, intrând în prisma dreptunghiulară de flint de unghi A_2, să iasă normal pe faţa *DC*, adică paralel cu direcţia iniţială, aceasta pentru o anumită lungime de undă. Celelalte culori vor fi deviate, obţinându-se un spectru. Determinarea unghiurilor A_1 şi A_2 se face fie prin calcul, fie printr-o construcţie grafică al cărui principiu a fost expus mai înainte. Cu centrul în *O* se trasează trei cercuri de raze proporţionale cu $1, n_1$ şi n_2, indicii pentru raza *D* ai materialelor respective. Atribuind de la început unghiul A_2 al prismei din flint, $30°$ de exemplu, rămâne să se determine A_1, unghiul prismei de tip crown. Se duce din *O* o dreaptă care taie cele trei cercuri în *R*, *S* şi *P*, iar din *P* se duce o perpendiculară la faţa *AC* care intersectează cercul n_1 în *Q*. Linia *QR* indică direcţia normalei la suprafaţa *AB*. În prismă raza este paralelă cu *OQ*, iar unghiul prismei A_1 este egal cu *RQT* sau cu suplimentul lui *PQR* (fig. 2. 23).

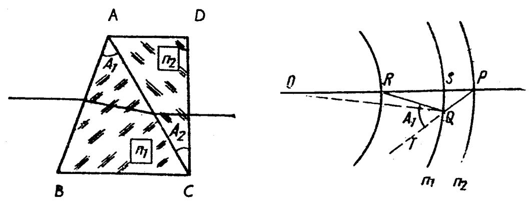


Fig. 2. 23. Mersul unei raze de lumină printr-o prismă cu viziune directă.

Pentru a obţine dispersii mai mari se utilizează combinaţii de mai multe prisme, aşa, de exemplu, există prisme de tip *Amici* cu 3 sau chiar 5 elemente sau alte tipuri de prisme, de tip *Wernicke*, *Zenger*, care au avantajul unei incidenţe normale pe faţa de intrare.

2.5.6. Prisma acromatică

Când lumina trece printr-o prismă ea este şi *deviată* şi *dispersată*. Pentru a obţine un sistem cu *deviaţie* dar *fără dispersie*, se asociază două prisme din materiale cu dispersie şi indici diferiţi, una de tip crown şi alta de tip flint aşezate ca în fig. 2. 24. Dispersia produsă de una din prisme este aproximativ contracarată de dispersia celeilalte prisme, deviaţia totală a fasciculului având însă o valoare determinată, (*prisma acromatică*).

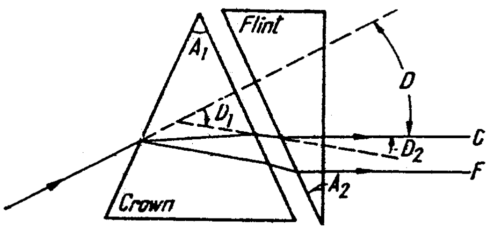


Fig. 2. 24. Prismă acromatică.

Un astfel de sistem este *acromatic*, înţelegând prin aceasta că deviaţia este aceeaşi pentru două lungimi de undă diferite, λ_1, λ_2. Pentru *alte* lungimi de undă vom avea totuşi o uşoară dispersie (spectru secundar), care din punct de vedere practic nu este supărătoare.

Cum prismele de acest fel sunt mai ales utilizate în aparate vizuale, corectarea dispersiei se face pentru liniile *C* şi *F* (roşu şi albastru deschis), pentru care ochiul este mai sensibil decât pentru extremităţile spectrului (*A* şi *G*).

Calculul unei prisme acromatice se face uşor în cazul uzual al componentelor, prisme de unghi mic.