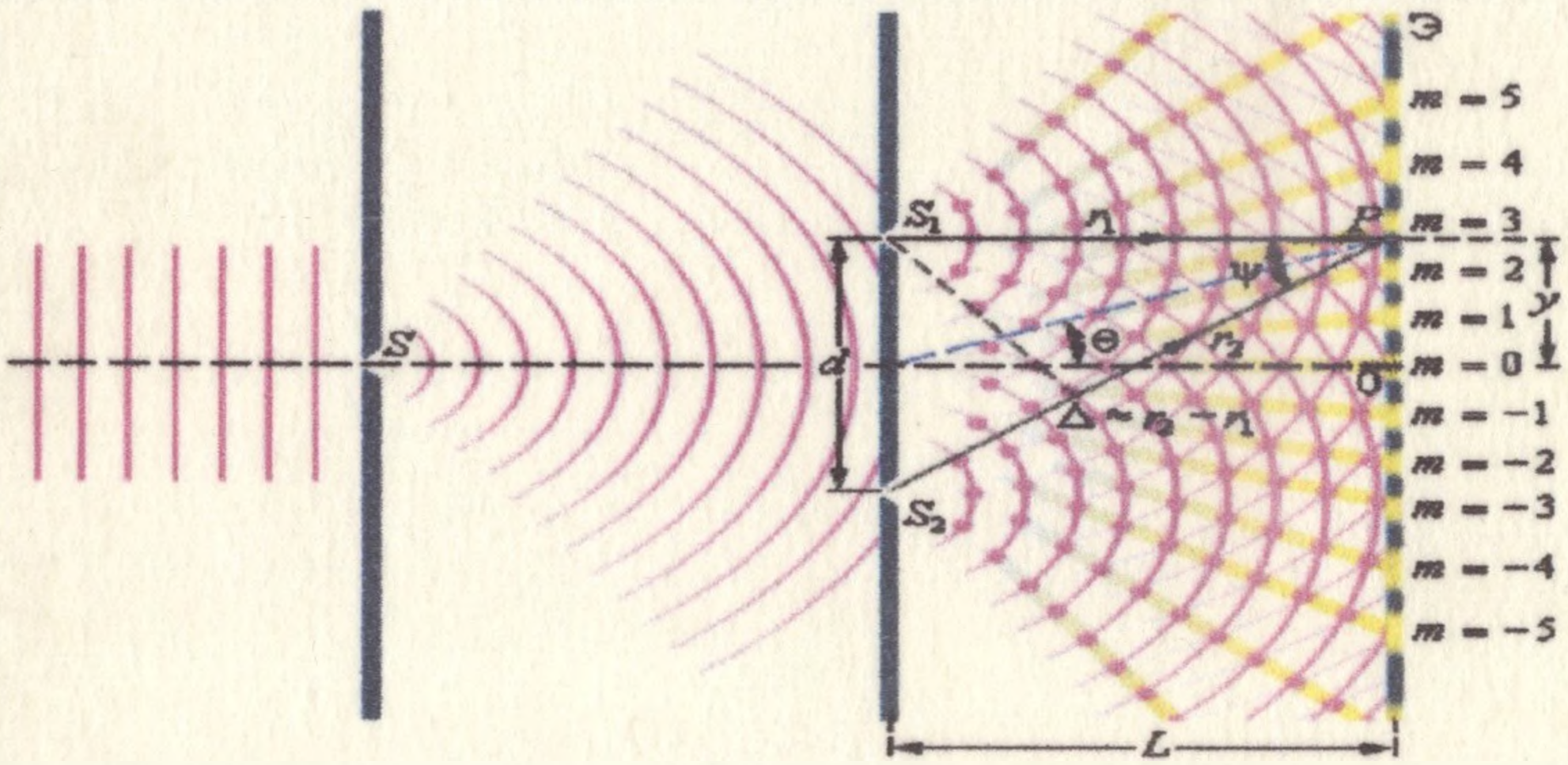


Ф.Х.Тухватуллин, А.Ж.Жумабоев,
Ш.Ф.Файзуллаев, У.Н.Тошкенбоев,
Г.М.Муродов

ОПТИКА



Самарқанд - 2004

22.3
0-60

ЎЗБЕКИСТОН РЕСПУБЛИКАСИ ОЛИЙ ВА ЎРТА
МАХСУС ТАЪЛИМ ВАЗИРЛИГИ

АЛИШЕР НАВОИЙ НОМИДАГИ
САМАРҚАНД ДАВЛАТ УНИВЕРСИТЕТИ

**Ф.Х.Тухватуллин, А.Жумабоев, Ш.Файзуллаев,
У.Н.Тошкенбоев, Ғ.Муродов**

О П Т И К А

(ўқув қўлланма)

I-ҚИСМ

САМАРҚАНД – 2004

БИБЛИОТЕКА
Бух. ТИП и ЛП
№ У 3391

Ф.Х.Тухватуллин, А.Жумабоев, Ш.Ф.Файзуллаев, У.Н.Тошкенбоев, F. Муродов. ***Оптика.*** Ўқув қўлланма. Самарқанд, СамДУ нашри, 2004. 141 бет.

Ушбу қўлланма умумий физиканинг оптика бўлимига тегишли бўлиб у икки қисмдан иборат.

Биринчи қисмда геометрик оптиканинг асослари, фотометрик катталиклар, ёруғлик интерференцияси ва голографиянинг физик асослари баён этилган.

Иккинчи қисмда ёруғликнинг қутбланиши, дифракция ҳодисаси, иссиқлик нурланиши жараёни ва лазерларнинг тузилиши ҳамда ишлаш принципи батафсил равишда қаралган.

Мазкур қўлланмада Олий ўқув юртларининг бакалаврият босқичи физика мутахассислиги ўқув режаларидан жой олган оптика ўқув дастурининг талабларига мос равишда оптик ҳодисаларни таҳлили ва уларни қўлланилишига алоҳида этибор берилган. Тақдим этилаётган қўлланманинг асосий мақсади талабаларни оптиканинг асосий ғоя ва усуллари билан таништириш, оптика қонунларидан онгли равишда фойдаланиш ҳамда, оптика фанига асосланган бошқа фанларни талаб даражасида ўзлаштиришга қаратилган. Қўлланма Олий ўқув юртларининг физика, астрономия ва бошқа табиий фанлар мутахассисликлари бакалавлари учун мўлжалланган.

Тақризчилар: ф.м.ф.д., профессор Б. Махмудов
ф.м.ф. доктори Ҳ. Эшпўлатов

© Алишер Навоий номидаги Самарқанд давлат университети, 2004

КИРИШ

Барча фанлар ютуғини ишлаб чиқаришга тадбиқ этиш бугунги куннинг долзарб муаммоларидан бири бўлиб ҳисобланади. Маълумки, кейинги йилларда ёруғликнинг янги манбалари-лазерлар кашф этилди. Лазерлар техникасининг жадал равишда ривожланиши саноат технологияси ва халқ хўжалигининг бошқа соҳаларида улкан муваффақиятларга олиб келди. Бундан ташқари илм-фаннинг ривожланишида лазерларнинг электрон ҳисоблаш машиналари билан биргаликда қўлланилиши жуда тез амалга ошадиган жараёнларни тадқиқ этиш ва улардан амалда фойдаланиш имкониятлари мавжудлигини кўрсатиб берди.

Илмий тавсияларни амалда қўллаш учун юқори малакали кадрларни тайёрлаш муҳим аҳамиятга эгадир.

Таълим ҳақидаги қонун ва кадрлар тайёрлаш миллий дастурини амалга ошириш учун замонавий билимга ва юқори малакага эга бўлган бакалаврларни тайёрлашда маъруза ва амалий машғулотларнинг савиясини янада кўтариш, физика фанини талаб даражасида ўзлаштириш ва ундан амалда фойдаланиш учун янги ўқув қўлланмалари, дарсликлар ва маъруза матнларини тайёрлаш давр талабидир.

Республикамиз Олий ва Ўрта махсус таълим вазирлиги томонидан «Университет таълими учун физика ва астрономия мутахассисликлари бўйича ўқув дастурлари» (Тошкент, «Университет» 1996 й) да оптика бўйича тавсия этилган адабиётларнинг кўпчилиги ўзбек тилига ўгирилган эмас, бу эса талабанинг мазкур фанни ўзлаштиришида ва уни мустақил ўрганишда айрим қийинчиликларга олиб келади. Таклиф этилаётган ўқув қўлланма бу фикрларни эътиборга олган ҳолда физика бакалаврига оптикадан зарурий замонавий маълумотларни бериш ва бу фанни ўзлаштириш самарадорлигини оширишга ёрдам беради..

Ушбу ўқув қўлланмада айрим нуқсонлар бўлиши мумкин. Бинобарин, унинг сифатини яхшилаш борасидаги барча таклиф ва мулоҳазаларни муаллифлар миннатдорчилик билан қабул қиладилар.

I БОБ. ЁРУҒЛИК ҲАҚИДАГИ ТАЪЛИМОТ ВА ОПТИКАНИНГ АСОСИЙ ҚОНУНЛАРИ

1-§. Ёруғлик ҳақидаги таълимотнинг ривожланиши ва электромагнит тўлқин оптик диапазонининг асосий характеристикалари

Оптика ёруғлик ҳақидаги таълимот бўлиб, физиканинг бошқа бўлимлари билан узвий боғланишдадир. Оптик жараёнларни чуқур ўрганиш физиканинг бошқа бўлимлари ривожланиши учун замин яратади. Масалан, атом ва молекуляр тузилиши ҳақидаги замонавий назария спектроскопия соҳасидаги кашфиётлар натижасида юзага келди. Физика фани техника фанлари билан бевосита алоқадор эканлиги туфайли техниканинг кўп соҳаларида (телевидение, кино, фотография ва ҳ.к) оптик ҳодисалардан фойдаланилади. Физикага яқин бўлган бошқа табиий фанлар - биология, химия ва астрономияда илмий кузатиш ва анализнинг оптик усулларини қўллаш натижасида кейинги йилларда жуда катта муваффақиятларга эришилди.

Сўнгги йилларда оптика соҳасида йирик кашфиётлар қилинди. В. А. Фабрикант, Н. Г. Басов, А. М. Прохоров, Ч. Таунс ва бошқалар томонидан ёруғликнинг янги хоссалари аниқланди ва унинг манбалари - лазерлар - оптик квант генераторлари яратилди. Бу ёруғлик манбалари оптиканинг қўлланиш чегарасини физика ва техника соҳасида янада кенгайтирди. Яқин келажакда ёруғлик нури фақат Ерда эмас, балки космик масштабда алоқанинг асосий канали бўлиб хизмат қилмоқда. Оптиканинг ана шу ютуқларга олиб келган асосий қонун ва қоидаларини қарашдан олдин ўнинг фан сифатида ривожланишини тасдиқловчи тарихий фактларга қисқача тўхталиб ўтамиз.

Ёруғликнинг табиати ва унинг тарқалиш қонуниятлари ҳақидаги тушунчалар қадимги грек файласуфлари томонидан ўртага ташланган эди. Уклидис томонидан бизнинг эрамиздан 300 йил аввал ёзилган «Оптика» ва «Катоптрика» номли асарларда кўриш нурлари ҳақида маълумот берилган яъни гуё бу нурлар кўздан чиқиб, худди бармоқларга ўхшаб жисмларни ушлаб кўргандек бўлар эмиш.

Албатта бундай назарияни тўғрилиги исботланмади ва унинг нотўғрилиги аниқланди, худди шунингдек грек файласуфлари

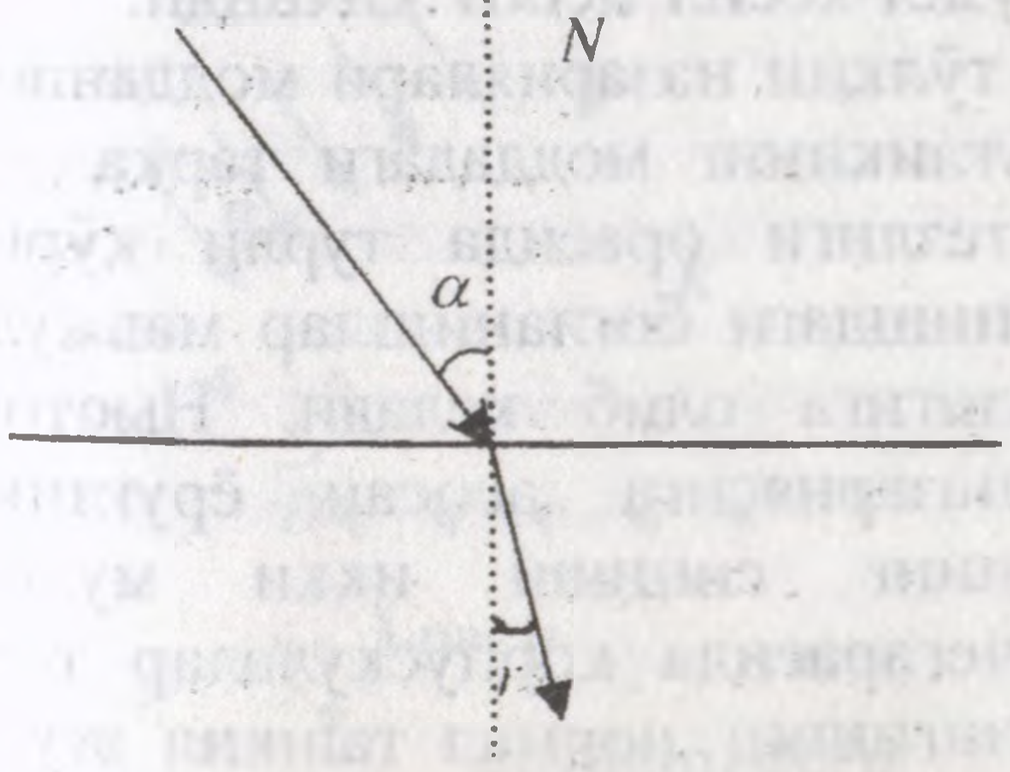
ёруғликнинг синиш қонунини аниқ ифодасини тополмадилар. Птоломей ўз замонасига хос аниқликда тажриба ўтказиб ёруғликнинг тушиш бурчаги α нинг турли қийматларида синиш бурчаги г нинг қийматларини ўлчаб қуйидаги хулосага келди:

$$\alpha/r=\text{const} \qquad (1.1)$$

Лекин (1.1) ифода Птоломей тажрибаларида ёруғликнинг тушиш бурчагининг қиймати катта бўлган ҳолларда бажарилмади. Шундай қилиб, ёруғликнинг синиш қонуни Птоломей томонидан узил-кесил ҳал этилмади. Худди шунингдек ёруғликнинг тушиш бурчаги ва синиш бурчаги ўртасидаги бундай муносабатнинг йўқлиги XI асрда араб олими Хайсам-Абу-Али томонидан аниқланди.

Бундан ташқари, бу олим кўрсатадики, тушувчи нур, синган нур ва тушиш нуқтасидан икки муҳит чегарасига ўтказилган нормал (N) бир текисликда ётади (1-расм) XVII асрнинг бошида микроскоп ва кўриш трубаси кашф этилди. Оптик асбоблар кенг миқёсда астрономия ва навигацияда ишлатила бошланди. Бу оптик асбобларни такомиллаштириш нафақат ёруғликнинг қайтишини (катоптрика) балки ёруғликнинг синиши (диоптрика) тўғрисидаги таълимотларни ривожлантиришни талаб этарди. 1620 йилда голланд физиги Синеллиус икки муҳит ёндошган чегарада ёруғликнинг синиш қонунини миқдорий жиҳатдан асослади. Бу қонуннинг қуйидагича математик шаклда ёзилиши Декартга тегишлидир.

$$\sin\alpha / \sin r = const \qquad (1.2)$$



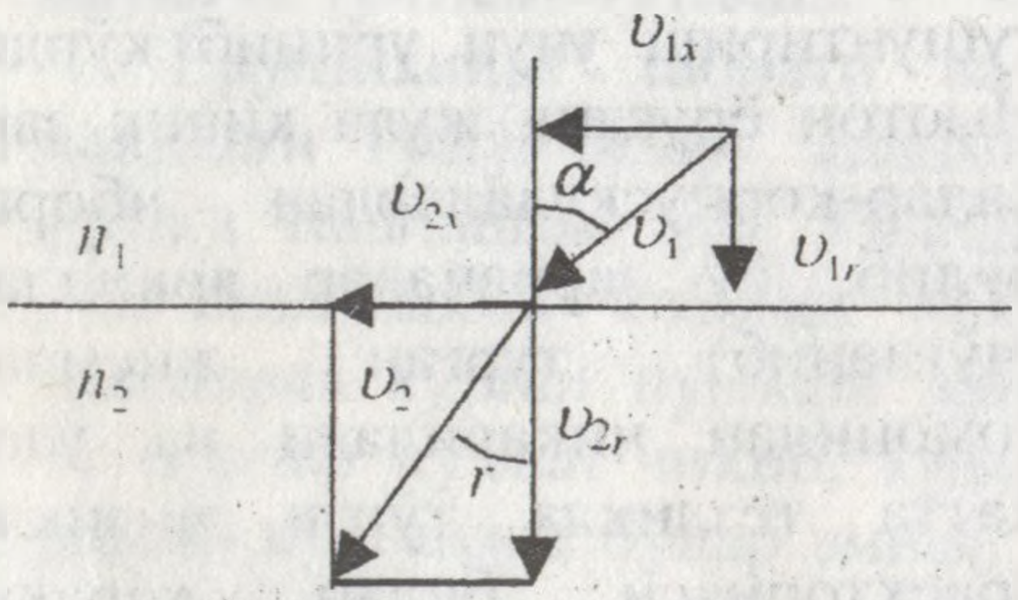
1-расм.

Декарт бу қонунни биринчи бўлиб ёруғликнинг Ньютон томонидан таклиф этилган корпускуляр назариясига асосланиб тушунтириш учун уриниб кўрди. Ньютон ёруғлик жуда кичик зарралар-корпускулалардан иборат бўлиб, бу заррачалар яркинлаб (чўғланиб) турган жисмлар томонидан чиқарилади ва улар катта тезликда тўғри чизиқли траекторияси билан ҳаракат киладилар деб тушунтирди.

Корпускуляр назария билан биргаликда ёруғликнинг тўлқин назарияси пайдо бўлди ва ривожланди. Бу назария корпускуляр назариядан бутунлай фарқли бўлиб, унинг асосчиси голланд олими Гюйгенс эди. Гюйгенс ёруғликни бутун оламни тўлдирувчи гипотезик эластик муҳит-олам эфирида тарқалувчи эластик тўлқин деб тушунтирар эди. Юз йилдан кўпроқ вақт ичида корпускуляр назария тарафдорлари ёруғликнинг тўлқин назарияси тарафдорларидан кўпроқ эди. Лекин XIX асрнинг бошида ўша вақтда маълум бўлган барча оптик ҳодисаларни француз олими Френель тўлқин назариясига асосан тушунтиришга муваффақ бўлди ва ёруғликнинг тўлқин назарияси купчилик томонидан тан олинди. Корпускуляр назария эса юз йил мобайнида эсдан чиқарилди. 1864 йилда Д. К. Максвелл ёруғликнинг электромагнит назариясини яратди. Бу назарияга асосан кўзга кўринадиган ёруғлик тўлқин узунлиги 400 нм÷750 нм оралиғида ётувчи электромагнит тўлқинлардан иборатдир. Лекин 1887 йилда немис олими Г.Герц томонидан ёруғлик таъсирида металлардан электронларнинг ажралиб чиқиш ҳодисасининг кашф этилиши, шу ҳодисанинг моҳиятини тушунтиришда электромагнит тўлқинлар алоҳида «порциялар» ёки квантлар (фотонлар) шаклида нурланадилар, деб фараз қилишга олиб келди. 1900 йилда М. Планк электромагнит тўлқини узлуксиз равишда эмас, балки дискрет равишда, яъни айрим порциялар (квантлар) кўринишида нурланади деган хулосага келди.

Рус олими С. И. Вавилов 1945 йилда ёруғлик квантларини бевосита кузатиш имконини берадиган асбоб яратди ва натижада ёруғликнинг квант назарияси узил-кесил исбот қилинди.

Ёруғликнинг корпускуляр ва тўлқин назариялари модданинг синдириш кўрсаттичи билан ёруғликнинг моддадаги тарқалиш тезлиги орасида турли кўринишдаги боғланишлар мавжудлигига олиб келади. Ньютон назариясига асосан ёруғликнинг синиши икки муҳит чегарасида корпускулалар тезлигининг нормал ташкил этувчиси шу чегарада таъсир этувчи куч томонидан ўзгартирилади деб ҳисобланади.



2-расм.

$$\sin\alpha=\upsilon_{1x}/\upsilon_1 \qquad (1.3)$$

$$\sin r=\upsilon_{2x}/\upsilon_2 \qquad (1.4)$$

Шартга асосан тезликнинг тангенциал ташкил этувчиси ўзгармайди ($\upsilon_{1x}/\upsilon_{2x}$). Шунинг учун (1.3) ва (1.4) дан шундай ифодани хосил килиш мумкин.

$$\frac{\sin\alpha}{\sin r}=\frac{\upsilon_{1x}/\upsilon_1}{\upsilon_{2x}/\upsilon_2}=\frac{\upsilon_{1x}\cdot\upsilon_2}{\upsilon_{2x}\cdot\upsilon_1}=\frac{\upsilon_2}{\upsilon_1} \qquad (1.5)$$

Синиш қонунига асосан (1.5) ни ҳисобга олсак,

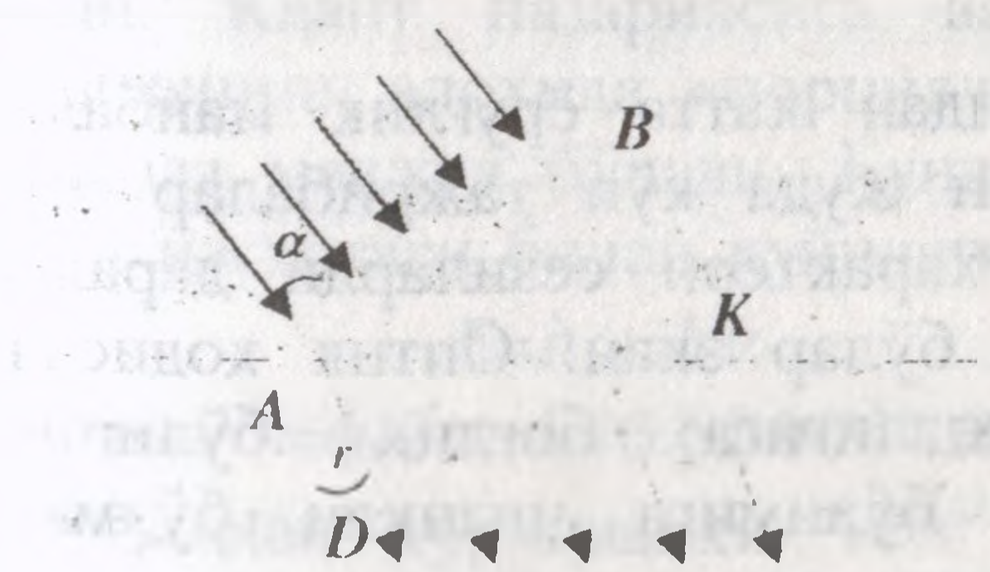
$$\sin\alpha/\sin r=n_2/n_1 \qquad n_2/n_1=\upsilon_2/\upsilon_1 \qquad (1.6)$$

Агар ёруғлик бўшлиқ (вакуум) билан ёндошган муҳит чегарасида синса, у ҳолда $n_1=1$; $\upsilon=c$ (ёруғликнинг вакуумдаги тезлиги), $\upsilon_2=\upsilon$ деб олсак ва n_2 ни n деб олсак натижада қуйидаги ифода ҳосил бўлади:

$$n_2/n_1=n=\upsilon/c \qquad (1.7)$$

Ёруғликнинг тўлқин назарияси эса бу ифодага тескари бўлган хулосага олиб келади.

Маълумки, Гюйгенс принципига асосан тўлқин фронти етиб борган ҳар бир нуқта янги иккиламчи тўлқин манбаи бўла олади. Фараз қилайлик, AB ясси тўлқин фронти бўшлиқда c тезлик билан тарқалаётган бўлиб, бу фронт бўшлиққа ёндошган муҳитга α бурчак остида тушсин ва ёруғликнинг муҳитдаги тезлиги энди υ бўлсин. Маълум вақт оралиғи Δt дан кейин B нуқтадан тарқалаётган тўлқин $BK=c\Delta t$ масофани босиб ўтади ва муҳит чегарасига етиб келади. Шу вақтнинг ўзида A нуқтадан тарқалаётган тўлқин $AД=\upsilon\Delta t$ масофани босиб ўтади.



3-расм.

Расмдан кўриниб турибдики, AK томон бир вақтнинг ўзида иккита тўғри бурчакли ABK ва $AДK$ учбурчаклар учун гипотенузасидир ва унинг қиймати қуйидагига тенгдир

$$AK=c\Delta t/\sin\alpha=\upsilon\Delta t/\sin r \qquad (1.8)$$

$$c/\sin\alpha=\upsilon/\sin r \qquad (1.9)$$

ёки

$$\sin\alpha/\sin r=c/\upsilon \qquad (1.10)$$

Маълумки n муҳит учун ҳамма вақт бирдан катта ($n>1$). Шунинг учун корпускуляр назарияга асосан $\upsilon>c$, тўлқин назариясига асосан эса $c>\upsilon$ бўлади.

1851 йилда Фуко ёруғликнинг тезлигини сувда ўлчади ва (1.10) ифодани тўғрилигини тасдиқлади. Шундай қилиб ёруғлик ҳам тўлқин, ҳам зарра хоссасига эга эканлиги аниқланди. Баъзи бир ҳодисаларда - интерференция, дифракция ва қутбланишда ёруғлик ўзининг тўлқин хоссасини намоён қилса, бошқа ҳодисаларда эса, мисол учун фотоэффект ҳодисасида, ёруғлик ўзининг зарра хоссасини намоён қилади. Ёруғликнинг тўлқин узунлигига қараб унинг корпускуляр (зарра) ва тўлқин хоссалари ҳам ўзгариб туради. Катта тўлқин узунлигига эга бўлган ёруғлик нурининг корпускуляр хоссасини пайқаш қийин бўлса кичик тўлқин узунлигига эга бўлган нурнинг тўлқин хоссасини аниқлаш қийиндир. Демак, ёруғлиқ ҳақида тўла тушунча ҳосил қиладиган назария унинг тўлқин ва квант хоссаларини биргаликда ҳисобга олиш керак. Яъни ёруғлик дискретлик ва узлуксизликнинг бирлигидан иборатдир.

Ёруғликнинг қувватини характерловчи катталик сифатида унинг интенсивлиги I қабул қилинган. Бу катталик қуйидаги формула ёрдамида аниқланади:

$$I=(1/4\pi)cnE^2 \qquad (1.11)$$

Бу ерда n мухитнинг синдириш кўрсатгичи, E ёруғлик тўлқини электр майдон кучланганлиги, c ёруғликнинг бўшлиқдаги тарқалиш тезлиги. Одатдаги ёруғлик манбаларининг интенсивлиги 10 Вт/см^2 дан ошмайди.

Айрим ёруғлик манбалари билан олиб бориладиган тажрибалар шуни кўрсатадики, оптик ҳодисалар характери нурланиш интенсивлигига боғлиқ эмас. Бундай ҳодисаларга чизиқли ҳодисалар ва уни ўрганувчи оптика бўлимига чизиқли оптика дейилади.

Қуввати 10^8 Вт/см^2 ва бундан катта ёруғлик манбалари (лазерлар) билан олиб борилган жуда кўп тажрибалар шуни кўрсатадики оптик ҳодисалар характери сезиларли даражада ёруғлик интенсивлигига боғлиқ бўлар экан. Оптик ҳодисалар характери нурланиш интенсивлигига боғлиқ бўлишини ўрганувчи оптиканинг бундай бўлимига чизиқли бўлмаган оптика дейилади.

Оптиканинг бу янги йўналиши 1962 йилдан бошлаб иккинчи гармоника генерацияси (частотани икки марта ошириш эффекти) очилишидан сўнг жадал ривожлана бошлади.

Ёруғлик ҳақидаги таълимот ва замонавий оптиканинг ривожлантиришда жаҳон олимлари: Д. Рождественский, М. Планк, С. Вавилов, П. Лебедев, Ч. Раман, А. Эйнштейн, Г.

Лоренц, И. Ньютон, Х. Гюйгенс, Г. С. Ландсберг ва бошқалар билан бир қаторда республикамиз олимлари-академиклари А.Отахўжаев, П.Ҳабибуллаев, М.Ашуров ва бошқаларнинг ҳиссаси каттадир.

Ёруғликнинг кўринадиган диапазони кўз қабул қиладиган электромагнит тўлқинлардан иборатдир. Бу тўлқинларнинг диапазони кўзнинг индивидуал хоссаларига боғлиқ бўлиб, у қуйидаги чегарада ўзгаради: $\lambda=380\div760$ нм. Кўринадиган диапазон частоталари айланма (ω) ва чизикли (ν) частоталардан иборат бўлади, улар орасидаги боғланиш қуйидагича бўлади:

$$\omega=2\pi\nu \qquad (1.12)$$

бу ерда

$$\nu=1/T \qquad (1.13)$$

бунда Т тебраниш даврини ифодалайди. Айланма частотанинг ўлчов бирлиги c^{-1} бўлиб, чизиқли частотанинг ўлчов бирлиги герцдир (1Гц=1/с). Тўлқин узунлиги (λ) билан тебраниш даври орасида қуйидаги боғланиш мавжуд:

$$\lambda=cT \qquad (1.14)$$

бунда $c=3\cdot10^8$ м/с ёруғликнинг бўшликдаги тезлиги, T – тебраниш даври. Ёруғликнинг кўринадиган диапазонини частотаси бўйича қиймати (1.12), (1.13) ва (1.14) га асосан қуйидагига тенг:

$$\omega=(2.5\div5)\cdot10^{15}\ \text{с}^{-1} \qquad \nu=(4\div8)\cdot10^{14}\ \text{Гц}$$

Назарий равишда частоталар $\nu=0$ дан $\nu=\infty$ гача бўлган қийматларни қабул қилиши мумкин. Аммо ёруғликнинг корпускуляр хоссаси частоталарнинг бундай ўзгаришига чек қўяди. Квант назариясига асосан электромагнит нурланиш энергиясини алоҳида «порциялари» (бўлаклари) яъни квантлар шаклида мавжуд бўлади. Бундай нурланишнинг энергияси (E) унинг частотаси билан қуйидагича муносабатда бўлади

$$E=h\omega=h\nu \qquad (1.15)$$

Бу ерда $h=h/2\pi$, $h=6.62\cdot10^{-34}$ Ж·с Планк доймийси. Бу (1.15) формуладан кўринадики $\nu=\infty$ бўлган частоталарнинг бўлиши мумкин эмас, чунки бунга мос квантларнинг энергияси чексизликка тенг бўлар эди. Агар минимал квант энергияси E_0 мавжуд бўлса, у ҳолда (1.15) формула кичик частоталар қиймати учун ҳам чегараланиш беради. Бунинг маъноси шундан иборатки, ёруғлик нурланиш частотаси қуйидаги тенглик билан аниқланадиган частотадан кичик бўлмаслиги керак

$$\nu_0 = E_0/h \qquad (1.16)$$

Лекин амалдаги электромагнит тўлқинлар частотаси қуйи томондан чегараланган эмас. Энг кичик частота (8 Гц га яқин) ионосфера ва ер юзидаги турғун электромагнит тўлқинларда кузатилади.

Бундан қуйидагича хулоса чиқарин мумкин. Электромагнит нурланишлар квантининг энг кичик энергияси (1.15) тенгликка асосан 10^{-33} Ж дан камроқ бўлиши мумкин. Электромагнит тўлқинлар тўлқин узунлиги (λ) ва энергияси (E) бўйича қуйидагича тақсимланиш диапазонига эга:

Нурланишнинг номи	Диапазон чегаралари	
	Тўлқин узунлиги (λ)	Квантлар энергияси (E)
Гамма нурланиш	<0,0012 нм	>1МэВ
а) Рентген нурлари	0,0012÷12 нм	100 эВ÷1 МэВ
б) Ультрабинафша	12÷380 нм	3,2÷100 эВ
в) Кўзга кўринадиган	380÷760 нм	1,6÷3,2 эВ
г) Инфрақизил	760÷10^6 нм=1 мм	$1{,}2\cdot10^{-3}$÷1,6 эВ
д) Радиотўлқинлар	>1 мм	<$1{,}2\cdot10^{-3}$ эВ

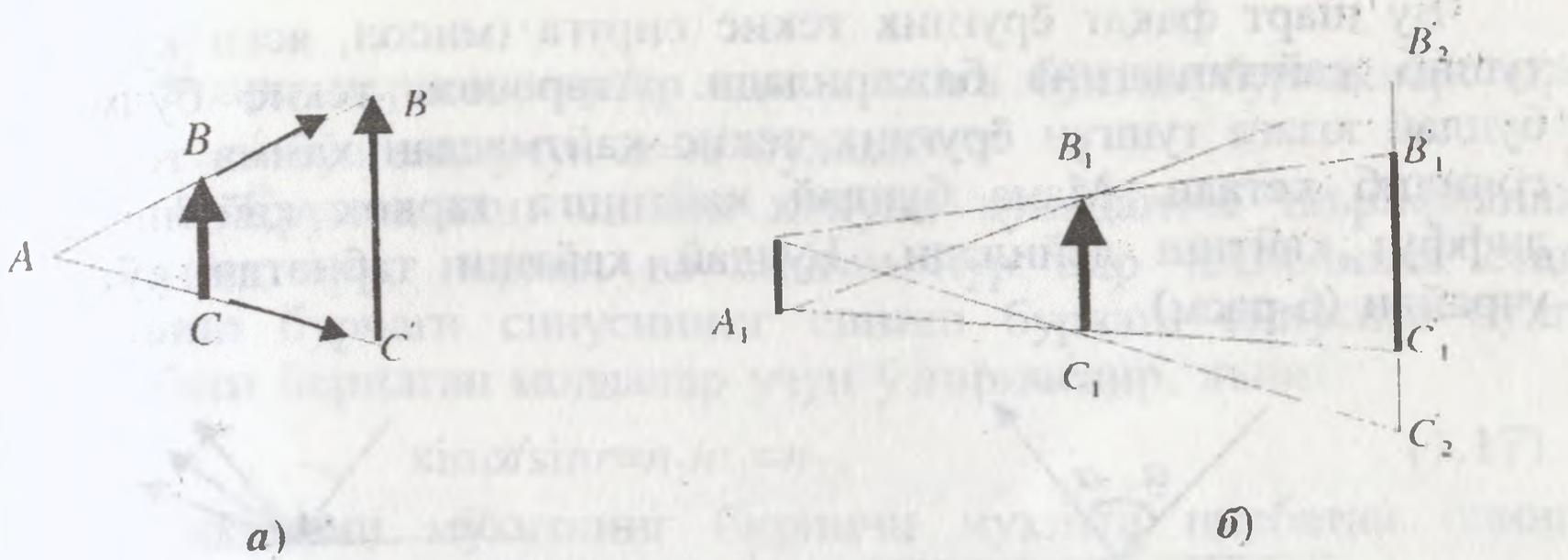
2-§. Геометрик оптиканинг асосий қонунлари

Энг қадимги замонлардан бери геометрик оптиканинг қуйидаги тўртта асосий қонунлари маълумдир:

1. Ёруғликнинг тўғри чизиқ бўйлаб тарқалиш қонуни.
2. Ёруғлик нурларининг мустақиллик қонуни.
3. Ёруғликнинг қайтиш қонуни.
4. Ёруғликнинг икки оптик шаффоф мухит чегарасида синиш қонуни.

Бу қонунлар тўғрисида қисқача тўхталиб ўтайлик.

1. Ёруғлик бир жинсли мухитда тўғри чизиқ бўйлаб тарқалади. Соя ва ярим соянинг ҳосил бўлиши ушбу қонуннинг исботидир. Агар тиниқмас BC жисмни нуқтавий ёруғлик манбаи A ёрдамида ёритсак, у вақтда бу тиниқмас жисмнинг B' C' сояси экранда аниқ бўлиб кўринади (4*а*-расм).



а) *б*)

4-расм.

Агар ёруғлик манбаи A_1 маълум ўлчамга эга бўлса, B'_1 C'_1 соядан ташқари B'_1 B'_2 ва C'_1 C'_2 ярим соялар ҳам ҳосил бўлади (*4б*-расм).

Лекин ёруғликнинг тўғри чизиқ бўйлаб тарқалиш қонуни тахминий қонундир, чунки ёруғлик жуда кичик тешиклар орқали ўтганда ёруғликнинг тўғри чизиқ бўйлаб тарқалиши қонунидан четланиш кузатилади. Тешик қанча кичик бўлса, бу четланиш шунча катта бўлади. Бундай четланишга ёруғлик дифракцияси дейилади.

2. Ёруғлик нурларининг мустақиллик қонуни шундан иборатки, унча кучли бўлмаган ёруғлик нурлари бир-бири билан учрашганда улар бир-бирига халақит бермайдилар. Лекин нурлар учрашган нуқтанинг ёритилганлиги ошади. Бу қонуннинг бажарилишини исботловчи омил қилиб бир вақтнинг ўзида инсон кўзи томонидан бир нечта буюмларни кўришни айтиш мумкин. Чунки бу буюмлардан қайтиб, инсон кўзига тушувчи ёруғлик нурлари бир-бирларига халақит бермайди, акс ҳолда биз уларни бир пайтнинг ўзида барча буюмларни бирданига кўрмаган бўлар эдик.

Ёруғлик иккита тиниқ муҳитлар ёндошган чегарадан ўтганда тушувчи нур иккита қайтган ва синган нурларга ажралади. Бу нурларнинг йўналиши ёруғликнинг қайтиш ва синиш қонунлари билан аниқланади.

3. Ёруғликнинг қайтиш қонунини қуйидагича таърифлаш мумкин: Тушган нур, қайтган нур ва тушиш нуқтасидан икки муҳит чегарасига ўтказилган нормал бир текисликда ётали. Ёруғликнинг тушиш бурчаги α қайтиш бурчаги α' га тенг, яъни $\alpha=\alpha'$ (5-расм).

$$\nu_0 = E_0/h \qquad (1.16)$$

Лекин амалдаги электромагнит тўлқинлар частотаси қуйи томондан чегараланган эмас. Энг кичик частота (8 Гц га яқин) ионосфера ва ер юзидаги турғун электромагнит тўлқинларда кузатилади.

Бундан қуйидагича хулоса чиқариш мумкин. Электромагнит нурланишлар квантининг энг кичик энергияси (1.15) тенгликка асосан 10^{-33} Ж дан камроқ бўлиши мумкин. Электромагнит тўлқинлар тўлқин узунлиги (λ) ва энергияси (E) бўйича қуйидагича тақсимланиш диапазонига эга:

Нурланишнинг номи	Диапазон чегаралари	
	Тўлқин узунлиги (λ)	Квантлар энергияси (E)
Гамма нурланиш	<0,0012 нм	>1МэВ
а) Рентген нурлари	0,0012÷12 нм	100 эВ÷1 МэВ
б) Ультрабинафша	12÷380 нм	3,2÷100 эВ
в) Кўзга кўринадиган	380÷760 нм	1,6÷3,2 эВ
г) Инфрақизил	760÷10^6 нм=1 мм	1,2·10^{-3}÷1,6 эВ
д) Радиотўлқинлар	>1 мм	<1,2·10^{-3} эВ

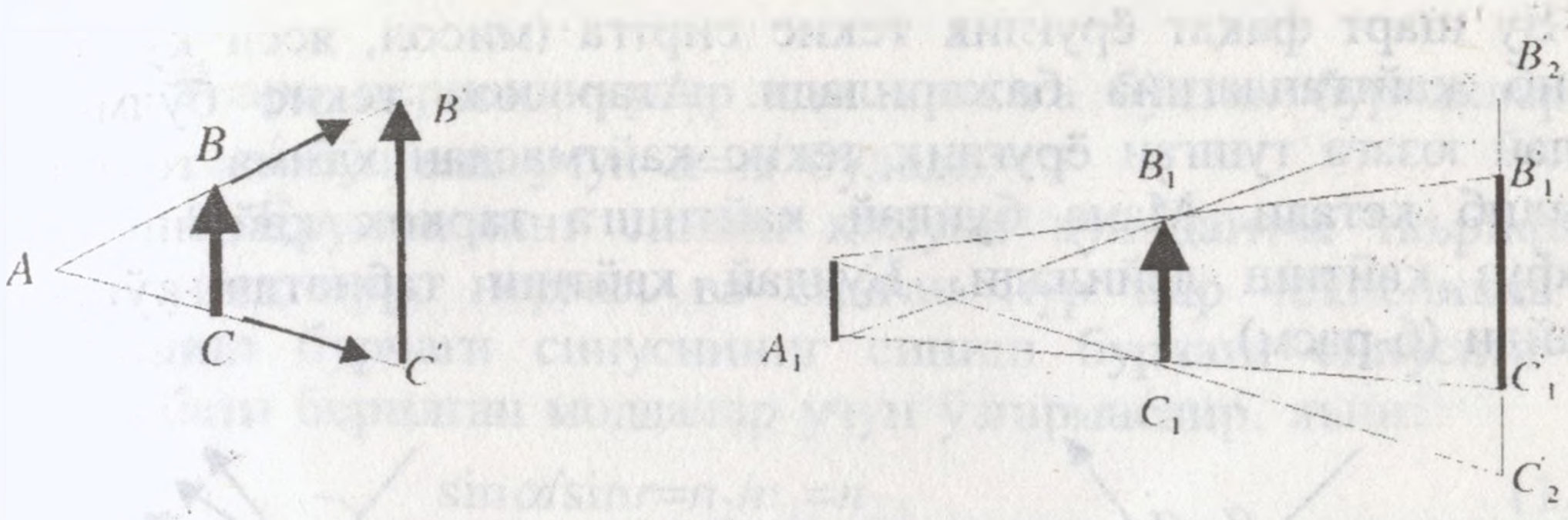
2-§. Геометрик оптиканинг асосий қонунлари

Энг қадимги замонлардан бери геометрик оптиканинг қуйидаги тўртта асосий қонунлари маълумдир:

1. Ёруғликнинг тўғри чизиқ бўйлаб тарқалиш қонуни.
2. Ёруғлик нурларининг мустақиллик қонуни.
3. Ёруғликнинг қайтиш қонуни.
4. Ёруғликнинг икки оптик шаффоф мухит чегарасида сиқиш қонуни.

Бу қонунлар тўғрисида қисқача тўхталиб ўтайлик.

1. Ёруғлик бир жинсли мухитда тўғри чизиқ бўйлаб тарқалади. Соя ва ярим соянинг ҳосил бўлиши ушбу қонуннинг исботидир. Агар тиниқмас BC жисмни нуқтавий ёруғлик манбаи A ёрдамида ёритсак, у вақтда бу тиниқмас жисмнинг B' C' сояси экранда аниқ бўлиб кўринади (4*а*-расм).



а) *б)*

4-расм.

Агар ёруғлик манбаи A_1 маълум ўлчамга эга бўлса, B'_1 C'_1 соядан ташқари B'_1 B'_2 ва C'_1 C'_2 ярим соялар ҳам ҳосил бўлади (*4б*-расм).

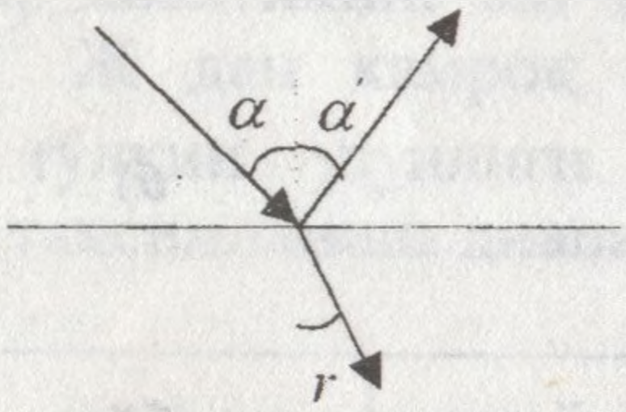
Лекин ёруғликнинг тўғри чизиқ бўйлаб тарқалиш қонуни тахминий қонундир, чунки ёруғлик жуда кичик тешиклар орқали ўтганда ёруғликнинг тўғри чизиқ бўйлаб тарқалиши қонунидан четланиш кузатилади. Тешик қанча кичик бўлса, бу четланиш шунча катта бўлади. Бундай четланишга ёруғлик дифракцияси дейилади.

2. Ёруғлик нурларининг мустақиллик қонуни шундан иборатки, унча кучли бўлмаган ёруғлик нурлари бир-бири билан учрашганда улар бир-бирига халақит бермайдилар. Лекин нурлар учрашган нуқтанинг ёритилганлиги ошади. Бу қонуннинг бажарилишини исботловчи омил қилиб бир вақтнинг ўзида инсон кўзи томонидан бир нечта буюмларни кўришни айтиш мумкин. Чунки бу буюмлардан қайтиб, инсон кўзига тушувчи ёруғлик нурлари бир-бирларига халақит бермайди, акс ҳолда биз уларни бир пайтнинг ўзида барча буюмларни бирданига кўрмаган бўлар эдик.

Ёруғлик иккита тиниқ муҳитлар ёндошган чегарадан ўтганда тушувчи нур иккига қайтган ва синган нурларга ажралади. Бу нурларнинг йўналиши ёруғликнинг қайтиш ва синиш қонунлари билан аниқланади.

3. Ёруғликнинг қайтиш қонунини қуйидагича таърифлаш мумкин: Тушган нур, қайтган нур ва тушиш нуқтасидан икки муҳит чегарасига ўтказилган нормал бир текисликда ётади. Ёруғликнинг тушиш бурчаги α қайтиш бурчаги α' га тенг, яъни $\alpha=\alpha'$ (5-расм).

Бу шарт фақат ёруғлик текис сиртга (мисол, ясси кўзгуга) тушиб қайтгандагина бажарилади. Агар юза текис бўлмаса, бундай юзага тушган ёруғлик текис қайтмасдан ҳамма томонга сочилиб кетади. Мана бундай қайтишга таркок қайтиш ёки диффуз қайтиш дейилади. Бундай қайтиш табиатда кўпроқ учрайди (6-расм).

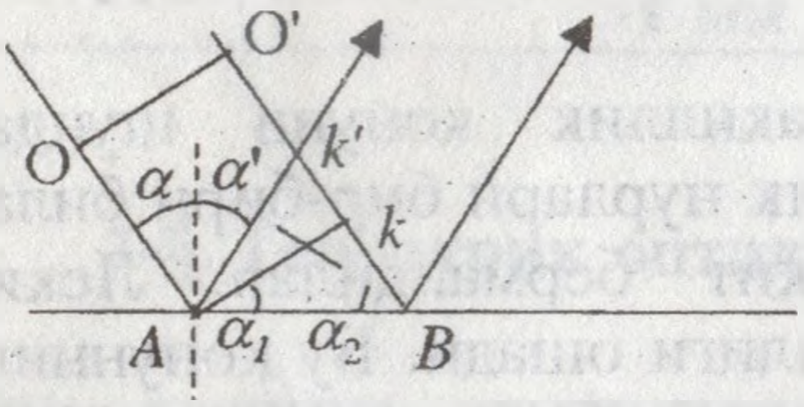


5-расм.

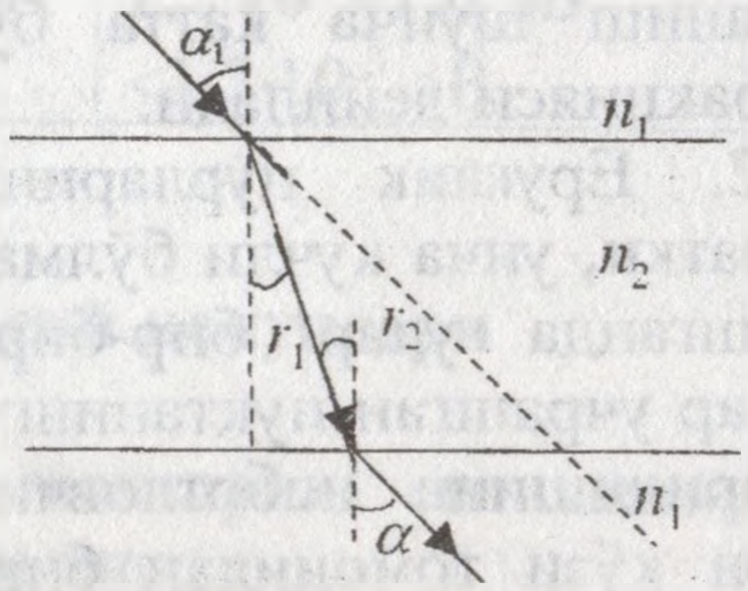


6-расм.

Ёруғликнинг қайтиш қонунини унинг тўлқин назарияси асосида исботлаш мумкин. Фараз қилайликки, *AB* юзага *OA* йўналишда ясси тўлқин тушсин ва бу тўлқиннинг фронти *AK* бўлсин (7-расм).



7-расм.



8-расм.

Тўлқин фронти *AK* ҳолатни эгаллаган вақтда *AB* сиртнинг *A* нуқтасидан элементар тўлқин v тезлик билан тарқалади t вақт оралиғида шу тўлқин фронтининг бошқа чети *KB* масофани босиб ўтганча *A* нуқтадан тарқалаётган тўлқин AK' га тенг масофага тарқалади, чунки $KB=Vt$ ва $AK'=vt$. Бу вақтда *A* нуқтадан радиуси AK' га тенг бўлган ярим айланага ўтказилган ўринма тўлқин фронтининг янги ҳолати $K'B$ ни беради ва бу фронт вақтнинг ўтиши билан AO' йўналиш бўйича силжийди, яъни *OA* тушувчи нур, AO' эса қайтган нурдир. Расмга асосан *AKB* ва $AK'B$ учбурчаклар бир-бирига тенг, чунки уларнинг AK' ва *BK* катетлари ўзаро тенг бўлиб, гипотенуза иккала учбурчак учун умумийдир. Демак $\alpha_1=\alpha_2$

Ўзаро перпендикуляр томонга эга бўлган бурчаклар: $\alpha_1=\alpha$ ва $\alpha_2=\alpha'$ бўлгани учун $\alpha=\alpha'$ бўлади.

4. Ёруғликнинг синиш қонуни қуйидагича таърифланади: тушувчи нур, нормал ва синган нур бир текисликда ётади. Тушиш бурчаги синусининг синиш бурчаги синусига бўлган нисбати берилган моддалар учун ўзгармасдир, яъни:

$$\sin\alpha/\sin r=n_2/n_1=n_{2,1} \qquad (1.17)$$

$n_{2,1}$ иккинчи мухитнинг биринчи мухитга нисбатан олинган нисбий синдириш кўрсатгичи дейилади.

Мухитнинг бўшлиққа нисбатан олинган синдириш кўрсаткичи унинг абсолют синдириш кўрсаткичи дейилади. Иккала мухитларнинг нисбий синдириш кўрсаткичи уларнинг абсолют синдириш кўрсаткичлари n_1 ва n_2 орқали қуйидагича ифодаланади:

$$n_{2,1}=n_2/n_1 \qquad (1.18)$$

Қалинлиги d га, синдириш кўрсаткичи n га тенг ясси параллел пластинкага ёруғлик нури бирор α бурчак остида тушганда қандай ҳодиса кузатилишини қарайлик. Тажриба курсатадики, пластинкадан чиққан нур тушувчи нурга параллел бўлади. Ҳақиқатан ҳам, (1.17) формулани пластинканинг иккала сиртидан синган нур учун ёзсак (8-расм):

$$\sin\alpha/\sin r_1=n_2/n_1 \qquad (1.19)$$

$$\sin r_2/\sin\alpha_2=n_1/n_2 \qquad (1.20)$$

(1.19) ва (1.20) нинг мос томонларини ўзаро кўпайтирсак

$$(\sin\alpha/\sin r_1)\ (\sin r_2/\sin\alpha_2)=(n_2/n_1)\ (n_1/n_2)=1 \qquad (1.21)$$

Геометриядан маълумки $r_1=r_2$ у вақтда

$$\sin\alpha_1/\sin\alpha_2=1 \quad \text{ёки} \quad \alpha_1=\alpha_2 \qquad (1.22)$$

(1.22) дан кўринадики, ясси параллел пластинкага тушувчи нур, пластинкадан кейин тушиш йўналишига параллел колади, аммо маълум бир ΔX масофага силжийди. (1.17) ни қуйидагича ёзиш мумкин:

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

Бу ифодага оптик инвариантлик дейилади. Амалда ҳавонинг синдириш кўрсаткичи бирга тенг деб олинади. Ҳақиқатда эса $P=760$ мм.сим.уст., $T=293$ K бўлганда $n_x=1{,}000274$ га тенгдир.

Юқорида баён этилган оптиканинг асосий қонунларидан четланиш дифракцион ҳодисалардан ташқари чизиқли бўлмаган

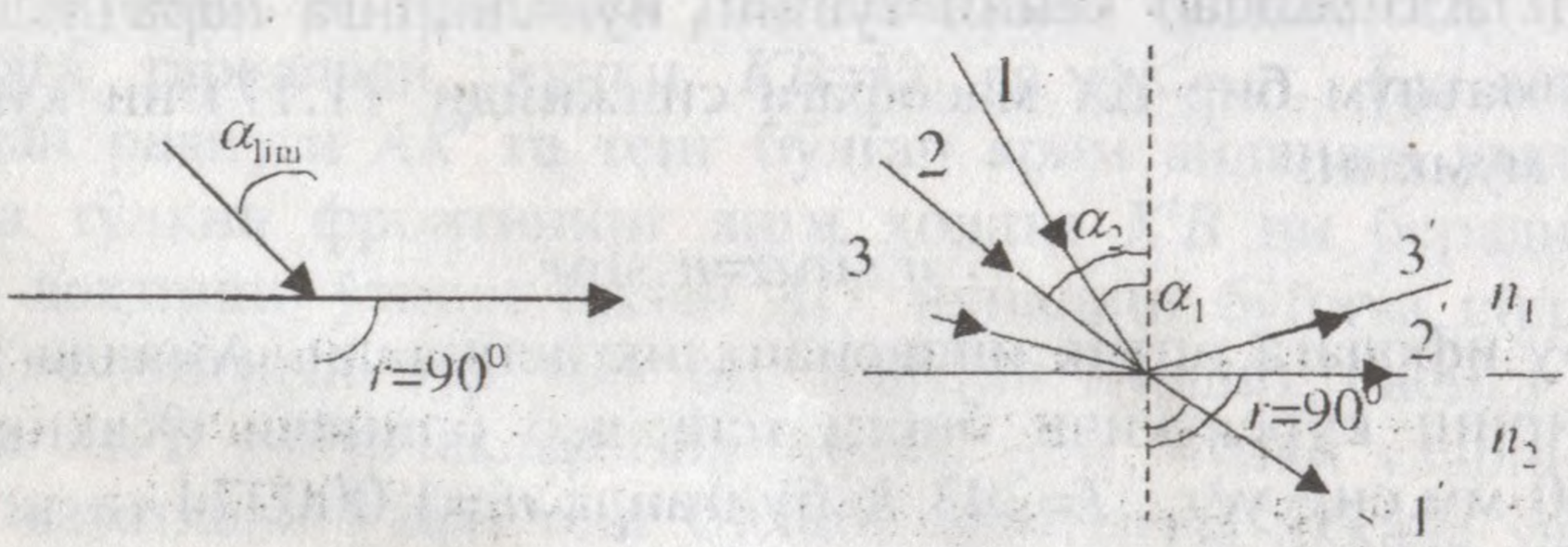
оптик жараёнларда, яъни ёруғлик дасталарининг интенсивлиги жуда катта бўлган ёруғлик оқимининг модда билан ўзаро таъсири пайтида ҳам кузатилиши мумкин.

3-§. Ёруғликнинг тўла ичга қайтиш ҳодисаси

Ёруғликнинг икки муҳит чегарасидаги синиш қонунидан кўринадики, икки муҳитнинг нисбий синдириш кўрсаткичига қараб синиш бурчаги тушиш бурчагидан катта ёки кичик бўлиши мумкин.

Ҳақиқатан ҳам: $\sin\alpha/\sin r=n_2/n_1$ тенгликда $n_2>n_1$ бўлса яъни ёруғлик нури оптик зичлиги кичик мухитдан оптик зичлиги катта мухитга ўтса $\sin\alpha/\sin r=n_2/n_1>1$ бўлиб бундан $\sin\alpha>\sin r$ эканлиги чиқади ва бу хол учун тушиш бурчагини қиймати синиш бурчаги қийматидан катта бўлади ($\alpha>r$).

Агар иккинчи муҳитнинг оптик зичлиги кичик, яъни аксинча ($n_1>n_2$) бўлса, у вақтда $\alpha<r$ бўлади, яъни синган нур тушувчи нурга нисбатан нормалдан узоқлашади ва тушиш бурчагини ошира борсак унинг маълум бир қийматида синиш бурчаги 90^0 га тенг бўлади ва синган нур икки муҳит чегараси бўйлаб тарқалади. Синиш бурчаги 90^0 га тенг бўлгандаги тушиш бурчагига чегаравий ёки лимит бурчак дейилади (9-расм). Тушиш бурчагининг ундан катта қийматларида эса нур иккинчи муҳитда синмасдан тулагича биринчи муҳитга қайтади. Шу ҳодисага ёруғликнинг тўла ички қайтиш ҳодисаси дейилади. Шундай қилиб, ёруғликнинг тўла ички қайтиш ҳодисаси ёруғлик нурлари оптик зичлиги катта муҳитдан оптик зичлиги кичик муҳитга ўтганда ва тушиш бурчагининг қиймат чегаравий ёки лимит бурчаги қийматидан катта бўлганда содир бўлар экан.



9-расм.

9-расмга асосан $\alpha_2=\alpha_{лимит}$, $\alpha>\alpha_{лимит}$ бўлган вақтда ёруғликнинг синиш ҳодисаси бўлмайди ва фақат ёруғликнинг қайтиши, яъни тўла ичга қайтиш ҳодисаси бўлади.

Синиш қонунига асосан: $\sin\alpha_2/\sin r_2=n_2/n_1$ $r_2=90°$ $\sin 90°=1$ у вактда

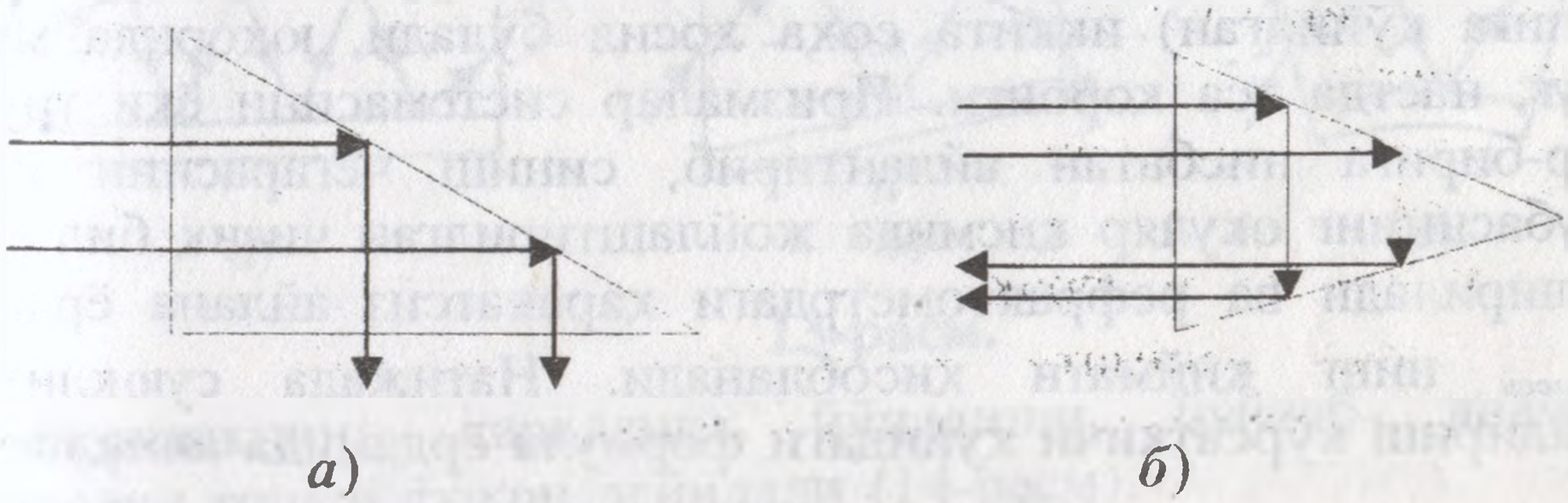
$$\sin\alpha_2=\sin\alpha_{лимит}=n_2/n_1$$

$$\alpha_{лимит}=\arcsin n_2/n_1$$

$\alpha_{лимит}$ бурчак икки муҳит чегараси учун охирги шартдан топилади.

Ёруғликнинг тўла ичга қайтиш ҳодисасидан турли оптик асбобларда фойдаланилади (дурбинларда, перископларда ва ҳ.к.). Бундан ташқари бу ҳодиса моддаларнинг синдириш кўрсаткичларини аниқлаш учун ишлатилади.

Агар шишага 42° дан каттароқ бурчак остида (α=45°) ёруғлик нурини туширсак, у ҳолда тўла ичга қайтиш ҳодисасини кузатамиз. Шишадан ясалган тўла ички қайтиш призмаларида ана шу шарт бажарилади (10*а*, 10*б*-расмлар).



а) *б*)

10–расм.

Перископ ёрдамида ер юзасидаги объектларни, чуқурликдан туриб ташқарини кузатиш мумкин (11-расм). L_1 ва L_2 линзалар $П_1$ ва $П_2$ тўла ичга қайтиш призмалари.

Суюқ ҳолатдаги моддаларнинг синдириш кўрсаткичини аниқлаш учун хизмат қиладиган асбоб - рефрактометрнинг ишлаш принципи ёруғликнинг тўла ичга қайтиш ҳодисасига асосланган. Рефрактометрда текширилаётган суюқлик томчиси *ABC* ва *DEF* призмалар ўртасига жойлаштирилади ва бу томчи шу оралиқда тез ёйилади. Бу призмалар синдириш кўрсаткичи катта (n=1,72) бўлган шишалардан ясалган. Сочилган ёруғлик пастдан *AB* қиррага ташланади ва бу нурлар *AC* шиша суюқлик чегарасига турли бурчаклар остида тушадилар.

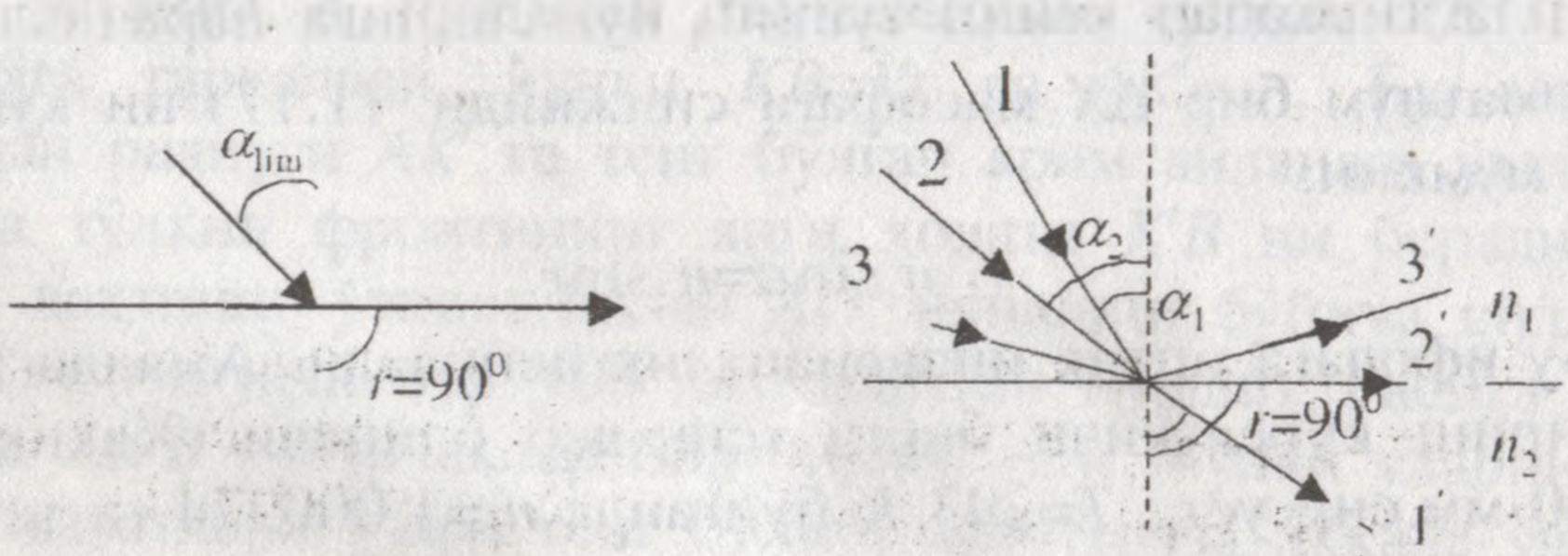
оптик жараёнларда, яъни ёруғлик дасталарининг интенсивлиги жуда катта бўлган ёруғлик оқимининг модда билан ўзаро таъсири пайтида ҳам кузатилиши мумкин.

3-§. Ёруғликнинг тўла ичга қайтиш ҳодисаси

Ёруғликнинг икки муҳит чегарасидаги синиш қонунидан кўринадики, икки муҳитнинг нисбий синдириш кўрсаткичига қараб синиш бурчаги тушиш бурчагидан катта ёки кичик бўлиши мумкин.

Ҳақиқатан ҳам: $\sin\alpha/\sin r=n_2/n_1$ тенгликда $n_2>n_1$ бўлса яъни ёруғлик нури оптик зичлиги кичик мухитдан оптик зичлиги катта мухитга ўтса $\sin\alpha/\sin r=n_2/n_1>1$ бўлиб бундан $\sin\alpha>\sin r$ эканлиги чиқади ва бу хол учун тушиш бурчагини қиймати синиш бурчаги қийматидан катта бўлади ($\alpha>r$).

Агар иккинчи муҳитнинг оптик зичлиги кичик, яъни аксинча ($n_1>n_2$) бўлса, у вақтда $\alpha<r$ бўлади, яъни синган нур тушувчи нурга нисбатан нормалдан узоқлашади ва тушиш бурчагини ошира борсак унинг маълум бир қийматида синиш бурчаги 90^0 га тенг бўлади ва синган нур икки муҳит чегараси бўйлаб тарқалади. Синиш бурчаги 90^0 га тенг бўлгандаги тушиш бурчагига чегаравий ёки лимит бурчак дейилади (9-расм). Тушиш бурчагининг ундан катта қийматларида эса нур иккинчи муҳитда синмасдан тулагича биринчи муҳитга қайтади. Шу ҳодисага ёруғликнинг тўла ички қайтиш ҳодисаси дейилади. Шундай қилиб, ёруғликнинг тўла ички қайтиш ҳодисаси ёруғлик нурлари оптик зичлиги катта муҳитдан оптик зичлиги кичик муҳитга ўтганда ва тушиш бурчагининг қиймат чегаравий ёки лимит бурчаги қийматидан катта бўлганда содир бўлар экан.



9-расм.

9-расмга асосан $\alpha_2=\alpha_{лимит}$, $\alpha>\alpha_{лимит}$ бўлган вақтда ёруғликнинг сиқиш ҳодисаси бўлмайди ва фақат ёруғликнинг қайтиши, яъни тўла ичга қайтиш ҳодисаси бўлади.

Сиқиш қонунига асосан: $\sin\alpha_2/\sin r_2=n_2/n_1$ $r_2=90°$ $\sin 90°=1$ у вақтда

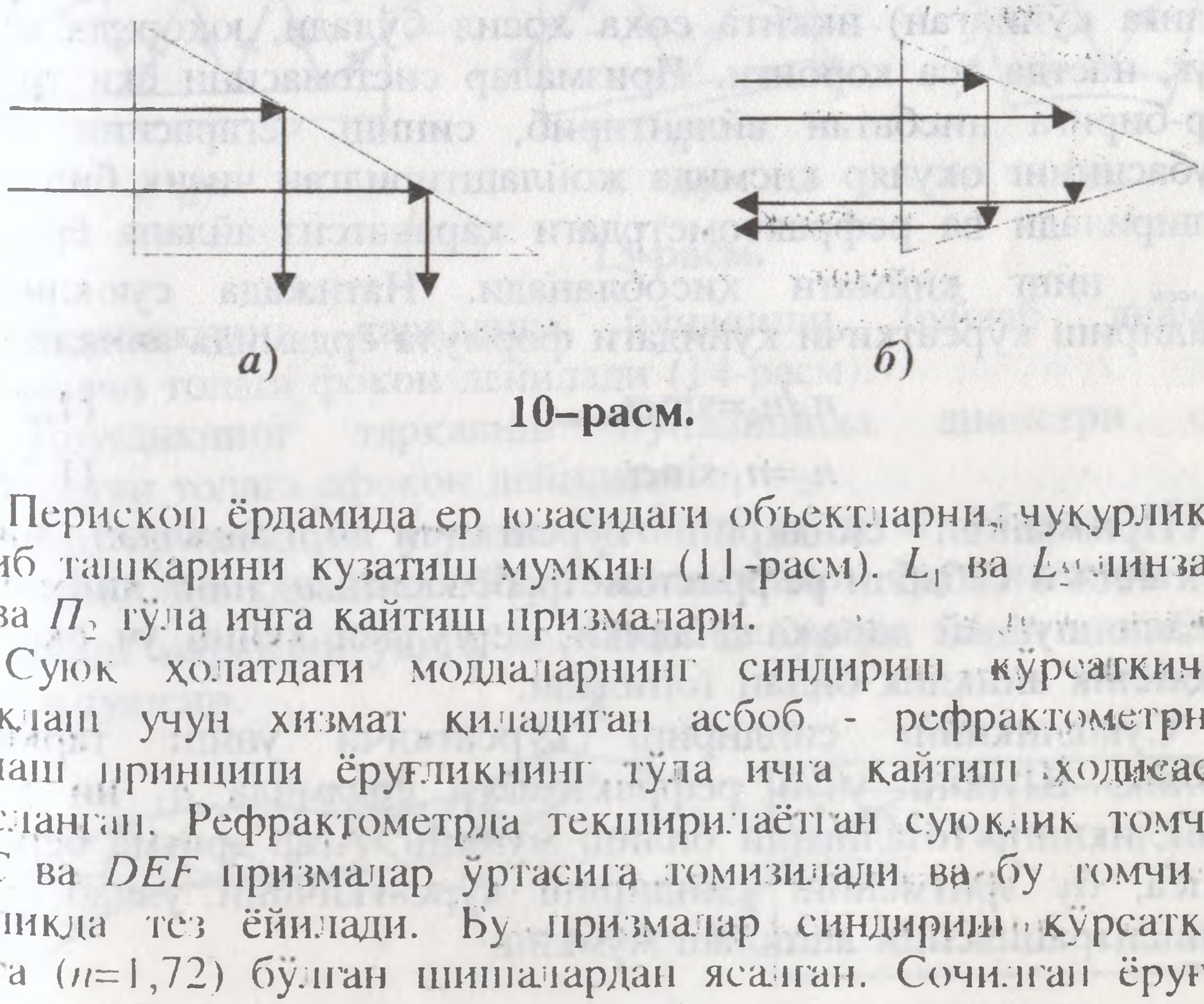
$$\sin\alpha_2=\sin\alpha_{лимит}=n_2/n_1$$

$$\alpha_{лимит}=\arcsin n_2/n_1$$

$\alpha_{лимит}$ бурчак икки муҳит чегараси учун охирги шартдан топилади.

Ёруғликнинг тўла ичга қайтиш ҳодисасидан турли оптик асбобларда фойдаланилади (дурбинларда, перископларда ва ҳ.к.). Бундан ташқари бу ҳодиса моддаларнинг синдириш кўрсаткичларини аниқлаш учун ишлатилади.

Агар шишага 42° дан каттароқ бурчак остида (α=45°) ёруғлик нурини туширсак, у ҳолда тўла ичга қайтиш ҳодисасини кузатамиз. Шишадан ясалган тўла ички қайтиш призмаларида ана шу шарт бажарилади (10*а*, 10*б*-расмлар).

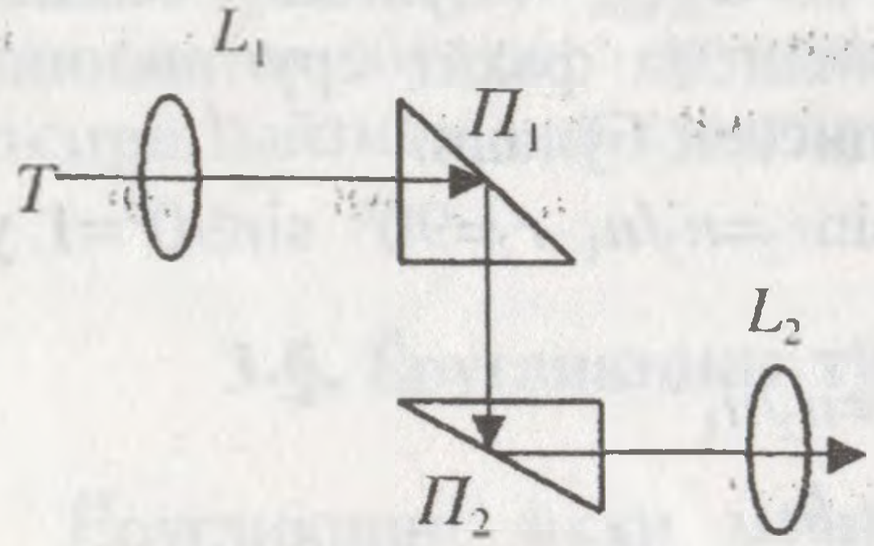


а) *б*)

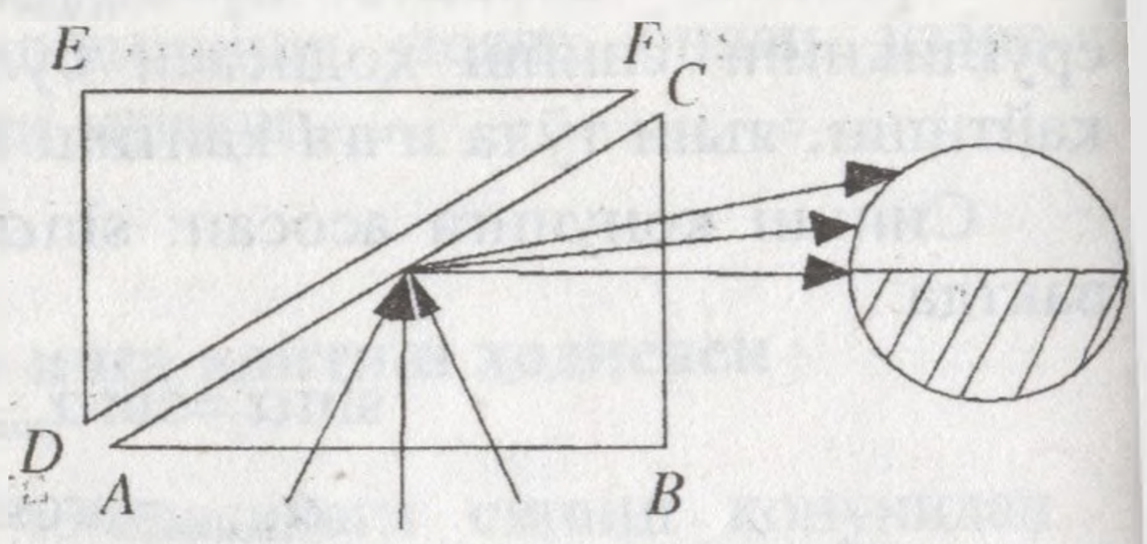
10–расм.

Перископ ёрдамида ер юзасидаги объектларни, чуқурликдан туриб ташқарини кузатиш мумкин (11-расм). L_1 ва L_2 линзалар $П_1$ ва $П_2$ тўла ичга қайтиш призмалари.

Суюқ ҳолатдаги моддаларнинг синдириш кўрсаткичини аниқлаш учун хизмат қиладиган асбоб - рефрактометрнинг ишлаш принципи ёруғликнинг тўла ичга қайтиш ҳодисасига асосланган. Рефрактометрда текширилаётган суюқлик томчиси *ABC* ва *DEF* призмалар ўртасига жойлаштирилади ва бу томчи шу оралиқда тез ёйилади. Бу призмалар синдириш кўрсаткичи катта (n=1,72) бўлган шишалардан ясалган. Сочилган ёруғлик пастдан *AB* қиррага ташланади ва бу нурлар *AC* шиша суюқлик чегарасига турли бурчаклар остида тушадилар.



11-расм.



12-расм.

Суюқликнинг синдириш кўрсаткичи $n_2<n_1$. Баъзи нурлар AC юзага чегаравий бурчакдан кичик бўлган бурчак остида тушадилар ва натижада суюқликдан ўтиб DEF призмага тушадилар. Лекин баъзи нурлар суюқлик қатламига чегаравий бурчакдан каттароқ бурчак остида тушадилар ва натижада ABC призмада бу нурлар учун тўла ичга қайтиши ҳодисаси юз бериб бу нурлар оқибатида BC қиррадан чиқадилар (12-расм).

T трубанинг кўриш майдонида (бу труба шу нурларнинг йўлига қўйилган) иккита соҳа ҳосил бўлади, юқорида мутлақ ёруғ, пастда эса қоронғи. Призмалар системасини ёки трубани бир-бирига нисбатан айлантириб, синиш чегарасини кўриш трубасининг окуляр қисмида жойлаштирилган чизиқ билан мос туширилади ва рефрактометрдаги ҳаракатсиз айлана ёрдамида $\alpha_{лимит}$ нинг қиймати ҳисобланади. Натижада суюқликнинг синдириш кўрсаткичи қуйидаги формула ёрдамида аниқланади:

$$n_2/n_1=\sin\alpha_{лимит} \qquad (1.23)$$

$$n_2=n_1\cdot\sin\alpha_{лимит} \qquad (1.24)$$

Призманинг синдириш кўрсаткичи n_1 аввалдан маълум бўлганлиги сабабли рефрактометр бевосита n_2 нинг қийматлари орқали шундай даражаланадики, вергулдан кейин уч ёки тўрт рақамлик аниқлик билан топилади.

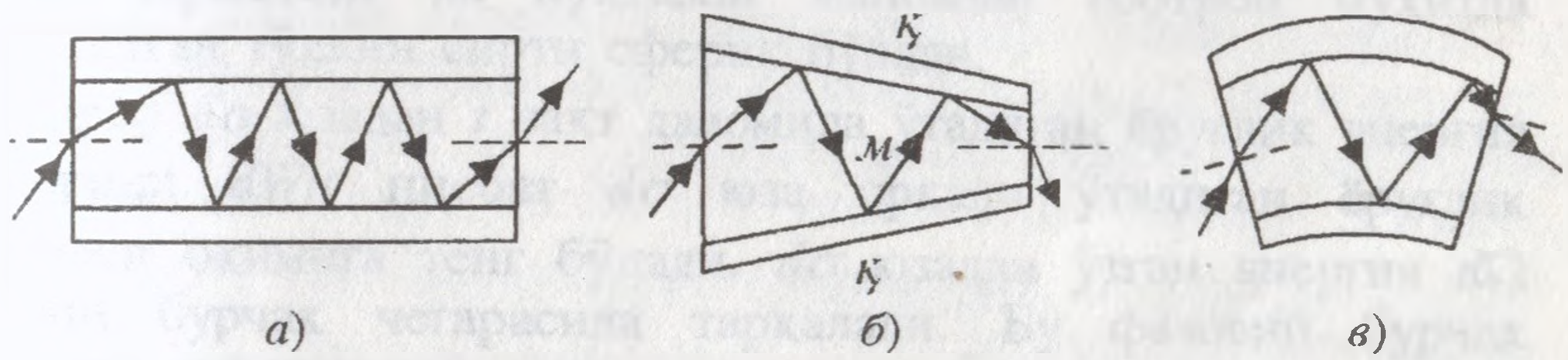
Суюқликнинг синдириш кўрсаткичи унинг таркибига боғлиқ. Шунинг учун рефрактометр ёрдамида n_2 ни ўлчаб, суюқликнинг тозалигини билиш мумкин. Агар эритма берилган бўлса, бу эритманинг синдириш кўрсаткичини ўлчаб, унинг концентрациясини аниқлаш мумкин.

4-§. Ёруғликнинг ўтказгичлари

Ёруғликнинг тўла ичга қайтиш ҳодисасидан фойдаланиб унинг энергиясини ва жисм тасвирини узоқ масофага узатиш мумкин.

Ана шу мақсад учун ёруғлик ўтказгичлари хизмат қилади. Ёруғлик ўтказгичлари ингичка ва букланадиган тола шаклига эга бўлиб, синдириш кўрсаткичи кичикроқ бўлган (*қ*) қобиқ ва синдириш кўрсаткичи каттароқ бўлган (*м*) магиз қисмлардан иборат бўлади. Ёруғлик ўтказгичларида ёруғлик нурлари тола деворларига чегаравий бурчакдан каттароқ бурчак остида тушади. Ёруғликнинг ана шундай тушиши натижасида тола деворларининг ички юзасидан ёруғликнинг тўла ички қайтиши содир бўлади ва толага тушган ёруғлик унинг охиридан чиқади, мана шунинг учун ҳам ушбу толалардан ёритилиши қийин бўлган жойларни ёритишда фойдаланилади.

Ўз шаклига қараб толалар турли хил бўлади (13*а,б,в*-расмлар).



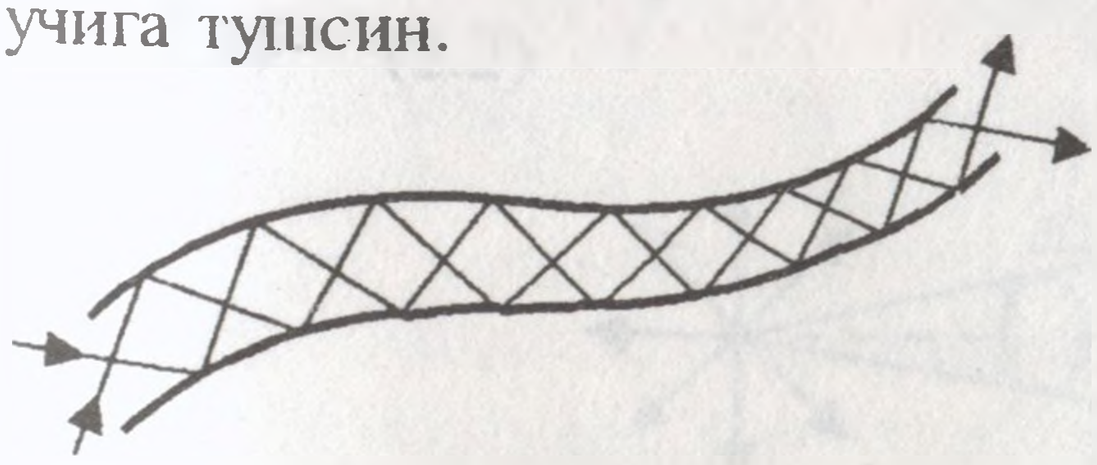
а) *б)* *в)*

13-расм.

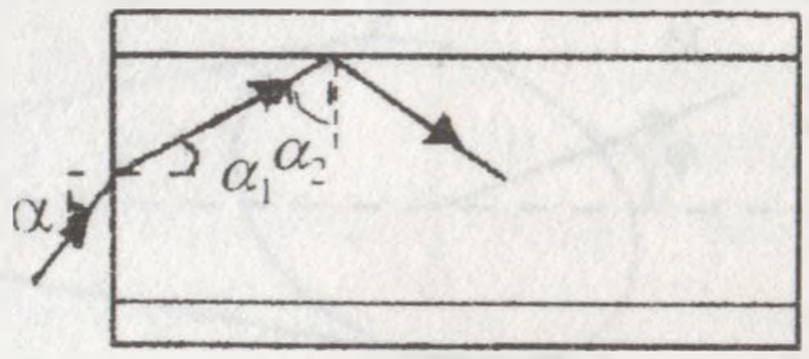
Ёруғликнинг таркалиш йўналиши буйлаб диаметри камаювчи толага фокон дейилади (14-расм).

Ёруғликнинг таркалиш йўналишида диаметри ошиб борадиган толага афокон дейилади.

Биз ёруғликнинг узун ва йўғон тўғри тола (15-расм) бўйлаб таркалишини караймиз. Фараз килайликки, ёруғлик нури йўғон толанинг марказий ўкига нисбатан α бурчак хосил килиб тола учига тушсин.



14-расм.



15-расм.

БИБЛИОТЕКА
Бух. ТИП и ЛП
№ У 3391

Одатда толанинг ички қисми ёки мағзи тўлқин узунлиги 350 нм дан 900 нм гача бўлган спектр области учун оғир шиша - флинтдан ясалса, унинг ташқи қисми эса шиша-кропдан ясалади. Натижада тола ичида тўла ички қайтиш ҳодисаси юз беради. $A=\sin\alpha$ катталикка толанинг номинал сон апертураси дейилади. Тола мағзи синдириш кўрсаткичини n_1 билан қобиқ синдириш кўрсаткичини n_2 билан белгилаймиз. Бу ҳолда

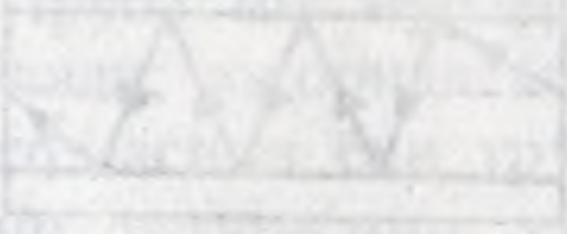
$$A = n_1 \sin\alpha_1 = n_1 \cos\alpha_2 = n_1\sqrt{1-\sin^2\alpha} = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (1.25)$$

Агар толага тушган ёруғлик интенсивлиги I_0 ва ундан чиқадиган ёруғлик интенсивлиги I_1 бўлса, толанинг ёруғлик ўтказувчанлик коэффициенти деб қуйидаги катталикка айтилади.

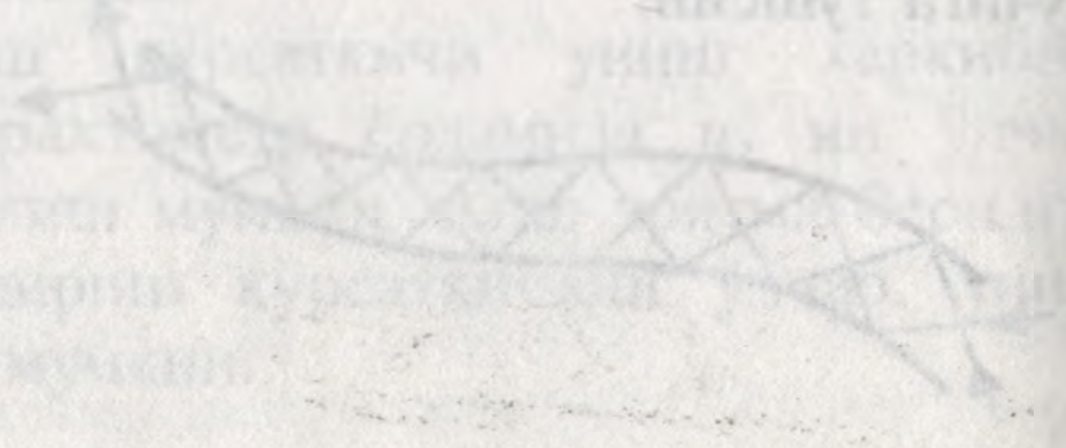
$$T=I_1/I_0 \quad (1.26)$$

Бу катталик тола қобиғининг тиниқлигига қобиқ мағзининг ёруғликни қайтариш характерига боғлиқ.









II БОБ. ФОТОМЕТРИЯ АСОСЛАРИ

5-§. Фотометрик катталиклар

а) Ёруғлик оқими

Бирор юзадан вақт бирлиги ичида ўтган энергия миқдорига энергия оқими дейилади. Ёруғлик тўлқини муҳитда тарқалар экан, ўзи билан бирга маълум энергия тарқатади. Ёруғлик тўлқини билан тарқалувчи шу энергияни характерлаш учун ёруғлик оқими тушунчаси киритилади. Шундай қилиб берилган юзадан вақт бирлиги ичида ўтган ёруғлик энергияси миқдорига ёруғлик оқими дейилади. Худди энергия оқимидек ёруғлик оқимини ҳам ваттларда ўлчаш мумкин (Вт). Лекин кўп ҳолларда ёруғлик оқимини люменларда ўлчаш одат тусига кирган.

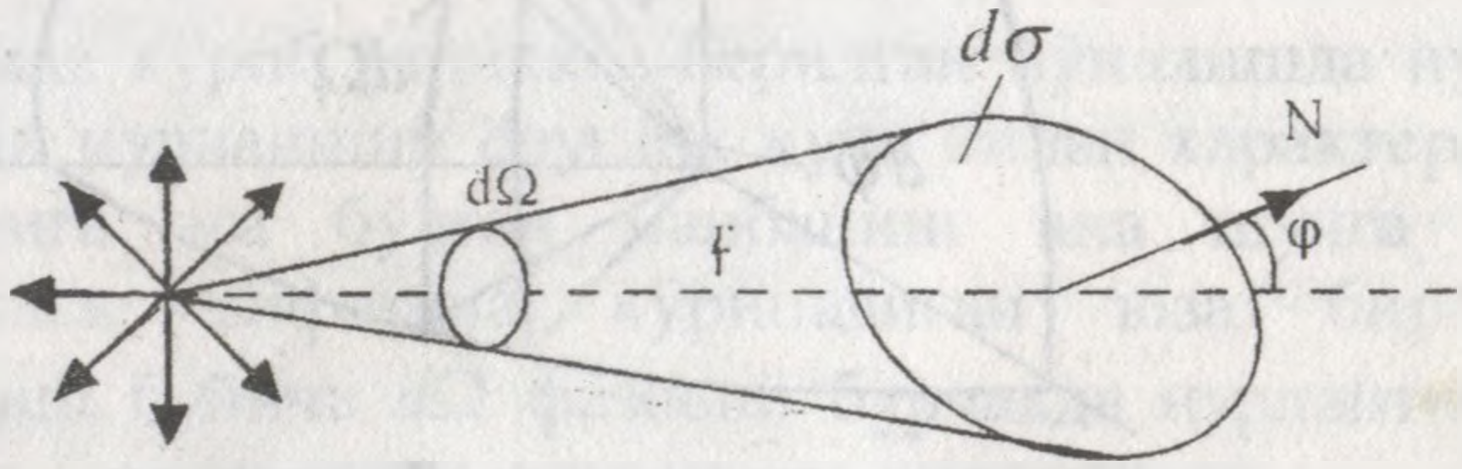
Бир жинсли ва изотроп муҳитдаги нуқтавий манба нурланишини қарайлик. (Нуқтавий манба деб, манбадан текширилаётган нуқтагача бўлган масофа R манбанинг ўлчами r дан жуда катта бўлган манбаларга айтилади $R>>r$). Ёруғлик энергияси бу ҳолда нуқтавий манбадан чиқувчи тўғри чизиқлар бўйлаб тарқалади ва нуқтавий манбадан изотроп муҳитда тарқалаётган тўлқин сирти сферик бўлади.

Бирор $d\sigma$ юзадан t вақт давомида ўтадиган ёруғлик энергия миқдорини dW/t нисбат $d\sigma$ юза орқали ўтадиган ёруғлик энергияси оқимига тенг бўлади. $d\sigma$ юзадан ўтган энергия $d\Omega$ фазовий бурчак чегарасида тарқалади. Бу фазовий бурчак катталиги қуйидагига тенгдир:

$$d\Omega=(d\sigma/r^2)\cos\varphi \qquad (2.1)$$

Бу ерда φ конус ўқи билан $d\sigma$ юзага ўтказилган ташқи тик чизиқ N ўртасидаги бурчак, r нуқтавий манбадан $d\sigma$ юзагача бўлган масофа (16-расм). $d\Omega$ фазовий бурчакда тарқалаётган ёруғлик энергия оқими маълум бўлса, берилган нуқтавий манба томонидан ҳамма йўналиш бўйича тарқалаётган ёруғлик оқими Φ ни аниқлаш мумкин:

$$\Phi=\int d\Phi \qquad (2.2)$$



16-расм.

(2.2) тенгликда интегралаш нуқтавий манбани ўраб олган ихтиёрий ёпиқ сирт бўйича амалга оширилади. Кўпгина асбоблар (кўз, фотоаппарат, фотоэлементлар ва ҳ.к.) шу интеграл ёруғлик оқимини қайд этиш принципи асосида ишлайди.

б) Ёруғлик кучи

Баъзан фазовий бурчак бирлигига тўғри келадиган ёруғлик оқими катталигини аниқлаш зарурати туғилади.

Бинобарин нуқтавий ёруғликнинг манбаи учун ёруғлик кучи деган фотометрик катталик тушунчаси киритилади.

Ёруғлик кучи деб, нуқтавий манба томонидан фазовий бурчак бирлигида нурлантириладиган ёруғлик оқимига айтилади. Агар $d\Omega$ фазовий бурчакда dФ ёруғлик оқими нурлантирилса, у ҳолда берилган йўналишдаги ёруғлик кучи қуйидагига тенг бўлади:

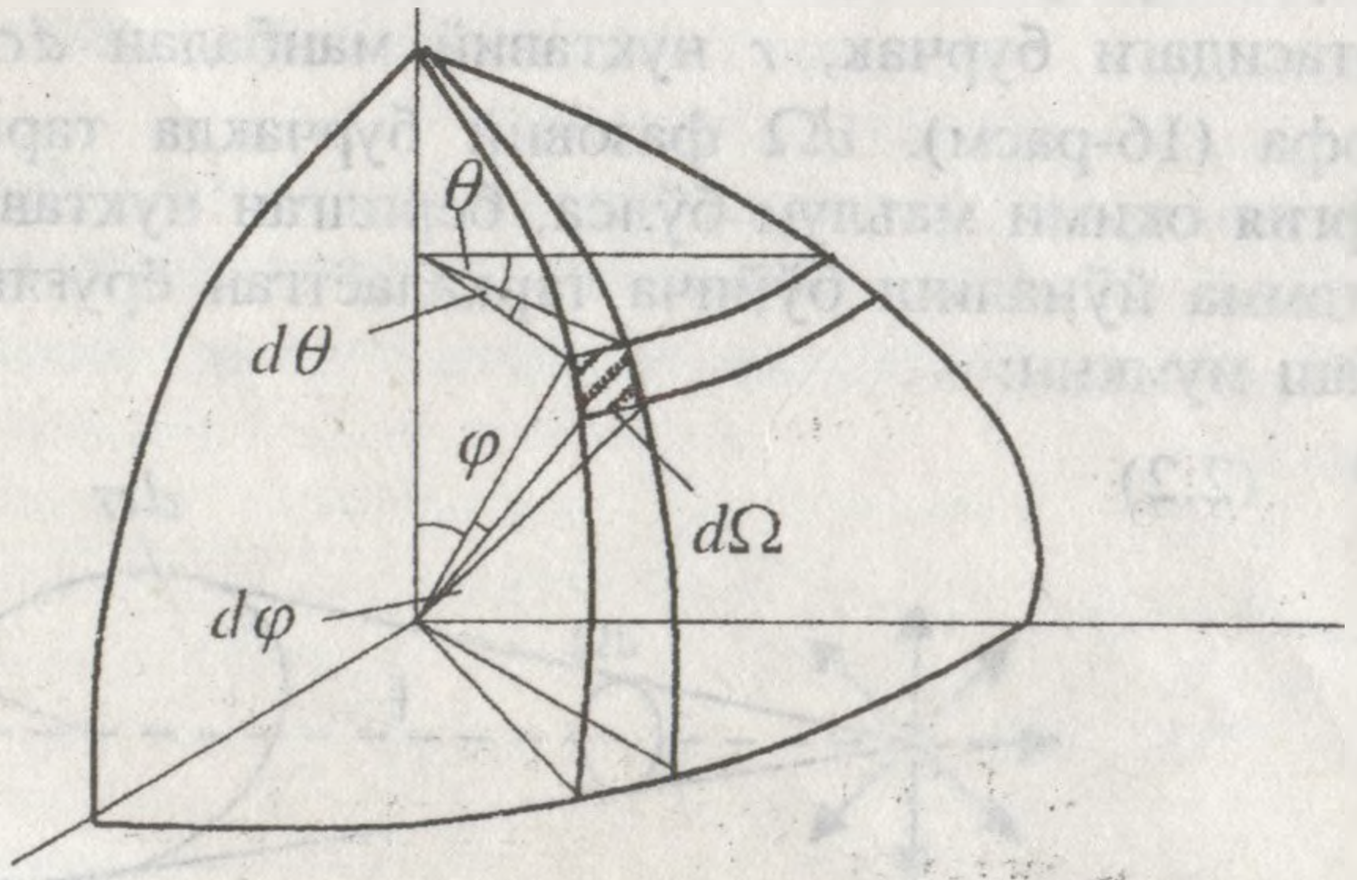
$$I = d\Phi / d\Omega \qquad (2.3)$$

Умумий ҳолда ёруғлик кучи йўналишга боғлиқ бўлади ва ёруғлик кучи йўналишга боғлиқ бўлган манбаларга анизотропик манбалар дейилади. Агар ёруғлик кучи йўналишга боғлиқ бўлмаса, бундай манбаларга изотропик манбалар дейилади. Изотропик ёруғлик манбалари учун $d\Omega = 4\pi$, бўлиб ёруғлик кучи қуйидагича аниқланади:

$$I = \Phi / 4\pi \qquad (2.4)$$

Бу ердан

$$\Phi = 4\pi I \qquad (2.5)$$



17–расм.

Энди умумий ҳолни кўрайлик. Фараз қилайлик, ёруғлик кучи нурланиш йўналишга боғлиқ бўлсин. Қутб координат системасидан фойдаланамиз. Нуқтавий ёруғлик манбаи координата бошига жойлаштирилган бўлсин. У ҳолда манба координаталари йўналиши 0 дан π гача ўзгарувчи φ кенглик ва 0 дан 2π га ўзгарадиган θ узунлик билан характерланади.

Бу ҳолда ёруғлик кучи қуйидагича аниқланади: $I=I(\theta,\varphi)$ 17-расмга асосан (расмда $r=1$ деб олинган).

$$d\Omega=\sin\varphi\ d\varphi\ d\theta \qquad (2.6)$$

$$d\Phi=I(\theta,\varphi)\ d\Omega \qquad (2.7)$$

эканлиги учун

$$\Phi=\int_0^{2\pi}d\theta\int_0^{\pi}I(\theta,\varphi)\sin\varphi d\varphi \qquad (2.8)$$

бўлади.

Ёруғлик кучини йўналтирувчи φ ва θ бурчакларга боғлиқ эканлигини билиб, Φ ни ҳисоблаш мумкин.

Хусусий ҳолда агар манба изотроп бўлса, ($I(\theta,\varphi)=I_0=\text{const}$) $\Phi=4\pi I_0$ бўлади.

Охирги формуладан кўринадики, изотроп манба ҳосил қилган ёруғлик оқими манбанинг ёруғлик кучига боғлиқ бўлар экан. Аммо керакли пайтларда нурланиш қувватини ўзгартирмай, ёруғлик кучини бир йўналишда кучайтириш мумкин. Бунга прожекторлар мисол бўла олади. Бу асбоблар сферик кўзгулар ёрдамида ёруғлик оқимининг қайта тақсимланиши натижасида прожектор ўқи йўналишида ёруғлик кучи ошади, бошқа йўналишларда эса бу катталик нолга тенг бўлади.

в) Равшанлик

Биз юқорида кўриб ўтдикки, берилган йўналишда нуқтавий ёруғлик манбаи нурланиши ёруғлик кучи билан характерланади. Маълум ўлчамга эга бўлган манбанинг ана шунга ўхшаш характеристикаси сифатида кўринадиган юза бирлигидан маълум йўналиш буйича $d\Omega$ фазовий бурчакда нурлантираётган ёруғлик оқими - равшанлик тушунчаси киритилади.

(2.2) тенгликда интегралаш нуқтавий манбани ўраб олган ихтиёрий ёпиқ сирт бўйича амалга оширилади. Кўпгина асбоблар (кўз, фотоаппарат, фотоэлементлар ва ҳ.к.) шу интеграл ёруғлик оқимини қайд этиш принципи асосида ишлайди.

б) Ёруғлик кучи

Баъзан фазовий бурчак бирлигига тўғри келадиган ёруғлик оқими катталигини аниқлаш зарурати туғилади.

Бинобарин нуқтавий ёруғликнинг манбаи учун ёруғлик кучи деган фотометрик катталик тушунчаси киритилади.

Ёруғлик кучи деб, нуқтавий манба томонидан фазовий бурчак бирлигида нурлантириладиган ёруғлик оқимига айтилади. Агар $d\Omega$ фазовий бурчакда dФ ёруғлик оқими нурлантирилса, у ҳолда берилган йўналишдаги ёруғлик кучи қуйидагига тенг бўлади:

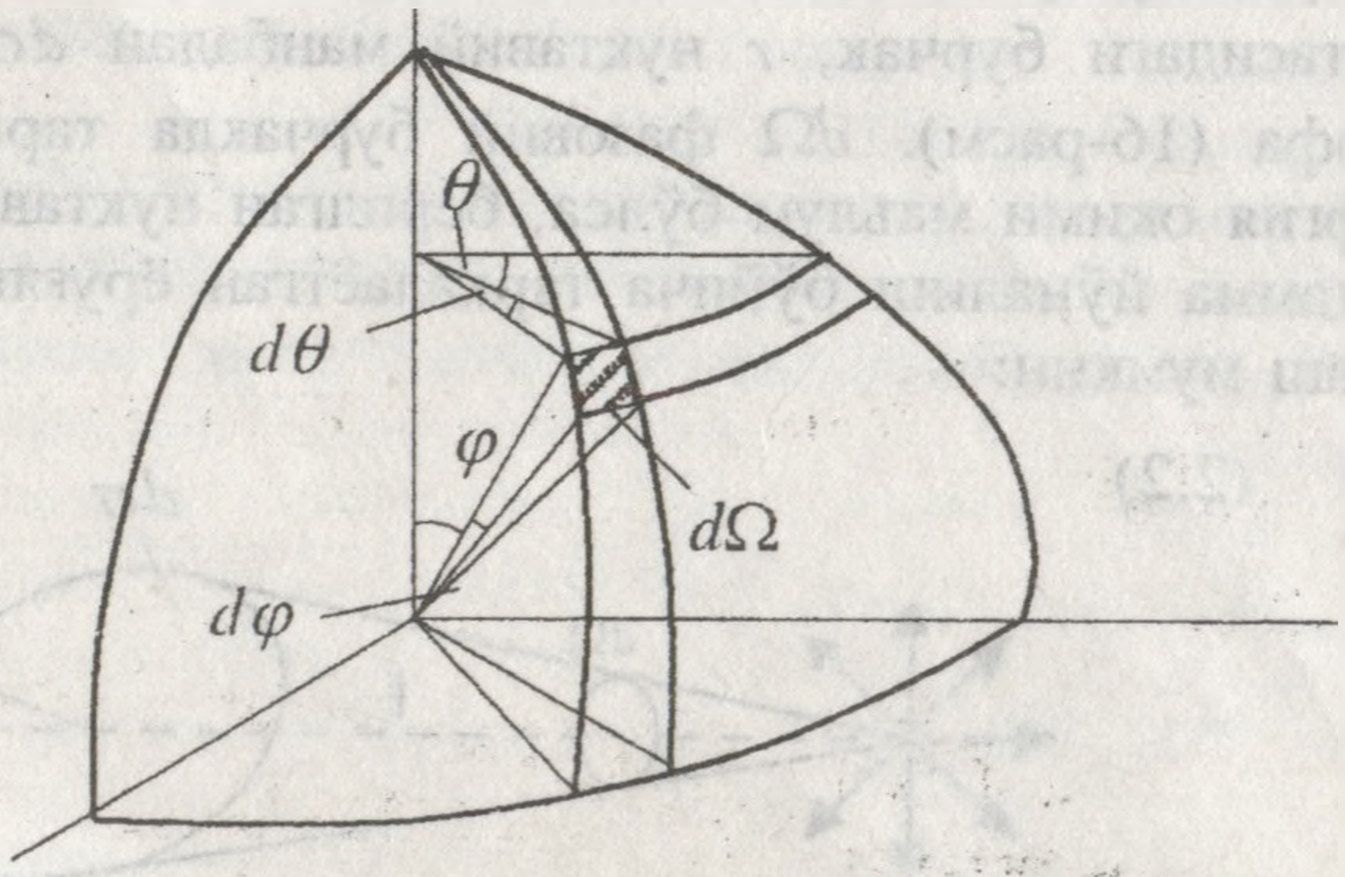
$$I = d\Phi / d\Omega \qquad (2.3)$$

Умумий ҳолда ёруғлик кучи йўналишга боғлиқ бўлади ва ёруғлик кучи йўналишга боғлиқ бўлган манбаларга анизотропик манбалар дейилади. Агар ёруғлик кучи йўналишга боғлиқ бўлмаса, бундай манбаларга изотропик манбалар дейилади. Изотропик ёруғлик манбалари учун $d\Omega = 4\pi$, бўлиб ёруғлик кучи қуйидагича аниқланади:

$$I = \Phi / 4\pi \qquad (2.4)$$

Бу ердан

$$\Phi = 4\pi I \qquad (2.5)$$



17–расм.

Энди умумий ҳолни кўрайлик. Фараз қилайлик, ёруғлик кучи нурланиш йўналишига боғлиқ бўлсин. Қутб координат системасидан фойдаланамиз. Нуқтавий ёруғлик манбаи координата бошига жойлаштирилган бўлсин. У ҳолда манба координаталари йўналиши 0 дан π гача ўзгарувчи φ кенглик ва 0 дан 2π га ўзгарадиган θ узунлик билан характерланади.

Бу ҳолда ёруғлик кучи қуйидагича аниқланади: $I=I(\theta,\varphi)$ 17-расмга асосан (расмда $r=1$ деб олинган).

$$d\Omega=\sin\varphi\ d\varphi\ d\theta \qquad (2.6)$$

$$d\Phi=I(\theta,\varphi)\ d\Omega \qquad (2.7)$$

эканлиги учун

$$\Phi=\int_0^{2\pi}d\theta\int_0^{\pi}I(\theta,\varphi)\sin\varphi d\varphi \qquad (2.8)$$

бўлади.

Ёруғлик кучини йўналтирувчи φ ва θ бурчакларга боғлиқ эканлигини билиб, Φ ни ҳисоблаш мумкин.

Хусусий ҳолда агар манба изотроп бўлса, ($I(\theta,\varphi)=I_0=\text{const}$) $\Phi=4\pi I_0$ бўлади.

Охирги формуладан кўринадики, изотроп манба ҳосил қилган ёруғлик оқими манбанинг ёруғлик кучига боғлиқ бўлар экан. Аммо керакли пайтларда нурланиш қувватини ўзгартирмай, ёруғлик кучини бир йўналишда кучайтириш мумкин. Бунга прожекторлар мисол бўла олади. Бу асбоблар сферик кўзгулар ёрдамида ёруғлик оқимининг қайта тақсимланиши натижасида прожектор ўқи йўналишида ёруғлик кучи ошади, бошқа йўналишларда эса бу катталик нолга тенг бўлади.

в) Равшанлик

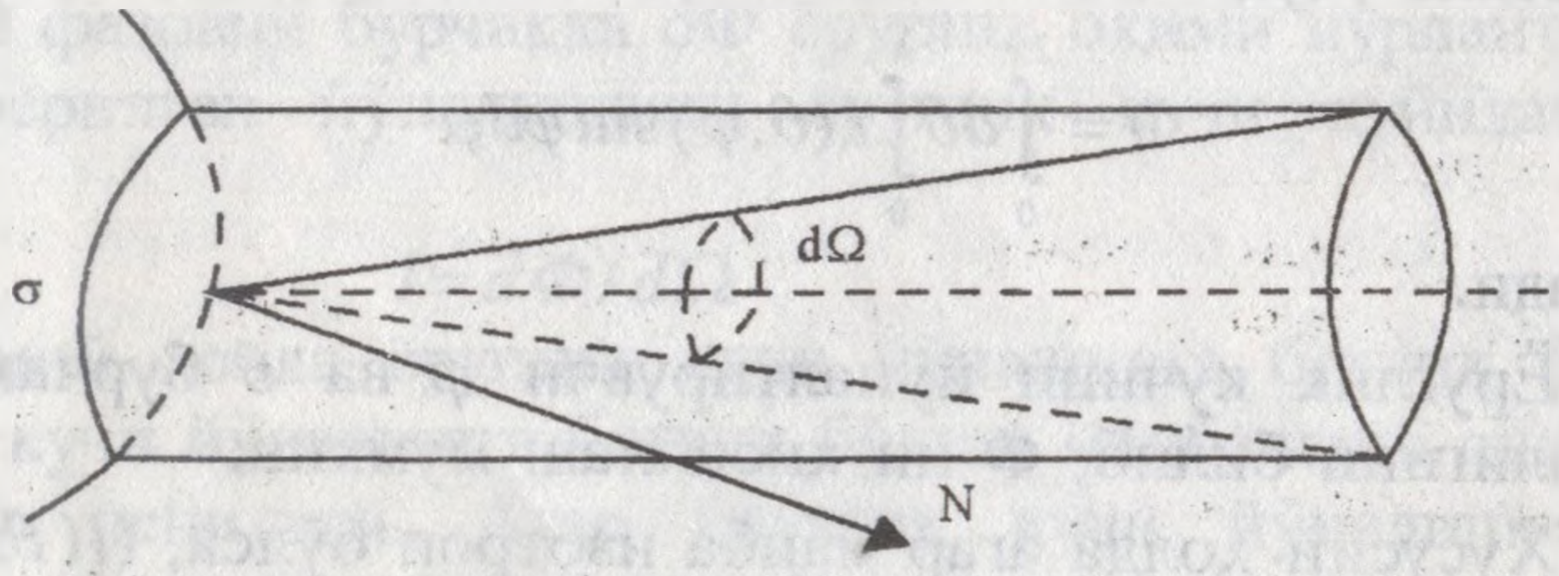
Биз юқорида кўриб ўтдикки, берилган йўналишда нуқтавий ёруғлик манбаи нурланиши ёруғлик кучи билан характерланади. Маълум ўлчамга эга бўлган манбанинг ана шунга ўхшаш характеристикаси сифатида кўринадиган юза бирлигидан маълум йўналиш буйича $d\Omega$ фазовий бурчакда нурлантираётган ёруғлик оқими - равшанлик тушунчаси киритилади.

$d\sigma$ юзага эга бўлган сирт нурланишини қарайлик: (18-расм) бу сиртдан $d\Omega$ фазовий бурчакдаги нурланаётган ёруғлик оқими $d\Phi$ қуйидагича аниқланади:

$$d\Phi = B_\varphi d\Omega d\sigma \cos\varphi \qquad (2.9)$$

Бу ерда ажратилган ёруғлик дастаси ва $d\sigma$ сиртга ўтказилган ташқи тик чизиқ ўртасидаги бурчак φ орқали белгиланган B_φ мутаносиблик коэффициенти бўлиб, ёруғлик нурлантирувчи юзани характерлайди ва φ бурчакка боғлиқ бўлади. Бу коэффициентга φ йўналишдаги юза равшанлиги дейилади ва (2.9) га асосан қуйидагича аниқланади:

$$B_\varphi = d\Phi / d\Omega d\sigma \cos\varphi \qquad (2.10)$$



18-расм.

Демак, берилган йўналишдаги равшанлик шу йўналишдаги кўринадиган юза бирлигидан $d\Omega$ фазовий бурчак бирлигида нурлантирадиган ёруғлик оқими катталиги билан аниқланади. Яркировчи сиртнинг кўринадиган юзаси деб шу сиртнинг юзаси $d\sigma$ нинг даста ўқига перпендикуляр йўналишдаги проекциясига айтилади, яъни

$$d\sigma^1 = d\sigma \cos\varphi$$

Манба равшанлиги турли йўналишларда турлича бўлади.

Бу ҳолда нурланиш қуввати демак, манбанинг ёруғлик кучи φ бурчагининг косинусига боғлиқ. Нурланиш қувватининг бурчакка ана шундай боғлиқлигига Ламберт қонуни дейилади. Ана шу қонунга бўйсинувчи манбаларга эса Ламберт манбалари дейилади.

Лекин баъзи ёруғлик манбалари (Қуёш, мутлақ қора жисмлар ва ҳ.к.) учун B_φ кузатиш йўналишига боғлиқ эмас, яъни $B_\varphi = B = \text{const}$.

Яркировчи юза равшанлиги тушунчаси ёруғлик оқимининг интенсивлиги тушунчаси билан мос тушади:

$$R=d\Phi/d\Omega d\sigma \qquad (2.11)$$

Бу формула (2.10) формула билан мос тушганлиги учун (2.11) ифодага ёруғлик оқимининг равшанлиги ҳам дейилади.

г) Ёритувчанлик

Кўп ҳолларда манбанинг берилган йўналишда эмас, балки йиғинди кўриниши билан иш кўрамиз.

Бу ҳолларда манба яна бир катталик - ёритувчанлик билан характерланади. Ёритувчанлик барча йўналишлар бўйича юза бирлигидан нурлантириладиган тўлиқ ёруғлик оқими катталиги билан ўлчанади, яъни:

$$S=d\Phi/d\sigma \qquad (2.12)$$

Бу ерда $d\Phi$ ёруғлик оқими $d\Omega=2\pi$ жисмоний бурчак ичида $d\sigma$ юза томонидан нурлантириладиган ёруғлик оқимидир.

Ёритувчанлик ва равшанлик ўзаро алоқадор фотометрик катталиклардир. Ана шу катталиклар ўртасидаги боғланишни топиш учун (2.9) формуладан $d\sigma$ юза томонидан ҳамма йўналишлар бўйлаб нурланадиган ёруғлик оқимини аниқлаймиз. Бунинг учун (2.6) ни эътиборга олган ҳолда (2.9) ни φ буйича 0 дан $\pi/2$ гача ва θ буйича 0 дан 2π гача интеграллаш лозим.

$$d\Phi=\int_0^{2\pi} d\sigma B_\varphi d\theta \int_0^{\pi/2} \sin\varphi\cos\varphi d\varphi = 2\pi d\sigma \int_0^{2\pi} B_\varphi \sin\varphi\cdot\cos\varphi d\varphi \qquad (2.13)$$

Бошқа томондан $d\sigma$ юзадан нурлантириладиган бу ёруғлик оқимини ёритувчанлик орқали қуйидагича аниқлаш мумкин:

$$d\Phi=Sd\sigma \qquad (2.14)$$

(2.13) ва (2.14) ни солиштириб қуйидаги натижага келамиз:

$$S=2\pi\int_0^{\pi/2} B_\varphi \cos\varphi\cdot\sin\varphi d\varphi \qquad (2.15)$$

Ламберт манбалари учун $B_\varphi=B$, демак:

$$S=2\pi B\int_0^{\pi/2} \cos\varphi\cdot\sin\varphi d\varphi=\pi B \qquad (2.16)$$

Демак, ёритувчанлик S равшанлик B билан (2.16) кўринишида боғланган экан.

д) Ёритилганлик

Бирор бир юзага тушувчи ёруғлик оқимини характерлаш учун ёритилганлик тушунчасидан фойдаланилади. Ёритилганлик E ёритилаётган сиртга тик тушувчи ёруғлик оқими $d\Phi$ нинг шу сирт юзи $d\sigma$ га бўлган нисбати билан ўлчанади:

$$E=d\Phi/d\sigma \qquad (2.17)$$

(2.17) формулага асосан нуқтавий манбанинг ёритилганлигини аниқлаймиз. Фараз қилайлик, нуқтавий манбадан тарқалаётган ёруғлик оқими ҳамма томонга текис тарқалсин, у холда (2.17) ни $d\Phi=Id\Omega$ ва $d\Omega=(d\sigma/r^2)\cos\varphi$ тенгликларни хисобга олган холда ёзсак қуйидагига эга бўламиз

$$E=d\Phi/d\sigma=I\cos\varphi/r^2 \qquad (2.18)$$

Бу ерда φ сиртга ўтказилган ташқи тик чизиқ ва ёруғлик оқими йўналиши ўртасидаги бурчакдир. (2.18) формулага асосан ёритилганлик ёруғлик кучи I, ёруғликнинг тушиш бурчаги (φ) косинусига тўғри мутаносиб бўлиб, нуқтавий манбадан то ёритилаётган юзагача бўлган масофа квадратига (r^2) тескари мутаносибдир.

6-§. Фотометрик катталикларнинг ўлчов бирликлари

Халқаро ўлчов бирликлар тизимида ёруғлик кучини бирлиги сифатида кандела (Кд) қабул қилинган. Кандела - бу тула нурлатгич сиртининг 1/600000 $м^2$ юзасидан шу юзага перпендикуляр йўналишда P=101325 Па босимда ва платинанинг қотиш температурасига тенг температурада нурлантирилаётган ёруғлик кучидир.

Қолган барча фотометрик катталиклар ҳосилавий катталиклардир.

Агар $d\Phi=Id\Omega$ формулага I=1 кд, $d\Omega$=1 стерадиан (стр) қийматларни қўйсак, ёруғлик оқимининг ўлчов бирлигини қуйидагича аниқлаймиз: Халкаро ўлчов бирликлар системасида (СИ)

1 люмен=1 кд·1 стр.

Ёритилганлик ўлчов бирлиги халқаро ўлчов бирликлар системасида люксдир (лк). 1 лк шундай ёритилганликки сиртнинг ҳар бир метр квадратига 1 люменга тенг текис тақсимланган ёруғлик оқими тушади:

$$1\ лк=1\ лм/м^2$$

Ёритувчанлик ҳам люксларда ўлчанади. Равшанлик Нит ларда (Нт) ўлчанади.

$$1\ нт=1\ кд/м^2$$

Кўп ҳолларда фотометрик катталикларни энергетик бирликларда ўлчаш зарурати туғилади. Бунинг учун ёруғлик оқимидан энергетик оқимга ўтиш кифоядир. Фотометрик катталиклар ўртасидаги маълум муносабатлардан фойдаланиб энергетик ўлчов бирликларни аниқлаш мумкин. Бу ҳолларда СИ системасидаги ёруғлик оқими

$$Вт/стр=Ж/с\cdot стр$$

Равшанлик

$$Вт/м^2\cdot стр=Ж/с\cdot стр\cdot м^2$$

ёритилганлик ва ёритувчанлик $Вт/м^2=Ж/с\cdot м^2$ билан ўлчанади.

Тўлқин узунлиги λ=555 нм бўлган ёруғликнинг 1 люмен ёруғлик оқимига 0,0016 Вт тенг бўлган қувват мос келади, яъни:

$$1\ люмен\ (\lambda=555\ нм)=0,0016\ Вт \qquad (2.19)$$

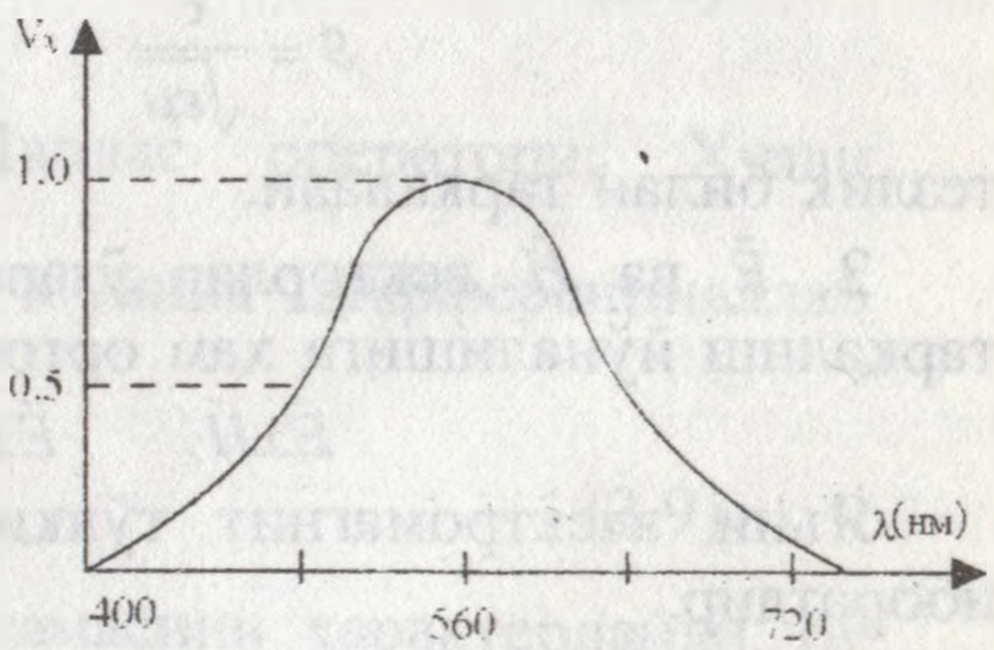
ёки

$$1\ Вт\ (\lambda=555\ нм)=650\ лм \qquad (2.20)$$

Кўзга кўринадиган соҳадаги ихтиёрий тўлқин узунликдаги ёруғлик кучи (2.19) ва (2.20) га ўхшаш муносабатларни аниқлашда кўриниш функцияси V_λ дан фойдаланиш керак (19-расм).

$$V_\lambda=\Phi(\lambda_0)/\Phi(\lambda) \qquad (2.21)$$

М=0,0016 Вт/лм катталик ёруғликнинг минимал механик эквиваленти дейилади, чунки λ=555 нм дан бошқа ҳамма тўлқин узунликларида 1 люмен оқимига мос келувчи ёруғлик қуввати 0,0016 Вт дан каттадир.



19-расм.

III БОБ. ЁРУҒЛИКНИНГ ЭЛЕКТРОМАГНИТ НАЗАРИЯСИ

7-§. Ёруғликнинг электромагнит табиати, ясси ва сферик электромагнит тўлқинлар

XIX асрнинг иккинчи ярмида инглиз олими Ж.К.Максвелл электр ва магнит майдонлари қонунларини чуқур таҳлил қилиб, ёруғликнинг электромагинт назариясини яратди ва ўз номи билан аталадиган тенгламаларни таклиф этди.

Бир жинсли изотроп муҳит учун Максвелл тенгламалари қуйидаги кўринишга эга.

$$rot\vec{E} = -\frac{\mu}{c}\frac{\partial\vec{H}}{\partial t} \qquad (3.1)$$

$$rot\vec{H} = \frac{\varepsilon}{c}\frac{\partial\vec{E}}{\partial t} \qquad (3.2)$$

$$div\vec{E} = 0 \qquad (3.3)$$

$$div\vec{H} = 0 \qquad (3.4)$$

ε ва μ муҳитнинг электр ва магнит киритувчанлиги, c электромагнит тўлқиннинг бўшликдаги тезлиги, $\vec{E}$ ва $\vec{H}$ электр ва магнит майдон кучланганлик векторлари (3.1) ва (3.4) тенгламаларга асосланиб қуйидаги хулосаларни чиқариш мумкин:

1. Ҳар қандай вақт бирлиги ичида ўзгарувчан электр майдон атрофида уюрмаланган ўзгарувчан магнит майдони ҳосил бўлади ва аксинча. Шунинг билан биргаликда бу майдонлар электрик ва магнит киритувчанликлари ε ва μ бўлган муҳитда

$$\vartheta = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}} \qquad (3.5)$$

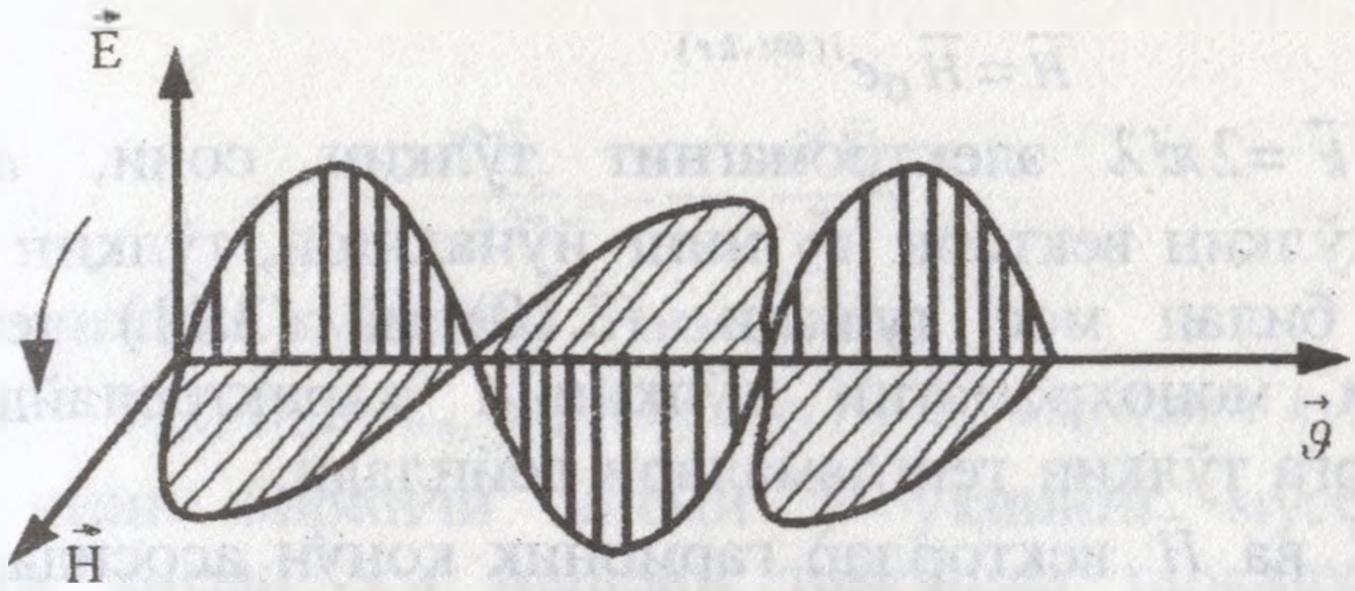
тезлик билан тарқалади.

2. $\vec{E}$ ва $\vec{H}$ векторлар ўзаро перпендикуляр бўлиб, майдон тарқалиш йўналишига ҳам ортоганалдир.

$$\vec{E}\perp\vec{H}, \quad \vec{E}\perp\vec{V}, \quad \vec{H}\perp\vec{V}$$

Яъни электромагнит тўлқинлари кўндаланг тўлқинлардан иборатдир.

3. $\vec{\vartheta}, \vec{E}, \vec{H}$ векторлари ўнг винтли системани ҳосил қиладилар. Бошқача қилиб айтганда агар кузатиш $\vec{\vartheta}$ йўналиши бўйича олиб борилса $\vec{E}$ векторнинг $\vec{H}$ вектори томон кичик бурчак буиича иуналиши соат стрелкаси иуналишига мос тушади (20-расм).



20–расм.

4. Ҳаракатдаги ясси монохроматик тўлқинда $\vec{E}$ ва $\vec{H}$ векторлари бир хил фазада тебранадилар. Юқорида келтирилган (3.2) тенгламани вақт бўйича дифференциаллаб қуйидаги ифодани ҳосил қиламиз:

$$rot\frac{\partial\vec{H}}{\partial t}=\frac{\varepsilon}{c}\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2} \qquad (3.6)$$

$$\frac{\partial\vec{H}}{\partial t}=-\frac{c}{\mu}rot\vec{E}$$

бўлгани учун

$$-\frac{c}{\mu}rot\cdot rot\vec{E}=\frac{\varepsilon}{c}\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2} \qquad (3.7)$$

бўлади.

$rot\cdot rot\vec{E}=grad\cdot div\vec{E}-\Delta\vec{E}$ ва $div\vec{E}=0$ эканлигини ҳисобга олиб қуйидаги натижани ҳосил қиламиз:

$$\Delta\vec{E}-\frac{\varepsilon\mu}{c^2}\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2}=0 \qquad (3.8)$$

Бу ерда $\Delta=\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}+\frac{\partial^2}{\partial z^2}$ Лаплас оператори. Худди шунингдек (3.1) тенгламани вақт бўйича дифференциаллаб қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$\Delta\vec{H}-\frac{\varepsilon\mu}{c^2}\frac{\partial^2\vec{H}}{\partial t^2}=0 \qquad (3.9)$$

(3.8) ва (3.9) ифодалар тўлқин тенгламасини характерлайди, бу тенгламалар билан ифодаланадиган тўлқин тезлиги (3.5) тенглик билан аниқланади. (3.8) ва (3.9) тенгламаларнинг ечими мос равишда:

$$\vec{E}=\vec{E}_0e^{i(\omega t-kr)} \qquad (3.10)$$

$$\overline{H} = \overline{H}_0 e^{i(\omega t - kr)} \qquad (3.11)$$

Бу ерда $\vec{k} = 2\pi/\lambda$ электромагнит тўлқин сони, ω–айланма частотаси тўлқин вектори $\vec{k}$ нинг йўналиши, тўлқин тарқалиш йўналиши билан мос тушади. (3.10) ва (3.11) тенгламалар ҳаракатдаги монохроматик тўлқинни характерлайди ва бу тенгламаларга тўлқин тенгламалари дейилади.

Агар $\vec{E}$ ва $\vec{H}$ векторлар гармоник қонун асосида тарқалса, бундай тўлқинга монохроматик тўлқин дейилади. (3.10) ва (3.11) тенгламалардан $\vec{E}$ ва $\vec{H}$ қийматларини (3.3) ва (3.4) га қўйиб қуйидаги натижани ҳосил қиламиз:

$$div\vec{E} = (\nabla\vec{E}) = -i(k\vec{E}) = 0 \qquad (3.12)$$

$$div\vec{H} = (\nabla\vec{H}) = -i(k\vec{H}) = 0 \qquad (3.13)$$

Демак, $\vec{k} \perp \vec{H}$ ва $\vec{k} \perp \vec{E}$, яъни $\vec{E}$ ва $\vec{H}$ векторлари тўлқин тарқалиш йўналишига перпендикуляр равишда тебранади.

$$rot\vec{E} = (\nabla\vec{E}) = -i(k\vec{E}) = i\mu\omega\vec{H}/c \qquad (3.14)$$

$$rot\vec{H} = (\nabla\vec{H}) = -i(k\vec{H}) = i\mu\omega\vec{E}/c \qquad (3.15)$$

ёки

$$[k\vec{H}] = \varepsilon\omega E/c \qquad (3.16)$$

$$[k\vec{E}] = \mu\omega H/c \qquad (3.17)$$

(3.16) ва (3.17) га асосан ясси монохроматик тўлқинларда $\vec{E}$ ва $\vec{H}$ векторлар ортогонал яъни ўзаро перпендикуляр бўлади.

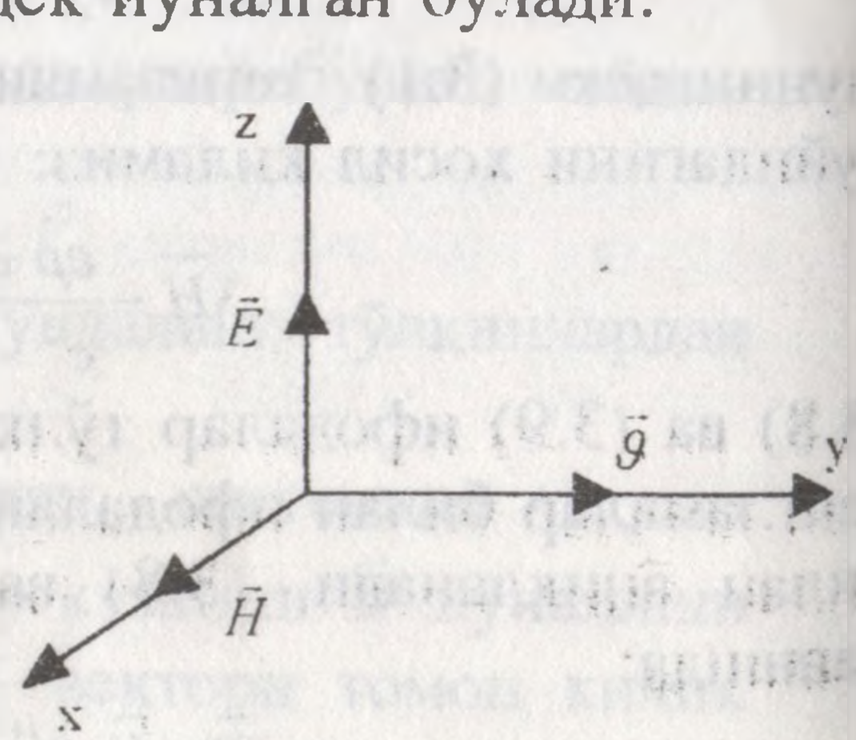
$\vec{E}$ ва $\vec{H}$ векторларнинг синфазлиги (бир фазада тебраниши) ни исботлаш учун ясси тўлқин y ўқи бўйича тарқалади деб фараз қилайлик. Бу ҳолда юқорида баён этилган электромагнит тўлқиннинг хоссасига асосан $\vec{E}$ ва $\vec{H}$ векторлар z ва x ўқларга мос равишда 21-расмда кўрсатилгандек йўналган бўлади.

(3.1) ва (3.2) тенгламаларни қуйидагича ёзиш мумкин.

$$\frac{\partial\vec{E}_z}{\partial y} = \frac{\mu}{c}\frac{\partial\vec{H}_x}{\partial t} \qquad (3.18)$$

$$\frac{\partial\vec{H}_x}{\partial y} = \frac{\varepsilon}{c}\frac{\partial\vec{E}_z}{\partial t} \qquad (3.19)$$

(3.18) ни y бўйича ва (3.19) ни t бўйича дифференциаллаб қуйидаги тенгламани ҳосил қиламиз:



21-расм.

$$\frac{\partial^2 \vec{E}_z}{\partial t^2} = -\frac{c^2}{\varepsilon\mu} \cdot \frac{\partial^2 \vec{E}_z}{\partial y^2} \qquad (3.20)$$

(3.20) тенглама қуйидаги ечимга эга:

$$E_z(y,t) = E_{0z} \exp i(\omega t - ky) + E_{0z} \exp i(\omega t + ky) \qquad (3.21)$$

(3.21) нинг биринчи қисми y ўқининг мусбат томонида, иккинчи қисми эса манфий томонида тарқалувчи тўлқинни характерлайди. у ўқиниг мусбат томонида тарқалувчи тўлқинни қарайлик.

$$E_z(y,t) = E_{0z} \exp i(\omega t - ky) \qquad (3.22)$$

(3.22) ни (3.18) ва (3.19) га қўйиб қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$\frac{\partial \vec{E}_z}{\partial x} = -\frac{k}{\omega}\frac{\partial \vec{E}_z}{\partial t} = -\frac{1}{\vartheta} \cdot \frac{\partial \vec{E}_z}{\partial t} = -\frac{\sqrt{\varepsilon\mu}}{c} \cdot \frac{\partial \vec{E}_z}{\partial t} \qquad (3.23)$$

$$\sqrt{\mu}\frac{\partial \vec{H}_z}{\partial t} = \sqrt{\varepsilon}\frac{\partial \vec{E}_z}{\partial t} \qquad (3.24)$$

(3.24) ифодани вақт бўйича интеграллаш натижасида қуйидаги ифодани ҳосил қиламиз:

$$\sqrt{\mu}\vec{H}_z(y,t) = \sqrt{\varepsilon}\vec{E}_z(y,t) + const \qquad (3.25)$$

Электродинамик ҳодисаларда доимий майдон аҳамиятга эга эмаслиги туфайли (3.25) тенгламада const=0 деб олиш мумкин. Натижада:

$$\sqrt{\mu}\vec{H}_z(y,t) = \sqrt{\varepsilon}\vec{E}_z(y,t) \qquad (3.26)$$

Демак, $H_z(y,t)$ ва $E_z(y,t)$ фазонинг ҳар қандай нуқтасида бир вақтда максимал ва бир вақтда минимал қийматларга эга бўлади, яъни улар фақат фазода эмас, балки вақт бўйича ҳам синфаз тебранадилар.

8-§. Электромагнит тўлқин энергияси

Электромагнит тўлқин тарқалганда ўзи билан биргаликда энергияни ҳам кўчиради. Электромагнит тўлқин томонидан кўчириладиган энергияни аниқлашда ҳажм бирлигига тўғри келувчи энергия билан иш кўрилади. Электромагнит майдон энергиясининг зичлиги (ҳажм бирлигига тўғри келувчи энергия миқдори) қуйидагича аниқланади:

$$W = \varepsilon E^2 / 8\pi + \mu H^2 / 8\pi \qquad (3.27)$$

(3.26) ни ҳисобга олсак (3.27) ни

$$W = \varepsilon E^2 \quad 4\pi = \mu H^2 \quad 4\pi \qquad (3.28)$$

кўринишда ёзиш мумкин.

Электромагнит тўлқинлар томонидан энергия кўчирилишини энергия оқимининг зичлиги орқали характерлаш қулайдир. Бу катталик сон жиҳатдан вақт бирлиги ичида юза бирлигидан оқим йўналишига тик чизиқ кўчириладиган энергия миқдорига тенгдир. Энергия оқими зичлигининг вектори биринчи марта рус олими Н.А. Умов (1874 й.) томонидан эластик тўлқинлар учун киритилган эди. Кейинчалик 1884 йил шунга ўхшаш вектор электромагнит тўлқинлар учун (*S*) Пойтинг томонидан киритилган. Шу сабабли энергия оқими зичлиги вектори одатда Умов-Пойтинг вектори дейилади. Электромагнит назарияга асосан:

$$\vec{S} = \frac{c}{4\pi}[\vec{E}\vec{H}] \qquad (3.29)$$

$\vec{S}$ вектори $\vec{E}$ ва $\vec{H}$ векторларнинг жойлашиш текислигига перпендикуляр бўлиб, изотроп муҳитда у тўлқин энергиясининг кўчиши, яъни ёруғлик нурининг тарқалиш йўналишини аниқлайди.

Маълумки, электромагнит тўлқин ортогоналлик ($E \perp H$) хоссасига эгадир, буни ҳисобга олиб Умов-Пойтинг вектори йўналиши бўйича $\vec{S}^0$ бирлик векторини киритиб қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$\vec{S} = \frac{c}{4\pi}\vec{E}\vec{H}\cdot\vec{S}^0 = \frac{c}{4\pi}\sqrt{\varepsilon}\vec{E}^2\vec{S}^0 \qquad (3.30)$$

ёки

$$S = |\vec{S}| = \frac{c}{4\pi}\sqrt{\varepsilon}E^2 \qquad (3.31)$$

(3.28) ва (3.31) дан кўринадики:

$$S = \vartheta\frac{\varepsilon E^2}{4\pi} = \vartheta \cdot W \qquad (3.32)$$

Бу ерда ϑ энергиянинг кўчиш тезлиги, (3.32) га асосан энергия оқимининг зичлиги берилган муҳитдаги тўлқиннинг тарқалиш тезлигига энергия зичлигининг кўпайтмаси орқали аниқланади.

Энергия оқими зичлигининг катталиги вақт бўйича ўзгариши туфайли унинг вақт бўйича ўртача қийматини аниқлаш амалий аҳамиятга эгадир. Бу катталикка электромагнит тўлқин интенсивлиги дейилади ва сон жихатдан I бобдаги (1.11) формула ёрдамида аниқланади.

9-§. Электромагнит тўлқиннинг фазавий ва группавий тезлиги

а) Фазавий тезлик.

Бир жинсли муҳитда x ўқининг мусбат йўналишида тарқалувчи ясси монохроматик ёруғлик тўлқинини қарайлик:

$$E = E_0 \exp i(\omega t - kx) = E_0 \exp i\omega(t - kx/\omega) = \\ = E_0 \exp i\omega(t - T_x/\lambda) = E_0 \exp i\omega(t - x/\vartheta) \qquad (3.33)$$

Бу ерда $\vartheta = c/\sqrt{\varepsilon}$. Бир хил фазада тебранаётган сиртлар тенгламаси қўйидаги куринишга эгадир:

$$\omega(t - x/\vartheta) = const \qquad (3.34)$$

x ўқи йўналиши бўйича тарқалувчи тўлқин сиртининг силжиш тезлиги қуйидагича аниқланади:

$$\vartheta = dx/dt \qquad (3.35)$$

Мана шундай бир хил фазада тебранаётган сиртнинг силжиш тезлигига фаза тезлиги дейилади.

Тўлқин фазасининг тўлқин сони орқали ифодаланишидан фойдаланиб фаза тезлигини аниқлаш учун қуйидаги формулани ҳосил қилиш мумкин:

$$\omega t - kx = const \qquad (3.36)$$

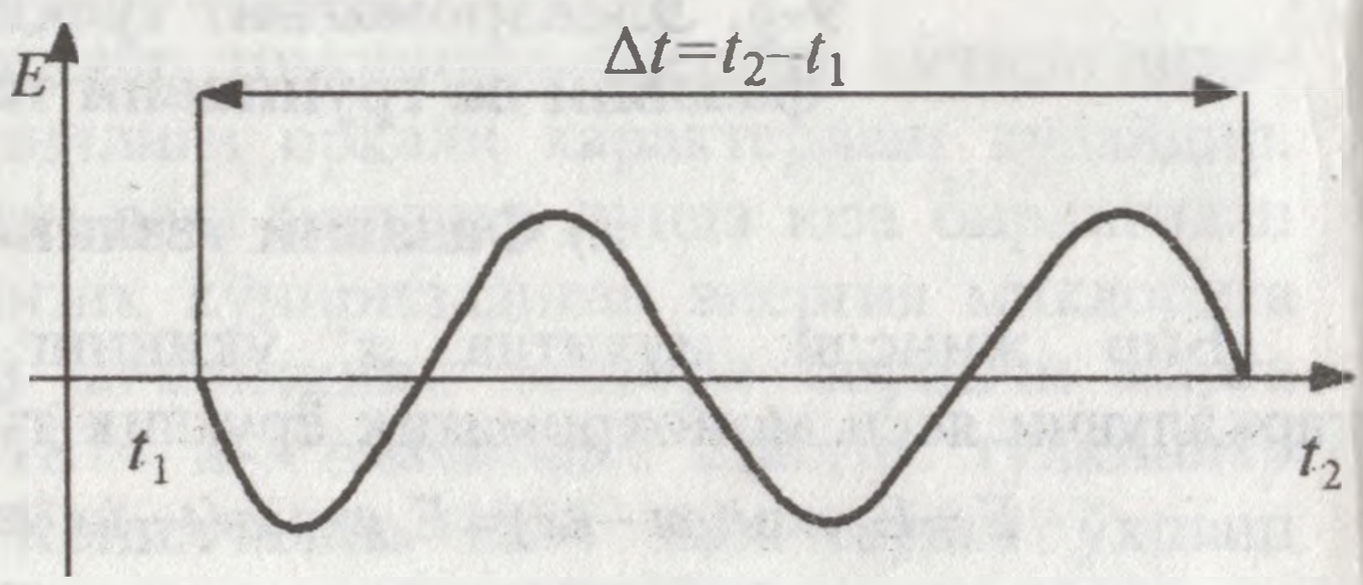
(3.36) ни t бўйича дифференциаллаб қуйидаги ифодани ҳосил қиламиз:

$$\vartheta_\phi = dx/dt = \omega/k = \lambda/T \qquad (3.37)$$

Охирги ифодадан кўринадики, монохроматик тўлқин фақат битта фаза тезлиги билан характерланар экан.

б) Гуруҳий тезлик

Алоҳида атомлар вақт бўйича чексиз бўлган монохроматик тўлқин нурлантирмасдан, балки ёруғлик импульсларини нурлантиради. Ҳар бир ёруғлик импульсини $\Delta t = t_2 - t_1$ вақт оралиғида давом этувчи монохроматик тўлқин бўлаги деб қараш мумкин (22-расм). Ёруғлик тўлқинларининг монохроматик эмаслиги асосан монохроматик тўлқиннинг узилиши билан тушунтирилади. Чекли импульсларни турли частота амплитуда ва фазали гармоник тебранишлар йиғиндисидан иборат деб қараш мумкин. Импульс шакли уни гармоник ташкил этувчиларининг частотаси, амплитудаси ва фазаси орқали аниқланади.



22–расм.

Агар бу ташкил этувчилар тезлиги бир хил бўлса, у ҳолда уларнинг фазавий муносабатлари ўзгармайди. Бу ҳолда импульснинг силжиш тезлиги уни гармоник ташкил этувчиларининг тезлиги билан мос тушади. Гармоник тўлқиннинг фаза тезлиги частотага боғлиқ бўлган муҳит дисперсияловчи муҳит дейилади. Мана шундай дисперсияловчи муҳитда монохроматик ёруғлик нури тарқалса, у вақтда турли хил тўлқин узунликка эга бўлган ёруғлик нурлари дисперсияси туфайли турлича тезлик билан тарқалади. Бундай ҳолларда аниқ тўлқин узунликка хос бўлган ёруғлик нурларининг тарқалиш тезлигини характерловчи фаза тезлигини характерловчи фаза тезлиги тўғрисида гапириб булмайди. Шунинг учун ҳам гуруҳий тезлик тушунчаси киритилади.

Ёруғликнинг гуруҳий тезлигини аниқрок тушуниш учун берилган ёруғлик импульси частоталари $\omega_1 > \omega_2$ бир-бирига яқин ва амплитудалари тенг тўлқинлардан иборат деб қарайлик.

$$E_1 = E_0 \cos(\omega_1 t - k_1 x) \qquad (3.39)$$

$$E_2 = E_0 \cos(\omega_2 t - k_2 x) \qquad (3.40)$$

Бу ерда $\omega_1 = \omega_0 + \delta\omega_1$, $\omega_2 = \omega_0 - \delta\omega$ $k_1 = k_0 + \delta k$ $k_2 = k_0 - \delta k$

Ёруғлик импульси шу тўлқинлар йиғиндисидан иборатдир, яъни

$$E = E_1 + E_2 = E_0 \cos(\omega_1 t - k_1 x) + E_0 \cos(\omega_2 t - k_2 x) =$$

$$= 2E_0 \cos(t\delta\omega - x\delta k)\sin(\omega_0 t - k_0 x)$$

Демак,

$$E = 2E_0 \cos(t\delta\omega - x\delta k)\sin(\omega_0 t - k_0 x) \qquad (3.41)$$

$$2E_0 \cos(t\delta\omega - x\delta k) = A \qquad (3.42)$$

деб олсак

$$E = A\sin(\omega_0 t - k_0 x) \qquad (3.43)$$

бўлади.

(3.43) ифодада A вақт бўйича модуллашган, яъни секин-аста ўзгарувчи амплитуда бўлиб, унинг максимал қийматининг силжиш тезлиги гуруҳий тезликдир.

Шундай қилиб, гуруҳий тезлик монохроматик ёруғлик тўлқинлари максимал амплитудасининг силжиш тезлигини, яъни таркалувчи импульс энергиясининг кўчиш тезлигини характерлайди.

Демак, гуруҳий тезлик амплитуданинг вакт бўйича доимий қолиш шартидан топилади.

$$A = 2E_0 \cos(t\delta\omega - x\delta k) = const \qquad \text{ёки} \qquad t\delta\omega - x\delta k = const\,.$$

Охирги ифодани вакт бўйича дифференциалласак

$$dt\delta\omega - x\delta k = 0 \tag{3.44}$$

Гуруҳий тезлик

$$U = dx / dt = \delta\omega / \delta k = d\omega / dk \tag{3.45}$$

Гуруҳий тезлик билан фазавий тезлик ўртасидаги боғланишни қуйидагича топиш мумкин.

$$U = d\omega / dk = d(Vk)dk \tag{3.46}$$

Тўлқин сони $k = 2\pi / \lambda$ эканлигини ҳисобга олсак

$$dk = -2\pi d\lambda / \lambda^2 \tag{3.47}$$

(3.47) га кўра (3.46) ни қуйидагича ёзамиз:

$$U = \vartheta - \frac{2\pi}{\lambda}\frac{d\vartheta}{\frac{2\pi}{\lambda^2}d\lambda} = \vartheta - \lambda\frac{d\vartheta}{d\lambda}$$

Демак,

$$U_{гр} = \vartheta_{ф} - \lambda d\vartheta / d\lambda \tag{3.48}$$

(3.48) ифода Рэлей томонидан чиқарилганлиги сабабли Рэлей формуласи ҳам деб юритилади.

в) Сферик тўлқинлар

Тўлқинларни ҳосил қилувчи жараёнлар хилма-хил бўлишига қарамасдан улар бир умумий усул билан ҳосил бўлади.

Фазонинг бирор нуқтасида вақтнинг бирор бир пайтида ҳосил бўлган тўлқин маълум вақтдан сўнг бошланғич нуқтадан қандайдир масофага кўчади, яъни у маълум тезлик билан таркалади.

Фараз қиламизки, тўлқин бирор х йўналишда таркалаётган бўлсин. Бу ҳолда S тўлқинни x координата ва t вақт функцияси сифатида қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$S=f(x,t) \tag{3.49}$$

Агар тўлқин x ўқи йўналиши бўйича ϑ тезлик билан таркалаётган бўлса, у ҳолда бундай тўлқин ҳам (3.49) тенглик

билан аниқланадиган функция билан ифодаланади, лекин энди бу функция аргументига вақт (t) ва координата (x) лар $\vartheta t-x$ ёки $t-x/\vartheta$ алмаштиришлар кўринишида киради. Аргументни бундай тузилишга эга эканлигини қўйидагича кўрсатамиз.

S функциянинг x нуқтада t вақтдаги қиймати $(x+dx)>x$ бўлган масофада $(t+dt)>t$ вақт моментида такрорланади, аммо бу ерда қуйидаги шарт бажарилиш керак:

$$\vartheta t-x=\vartheta(t+dt)-(x+dx) \qquad (3.50)$$

Бинобарин, тўлқин

$$\vartheta=dx/dt \qquad (3.51)$$

тезлик билан тарқалиб, dt вақт оралиғида dx масофани босиб ўтади ва (3.51) муносабат (3.50) дан келиб чиқади.

Хулоса қилиб айтганда, $\vartheta t-x$ аргумент билан характерланадиган ҳар қандай функция қаралаётган тўлқинни x нинг ўсиб борувчи қийматлари томон ϑ тезлик билан ҳаракатланишини ифодалайди, бу йўналишга қарама-қарши йўналиш бўйича тарқалувчи тўлқинни ифодаловчи функция $\vartheta t+x$ аргумент билан характерланади.

Ечими $\vartheta t-x$ ёки $\vartheta t+x$ аргументли ҳар қандай функция бўла оладиган иккинчи тартибли дифференциал тенглама қуйидаги кўринишга эга бўлиб тўлқиний ҳаракатни ифодалайди.

$$\partial^2 S/\partial t^2=\vartheta^2\partial^2 S/\partial x^2 \qquad (3.52)$$

Буни қуйидагича аниқлаш мумкин:

$$S=f_1(\vartheta t+x)+f_2(\vartheta t-x) \qquad (3.53)$$

Аниқланадиган тўлқин (3.52) ни ечими бўла олади, бунга ўрнига қўйиш амалини бажариш натижасида ишониш мукин.

Келтирилган (3.53) тенгликда f_1 ва f_2 ихтиёрий функциялардир. Шундай қилиб (3.52) кўринишдаги дифференциал тенглама x ўқи бўйлаб тарқаладиган тўлқиний жараёнларни ифодалайди.

Мисол тарикасида электромагнит тўлқинларни қарайлик.

Фазода монохроматик тўлқин тарқалаётганда бир хил фазали нукталарнинг геометрик ўрнини топиш мумкин. Бундай нукталар йиғиндиси тўлқин фронти деб аталувчи сиртдан иборат бўлади. Тўлқин манбаи нуктавий бўлса ва тўлқин изотроп муҳитда тарқалса, у ҳолда бундай тўлқин фронти сферик кўринишга эга бўлиб унинг маркази манба жойлашган нуктада бўлади. Бундай тўлқинга сферик тўлқин дейилади.

Ана шундай монохроматик сферик тўлқин тенгламаси қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$S = A\sin\omega(t - r/\vartheta) = A\sin(\omega t - kr) \qquad (3.54)$$

Бунда $A=A_0/r$ ва A_0 манбадан бирлик масофадаги амплитудани ифодалайди. Бу формуладан кўринадики сферик тўлқин амплитудаси манба марказидан бошлаб ҳисобланадиган r масофага мутаносиб равишда камаяди. Тўлқин интенсивлигини камайиши эса r^2 мутаносиб равишда амалга ошади. Агар кузатиш масофаси r манбанинг чизиқли ўлчамларидан ўн ёки ундан кўп марта катта бўлса, у ҳолда тўлқин фронтини сферик сирт деб ҳисоблаш мумкин. Агар тўлқин манбаи кузатиш нуқтасидан жуда узоқда жойлашган бўлса, яъни r масофа етарлича катта бўлса, у ҳолда тўлқин фронти жуда катта радиусга эга бўлган сферик сирт қисмидан ташкил топади. Бундай сиртни етарлича аниқликка тешик деб хисоблаш мумкин ва бундай фронтга эга бўлган тўлқинга ясси тўлқин дейилади. Ясси монохроматик тўлқин тенгламаси қуйидаги кўринишга эга:

$$S = A\sin\omega(t - r/\vartheta) \qquad (3.55)$$

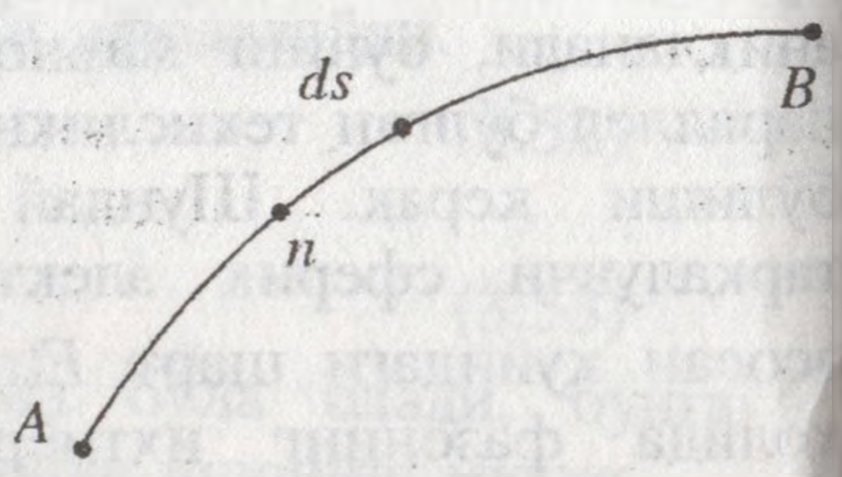
Бу тенгламага асосан бир хил фаза сирти x=const шартдан аниқланади, бунинг маъноси шундан иборатки ZY текисликка параллел бўлган текисликнинг барча нуқталари бир хил фазали бўлиши керак. Шундай қилиб маълум йўналиш бўйича тарқалувчи сферик электромагнит тўлқинлар холида (3.54) асосан қуйидаги шарт $E(t)=H(t)\sim 1/r$ бажарилади. Ясси тўлқин холида фазонинг ихтиёрий нуқтасида $E_0=H_0$=const шарти бажарилади. Амалда тўлқин сирти сферик, цилиндрик, эллипсоид ва бошқа кўринишларга эга бўлиши мумкин. Умумий ҳолда таъкидлаш лозимки, тўлқин сирти шундай нуқталарнинг геометрик ўрнидан иборатки, бу нуқталарда тўлқин фазалари бутун сирт бўйича ўзгармас сақланиши лозим.

IV БОБ. ГЕОМЕТРИК ОПТИКА АСОСЛАРИ

10-§. Ферма тамоили

Оптикада тасвир ясаш назарияси, умуман олганда, ёруғликнинг тўлқин табиатига асосланиши лозим. Лекин бу усул мураккаблиги туфайли маълум шароитларда тўлқин табиатига эга бўлган ёруғлик нури ёрдамида тасвир ясаш учун қуйидаги қонунлар ишлатилиши мумкин. Ёруғликнинг тўғри чизиқ бўйлаб тарқалиш қонуни, қайтиш, синиш ва ёруғлик дасталарининг мустақиллик қонунлари. Бу қонунларнинг қўлланилиш чегарасини ёруғликнинг тўлқин назарияси аниқлайди. Кўриш ҳисси ҳосил қиладиган ёруғлик тўлқинларининг узунлиги ($\lambda \sim 10^{-7}$ м) кичик бўлганлиги сабабли уни тахминан нурлар деб аталувчи ингичка чизиқлар бўйлаб тарқалади, деб қараш мумкин бўлади. Ёруғликнинг тўлқин табиатини ҳисобга олмасак ёки $\lambda \to 0$ деб қаралса, оптика қонунларни чизиқлар билан иш кўрувчи геометрия фани тилида ифодалаш мумкин. Оптиканинг ана шу бўлимига геометрик оптика дейилади.

Геометрик оптиканинг асоси қилиб XVII аср ўрталарида француз математиги Ферма томонидан аниқланган ва унинг номи билан юритилувчи тамоил олинади: ёруғлик икки нуқта орасида энг кам вақт сарфланадиган йўл бўйлаб тарқалади. Йўлнинг ds (23-расм) бўлагини ёруғлик $dt=ds/\vartheta$ вақт ичида босиб ўтади: бу ерда ϑ – ёруғликнинг муҳитнинг қаралаётган нуқтасидаги тезлиги. Охирги ифода ϑ ни ёруғликнинг вакуумда тарқалиш тезлиги c ва муҳитнинг синдириш кўрсатгичи n билан алмаштирамиз: $dt=(1/c)nds$. Ёруғлик A нуқтадан B нуқтага келиши учун сарфланадиган вақт қуйидагига тенг бўлади.



23-расм.

$$\tau = \frac{1}{c}\int_A^B nds \qquad (4.1)$$

$$L = \int_A^B nds \qquad (4.2)$$

катталикка оптик йўл узунлиги дейилади. Ферма тамойилига асосан оптик йўл узунлиги экстремал қийматга эга бўлади, яъни

$$\delta \int_A^B nds = 0 \qquad (4.3)$$

Ферма тамойилидан фойдаланиб, оптиканинг юқорида қайд қилинган тўртта асосий қонунлари ўринли эканлигини исбот қилиш мумкин.

Ёруғлик манбаининг маълум бир нуқтасидан чиқаётган ёки бир нуқтада тўпланаётган нурлар дастасига гомоцентрик ёки стигматик нурлар дейилади. Кўп ҳолларда ёруғлик дасталари аниқ бир нуқтадан чиқмайди ёки бир нуқтада учрашмайди. Бундай нурлар дастасига астигматик нурлар дейилади. Геометрик оптикада стигматик, параллел ҳамда астигматик нурлар дасталари билан иш кўришга тўғри келади.

11-§. Якка сферик сиртда синиш

Оптик асбоблар қисмларининг синдирувчи сиртлари турли шаклларда бўлади. Кўпчилик ҳолларда сиртлари сферик кўринишга эга бўлган қисмлар ишлатилади.

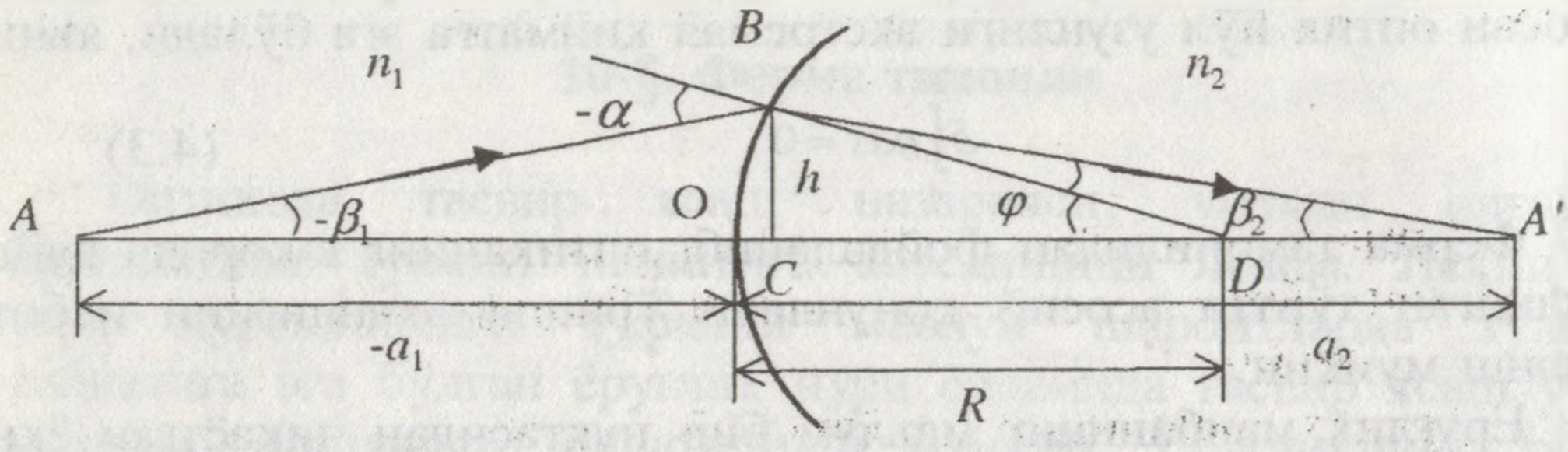
Сферик сиртда синишни қараб чиқишдан олдин геометрик оптикада масофалар ва бурчаклар қандай қоидалар асосида ҳисобланишини қараб чиқайлик. Ёруғликнинг мусбат йўналиши қилиб чапдан ўнгга ўтиш йўналиши олинади.

а) сферик сиртларда масофалар одатда унинг чўққисидан бошлаб ҳисобланади. Оптик ўқ бўйлаб олинадиган масофа йўналиши ёруғлик тарқалиши йўналиши билан мос тушса мусбат деб, қарама-қарши йўналишда бўлса манфий деб олинади.

б) нурнинг бош оптик ўқ ёки сферик сиртга ўтказилган тик чизиқ билан ҳосил қилган бурчагининг ўсиш йўналиши соат стрелкаси ҳаракати йўналишида бўлса, мусбат, акс ҳолда манфий деб олинади.

в) буюм ва тасвир катталиги оптик ўқдан юқорида мусбат пастда бўлса манфий деб олинади.

г) сиртнинг эгрилик маркази сиртдан ўнг томонда ётса, унинг эгрилик радиуси (R) мусбат деб олинади. Агар эгрилик маркази сиртдан чап томонда ётса эгрилик радиуси манфий қийматга эга бўлади.



24–расм.

д) ёруғлик нурининг сиртдан қайтиши қаралганда қайтиш бурчаги ва синдириш кўрсаткичининг ишорасини ўзгартириш лозим.

Келгусида қараладиган ҳамма ҳолларда ана шу қоидаларга амал қиламиз. Фараз қилайлик, эгрилик радиуси R бўлган сферик сирт синдириш кўрсаткичлари n_1 ва n_2 бўлган оптик муҳитларнинг ёндошиш чегараси бўлсин (24-расм). Масофаларни, юқорида келишганимиздек, синдирувчи сиртнинг O чўққисидан бошлаб ҳисоблаймиз. OC жуда кичик бўлган ҳолни қарасак, $AO=AB$ деб ҳисоблаш мумкин. Синиш қонунига асосан,

$$\frac{\sin(-\alpha)}{\sin(-\alpha')} = \frac{n_2}{n_1} \quad \text{ёки} \quad n_1 \sin(-\alpha) = n_2 \sin(-\alpha') \qquad (4.4)$$

параксиал нурлар учун

$$n_1(-\alpha) = n_2(-\alpha') \qquad (4.5)$$

АВД ва *СДВ* лардан

$$-\alpha = \varphi - \beta_1, \quad -\alpha' = \varphi - \beta_2 \qquad (4.6)$$

(4.5) ва (4.6) дан

$$n_1(\varphi - \beta_1) = n_2(\varphi - \beta_2) \qquad (4.7)$$

24-расмдан фойдаланиб, бурчакларни кесмалар узунлиги орқали ифодалаймиз:

$$tg(-\beta_1) = \frac{h}{-a_1}, \quad tg\beta_2 = \frac{h}{a_2}, \quad \sin\varphi = \frac{h}{R} \qquad (4.8)$$

ёки

$$-\beta_1 = \frac{h}{a_1}, \quad \beta_2 = \frac{h}{a_2}, \quad \varphi = \frac{h}{R} \qquad (4.9)$$

(4.9) дан фойдаланиб, (4.7) ни қуйидагича ёзиш мумкин:

$$n_1\left(\frac{1}{R}-\frac{1}{a_1}\right)=n_2\left(\frac{1}{R}-\frac{1}{a_2}\right)=Q \qquad (4.10)$$

Охирги ифодадан ёруғлик нури сферик сиртда синган ҳолда ҳам $n_1\left(\frac{1}{R}-\frac{1}{a_1}\right)$ кўпайтманинг ўзгармай қолиши кўринади. (4.10) формулага Аббенинг нолинчи инварианти ҳам дейилади. (4.10) ни қуйидаги кўринишда ҳам ёзиш мумкин:

$$\frac{n_2}{a_2}-\frac{n_1}{a_1}=\frac{n_2-n_1}{R} \qquad (4.11)$$

$\frac{n_2-n_1}{R}$ - катталик берилган сиртда синишнинг асосий ифодаси бўлиб, синдирувчи сиртнинг оптик кучи (Φ) дейилади;

$$\frac{n_2-n_1}{R}=\Phi \qquad (4.12)$$

(4.11) ифода якка сферик сиртда синишнинг асосий ифодаси бўлиб ҳисобланади.

Сферик сиртга параллел нурлар тушсин. Параллел нурлар учун $-a_1=\infty$ деб олиш мумкин. Параллел нурлар сферик сиртдан a_2 масофада тўпланишини (4.11) дан топиш мумкин:

$$a_2=\frac{n_2}{n_2-n_1}R \qquad (4.13)$$

Параллел нурларнинг сферик сиртда сингандан сўнг тўпланадиган нуқтасига синдирувчи сиртнинг иккинчи бош фокуси (f_2) дейилади. Синдирувчи сиртнинг О чўққисидан иккинчи бош фокусигача бўлган масофа (f_2) иккинчи бош фокус масофа дейилади. (4.10) га асосан

$$f_2=\frac{n_2}{n_2-n_1}R \qquad (4.14)$$

худди шунингдек, $-a_2=\infty$ деб фараз қилинса, синдирувчи сиртнинг биринчи бош фокуси (f_1) вазияти (4.11) дан топилиши мумкин:

$$f_1=\frac{n_1}{n_2-n_1}R \qquad (4.15)$$

(4.14) ва (4.15) формулалардан

$$\frac{f_2}{f_1}=-\frac{n_2}{n_1} \qquad (4.16)$$

(4.16) нинг чап томонидаги манфий ишора f_1 ва f_2 ларнинг сферик сиртнинг турли томонида жойлашганини англатади. (4.11) ни қуйидаги кўринишда ёзамиз:

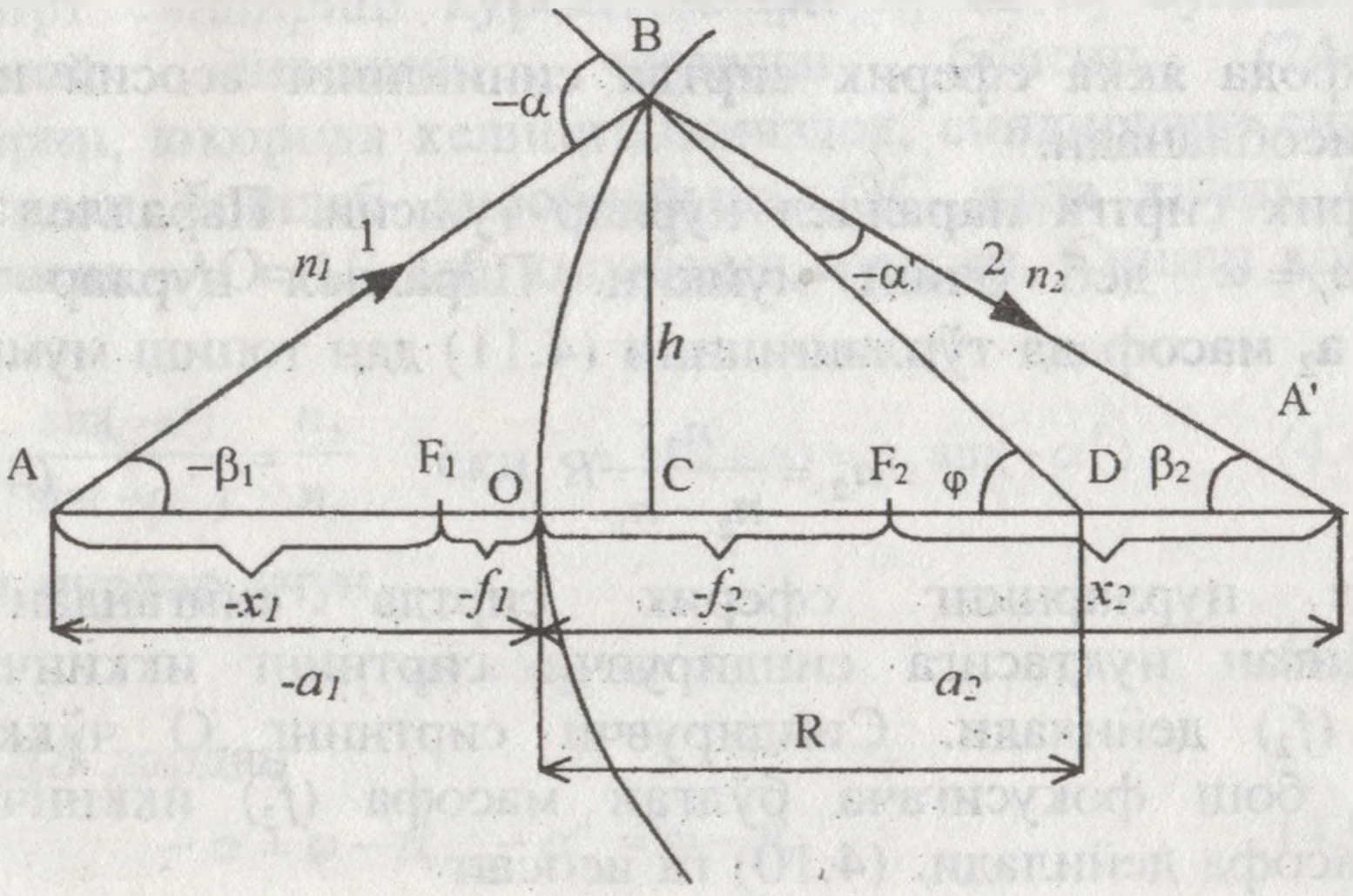
$$\frac{n_2}{a_2}\cdot\frac{R}{n_2-n_1}-\frac{n_1}{a_1}\cdot\frac{R}{n_2-n_1}=1 \qquad (4.17)$$

(4.15) ва (4.16) ни ҳисобга олсак, (4.17) ифода қуйидаги кўринишни олади:

$$\frac{f_2}{a_2}+\frac{f_1}{a_1}=1 \qquad (4.18)$$

A ва A^1 нуқталарнинг ҳолатини аниқловчи кесмаларни О қутбдан эмас, балки f_1 ва f_2 бош фокуслардан бошлаб ҳисоблаймиз. 25-расмдан кўринадики,

$$-a_1=-f_1-x_1 \quad a_2=f_2+x_2 \qquad (4.19)$$



25-расм.

(4.19) ни (4.18) га қўйсак:

$$\frac{f_2}{f_2+x_2}+\frac{f_1}{f_1-x_1}=1 \qquad (4.20)$$

ёки

$$x_1\cdot x_2=f_1\cdot f_2 \qquad (4.21)$$

(4.21) ифодага Ньютон формуласи дейилади. (4.12), (4.14) ва (4.15) формулаларга асосланиб

$$\Phi=\frac{n_2}{f_2}=-\frac{n_1}{f_1} \qquad (4.22)$$

муносабат ўринли эканлигини кўрсатиш мумкин. Синдирувчи сферик сирт учун топилган ифодаларни ёруғлик сферик сиртдан қайтган ҳол учун ҳам тадбиқ этиш мумкин. Масалан, $n_2=-n_1$ деб фараз қилинса, (4.11) формула сферик кўзгу формуласига айланади, яъни

$$\frac{1}{a_1}+\frac{1}{a_2}=\frac{2}{R} \qquad (4.23)$$

R – кўзгунинг эгрилик радиуси. Кўзгунинг фокус масофаси $a_1=\infty$ шартдан топилади, яъни $a_2=f_2=f=R/2$; Кўзгунинг оптик кучи эса қуйидагича топилади:

$$\Phi=\frac{R_1}{R_2}-\frac{1}{f} \qquad (4.24)$$

(4.23) ифода (4.21) ни ҳисобга олсак,

$$\frac{1}{a_1}+\frac{1}{a_2}=\frac{1}{f} \qquad (4.25)$$

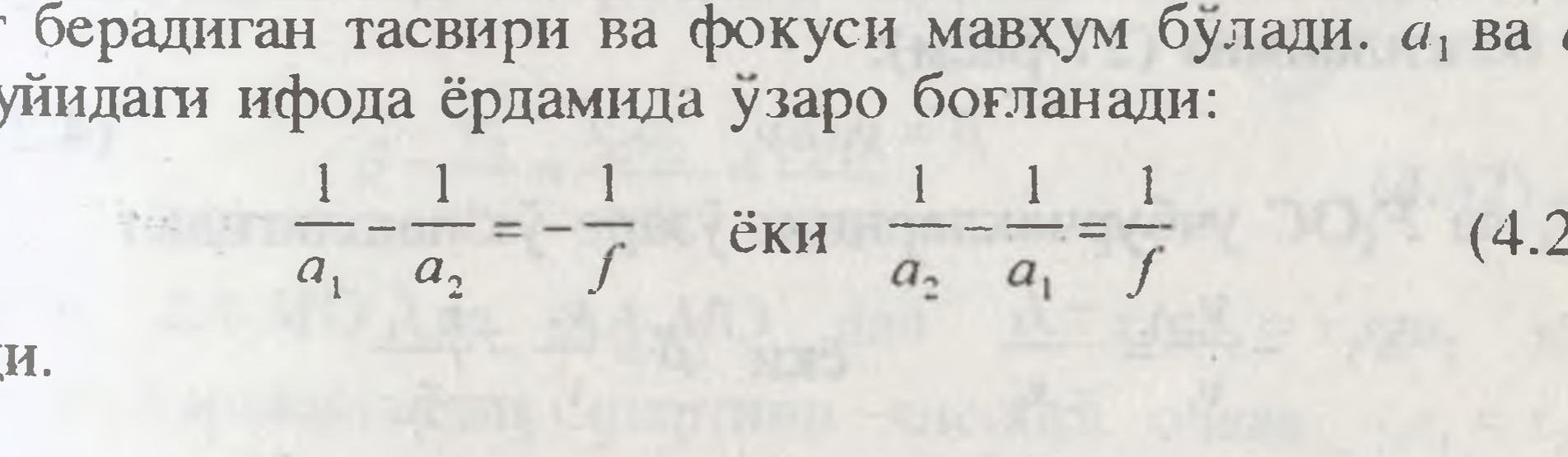
Умуман олганда, сферик кўзгулар ботиқ ҳамда қаварик бўлади. Ботиқ кўзгу учун ҳам ҳамма масофалар унинг қутбидан бир томонга қараб ҳисобланади, шунинг учун (4.25) да ишорадар танлаш қоидасига амал қилинса ҳам бўлади. Қаварик кўзгу учун a_1 ва a_2 турли ишорада бўлади. Бундай кўзгу сочувчи бўлиб, унинг берадиган тасвири ва фокуси мавҳум бўлади. a_1 ва a_2 лар эса қуйидаги ифода ёрдамида ўзаро боғланади:

$$\frac{1}{a_1}-\frac{1}{a_2}=-\frac{1}{f} \quad \text{ёки} \quad \frac{1}{a_2}-\frac{1}{a_1}=\frac{1}{f} \qquad (4.26)$$

бўлади.

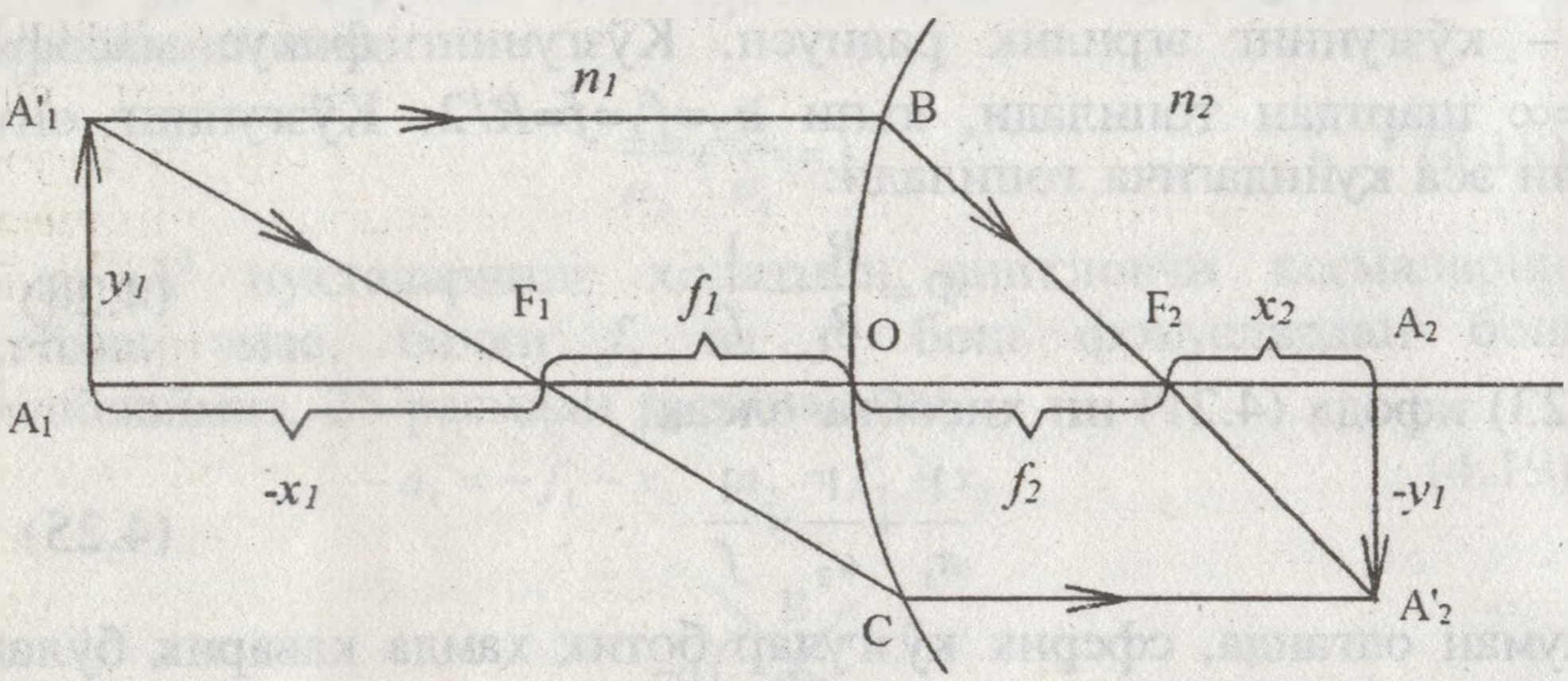
12-§. Якка сферик сиртда буюм тасвирини ясаш ва унинг катталаштиришини аниқлаш

Энди сферик сиртда оптик ўққа перпендикуляр бўлган тўғри чизиқ кесмасининг оптик тасвири қандай ясалишини кўриб чиқайлик:



26-расм.

A_1OA_2 ўқни сферик сирт эгрилик маркази C атрофида кичик бурчакка бурамиз, агар $A_1A_1^1$ ва $A_2A_2^1$ ёйлар кичик бўлса, уларни y_1 ва y_2 тўғри чизиқли кесмалар билан алмаштириш мумкин. Бу кесмалар A_1OA_2 ўққа перпендикулярдир (26-расм). Тўғри чизиқли кесма тасвирини ясаш учун сферик сиртда сингандан сўнг йўналишлари маълум бўлган нурлардан фойдаланамиз.



27–расм.

Тасвир чизиқли ўлчамларининг буюм чизиқли ўлчамига бўлган нисбати чизиқли катталаштириш дейилади ва уни β билан белгилаймиз (27-расм):

$$\beta = y_2 / y_1 \qquad (4.27)$$

$A_1A_1^1F_1$ ва F_1OC учбурчакларнинг ўзаро ўхшашлигидан

$$-\frac{y_2}{y_1} = \frac{-f_1}{-x_1} \qquad \text{ёки} \quad \beta = \frac{y_2}{y_1} = \frac{-f_1}{x_1}$$

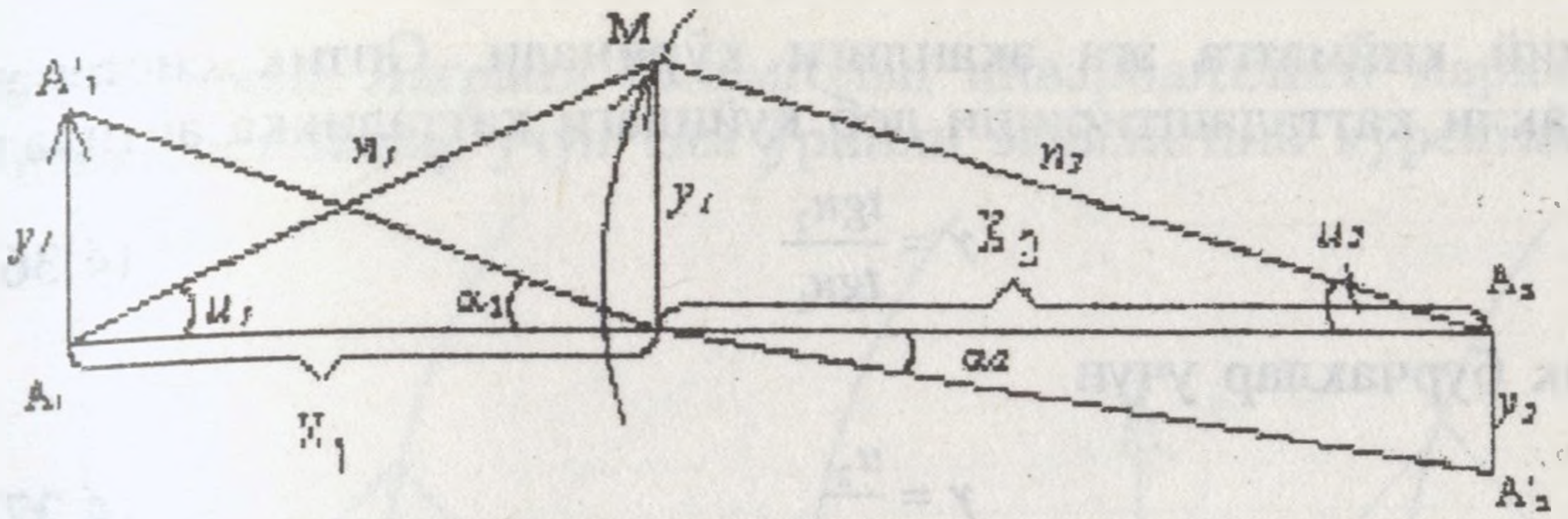
Ньютон формуласини (4.21) ҳисобга олсак,

$$\beta = \frac{y_2}{y_1} = -\frac{x_2}{f_2} \qquad (4.28)$$

эканлиги келиб чиқади

13-§. Лагранж-Гельмгольц инварианти

Лагранж-Гельмгольц инвариантини ҳосил қилиш учун чизиқли ва бурчакли катталаштириш орасидаги боғланишни топамиз. Бунинг учун қуйидаги расмга мурожаат қиламиз (28-расм):



28–расм.

Расмга асосан **параксиал** нурлар учун қуйидаги формулалар ўринли бўлади:

$$y_1 = -x_1\alpha_1, \quad -y_2 = x_2\alpha_2 \tag{4.29}$$

бу ердан

$$\beta = \frac{y_2}{y_1} = \frac{x_2\alpha_1}{x_2\alpha_2} \tag{4.30}$$

Синиш қонунига асосан $n_1\alpha_1 = n_2\alpha_2$ тенглик ўринлидир ёки

$$\frac{\alpha_2}{\alpha_1} = \frac{n_1}{n_2} \tag{4.31}$$

(4.31) ва (4.30) формулалардан қуйидаги ифодани ҳосил киламиз:

$$\beta = \frac{y_2}{y_1} = \frac{x_2\alpha_2}{x_1\alpha_1} = \frac{x_2 n_1}{x_1 n_2} \tag{4.32}$$

28-расмдаги ΔA_1MO ва ΔA_2MO дан $y = x_1 tgu_1 = x_2 tgu_2$ нур дастасининг паракциаллик шартини хисобга олсак $x_1u_1 = x_2u_2$ келиб чикади ва бундан

$$-\frac{u_1}{u_2} = \frac{x_2}{-x_1} \tag{4.33}$$

Натижада β учун қуйидаги ифодага эга бўламиз:

$$\beta = \frac{y_2}{y_1} = \frac{n_1u_1}{n_2u_2} \tag{4.34}$$

ёки

$$y_1u_1n_1 = y_2u_2n_2 \tag{4.35}$$

учун кўпайтмага Лагранж-Гельмгольц инварианти дейилади. (4.35) ифодадан сферик синдирувчи сирт учун *учун* катталик

доимий қийматга эга эканлиги кўринади. Оптик системанинг бурчакли катталаштириши деб қуйидаги катталикка айтилади:

$$\gamma = \frac{tgu_2}{tgu_1} \tag{4.36}$$

кичик бурчаклар учун

$$\gamma = \frac{u_2}{u_1} \tag{4.37}$$

(4.34) ва (4.37) формулалардан:

$$\beta = \frac{n_1}{n_2} \cdot \frac{1}{\gamma} \tag{4.38}$$

(4.38) ифодадан кўринадики чизиқли катталаштириш бурчакли катталаштиришга тескари пропорцианал экан.

14-§. Сферик сиртларнинг марказлашган оптик системаси ва унинг координал нуқталари

Ихтиёрий эгрилик радиусларига эга бўлган сферик сиртлар турли синдириш кўрсатгичига эга бўлган муҳитларнинг ёндошиш чегараси бўлсин. Агар ҳамма сиртларнинг эгрилик марказлари бир тўғри чизикда ётса, бундай системага марказлашган оптик система дейилади. Параксиал нурлар билан иш кўрамиз. Ҳар бир сирт стигматик тасвир ҳосил қилади ва хосил бўлган тасвир ўзидан кейин турган сирт учун объект вазифасини бажаради (29-расм). Марказлашган система нурлар гомоцентриклигини бузмаслиги тажрибада тасдикланган.

Марказлашган оптик система синдириш кўрсатгичлари n_1, n_2, n_3 ва n_4 бўлган 4та синдирувчи сферик сиртдан иборат бўлсин ва бу сферик сиртлар учун қуйидаги ифодаларни ёза оламиз:

$$y_1 u_1 n_1 = y_2 u_2 n_2 \tag{4.39}$$

$$y_2 u_2 n_2 = y_3 u_3 n_3 \tag{4.40}$$

$$y_3 u_3 n_3 = y_4 u_4 n_4 \tag{4.41}$$

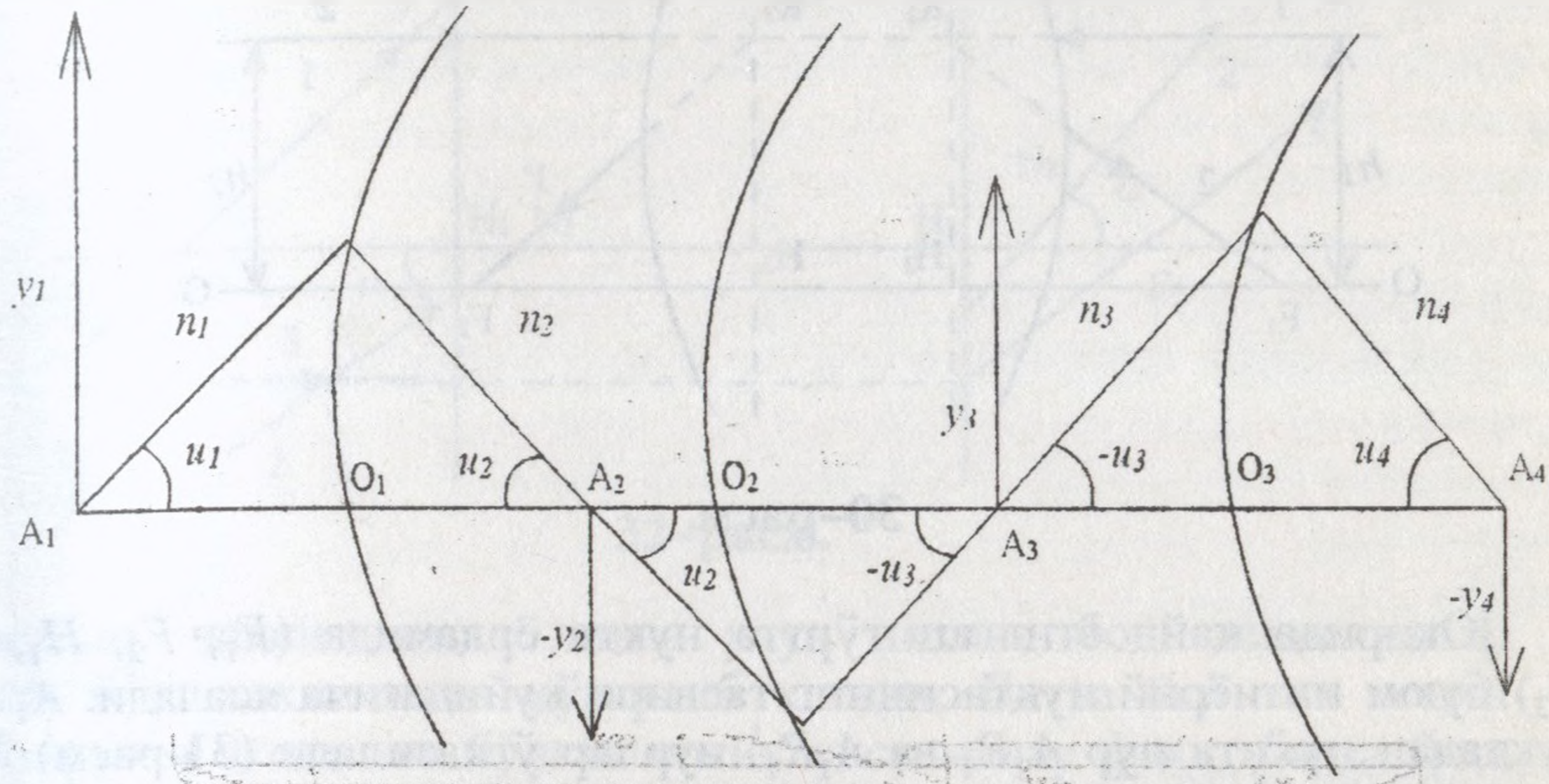
(4.29) ва (4.31) дан қуйидаги ифодани ёзиш мумкин:

$$y_1 u_1 n_1 = y_4 u_4 n_4 \tag{4.42}$$

Умумий холда (4.42) ни қуйидагича ёза оламиз:

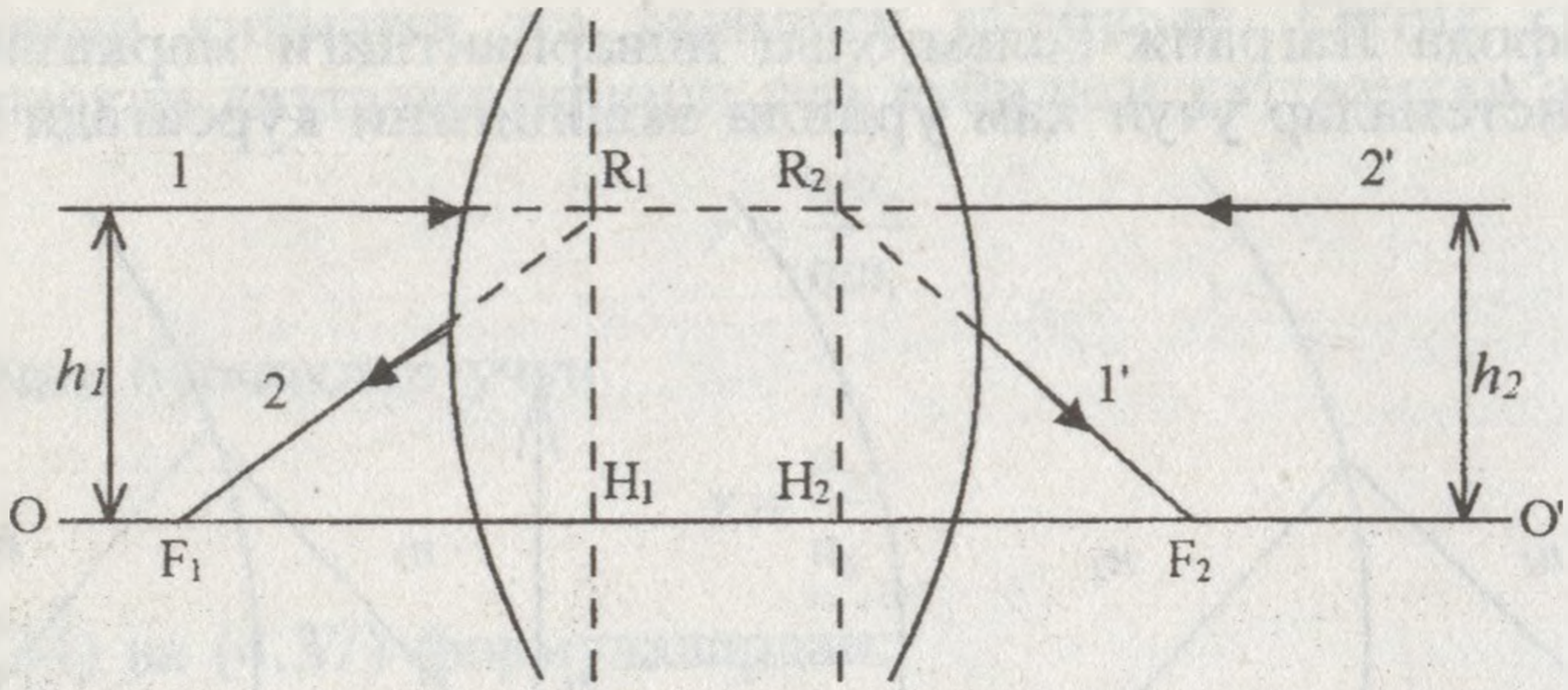
$$y_1 u_1 n_1 = y_k u_k n_k \tag{4.43}$$

(4.43) ифода Лагранж-Гельмгольц инвариантлиги марказлашган оптик системалар учун ҳам ўринли эканлигини кўрсатади



29–расм.

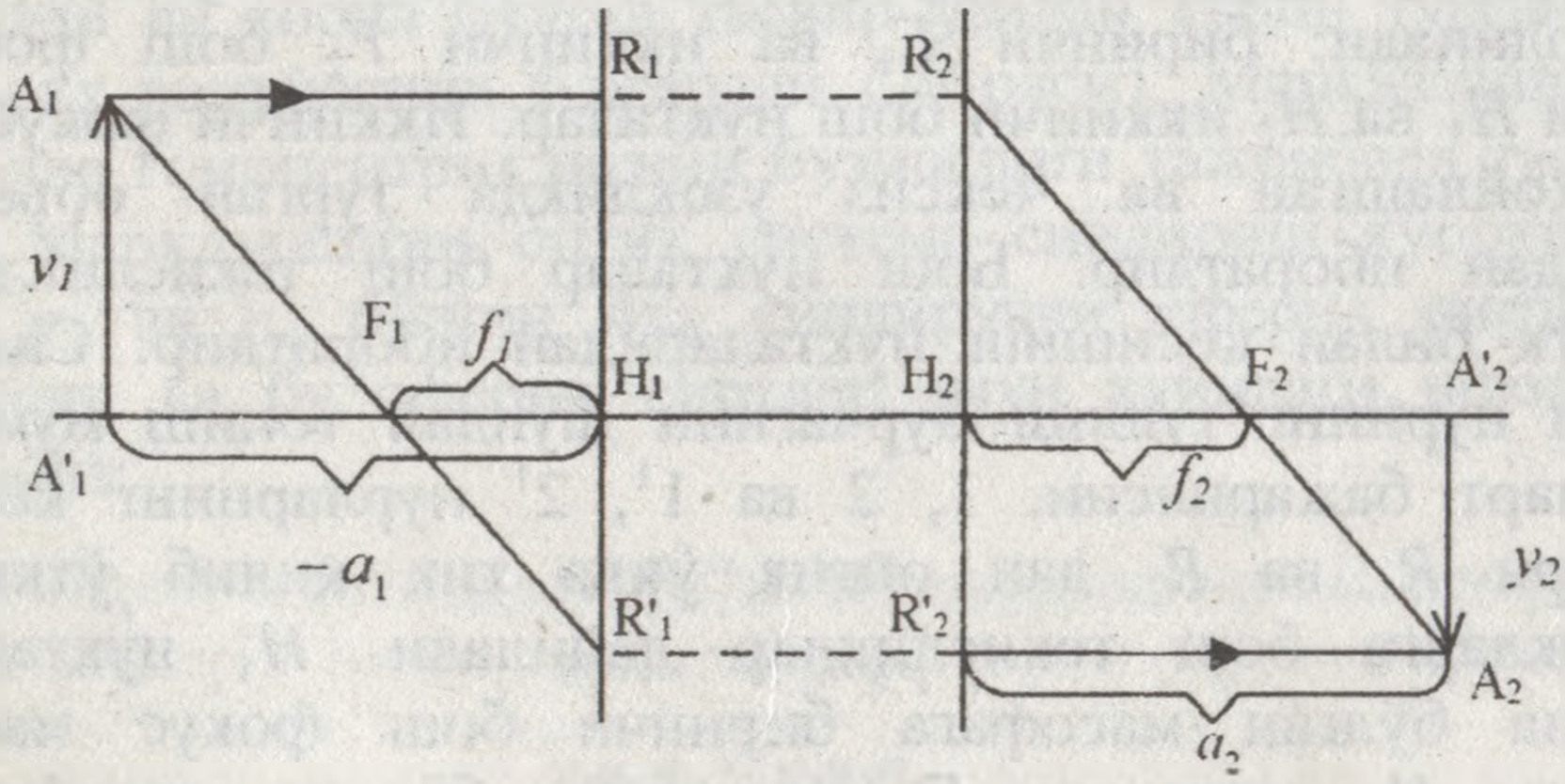
Оптик системанинг координал нуқталари деб марказлашган оптик системанинг OO^1 ўқида (30-расм) жойлашган ва параксиал нурлар соҳасида объект ихтиёрий нуқтасининг тасвирини ясашга имкон берадиган нуқталарга айтилади. Бу нуқталарнинг ҳолатини билсак, система ичида нурларнинг йўналишини билишга эҳтиёж қолмайди. Умумий ҳолда оптик системанинг координал нуқталари сифатида қуйидаги тўрт нуқта олинади: биринчи F_1 ва иккинчи F_2 бош фокуслар, биринчи H_1 ва H_2 иккинчи бош нуқталар. Иккинчи фокус оптик ўқда жойлашган ва чексиз узоқликда турган объектнинг тасвиридан иборатдир. Бош нуқталар бош текисликларнинг оптик ўқ билан кесишиш нуқталаридан иборатдир. Системага тушувчи нурнинг тушиш бурчагини шундай топиш мумкинки, $y_1=y_2$ шарт бажарилсин. 1, 2 ва 1^1, 2^1 нурларнинг кесишиш нуқталари R_1 ва R_2 дан оптик ўққа тик қилиб ўтказилган текисликларга бош текисликлар дейилади. H_1 нуқтадан F_1 нуқтагача бўлган масофага биринчи бош фокус масофаси дейилади. H_2 нуқтадан F_2 нуқтагача бўлган масофага эса иккинчи фокус масофаси дейилади (30-расм).



30–расм.

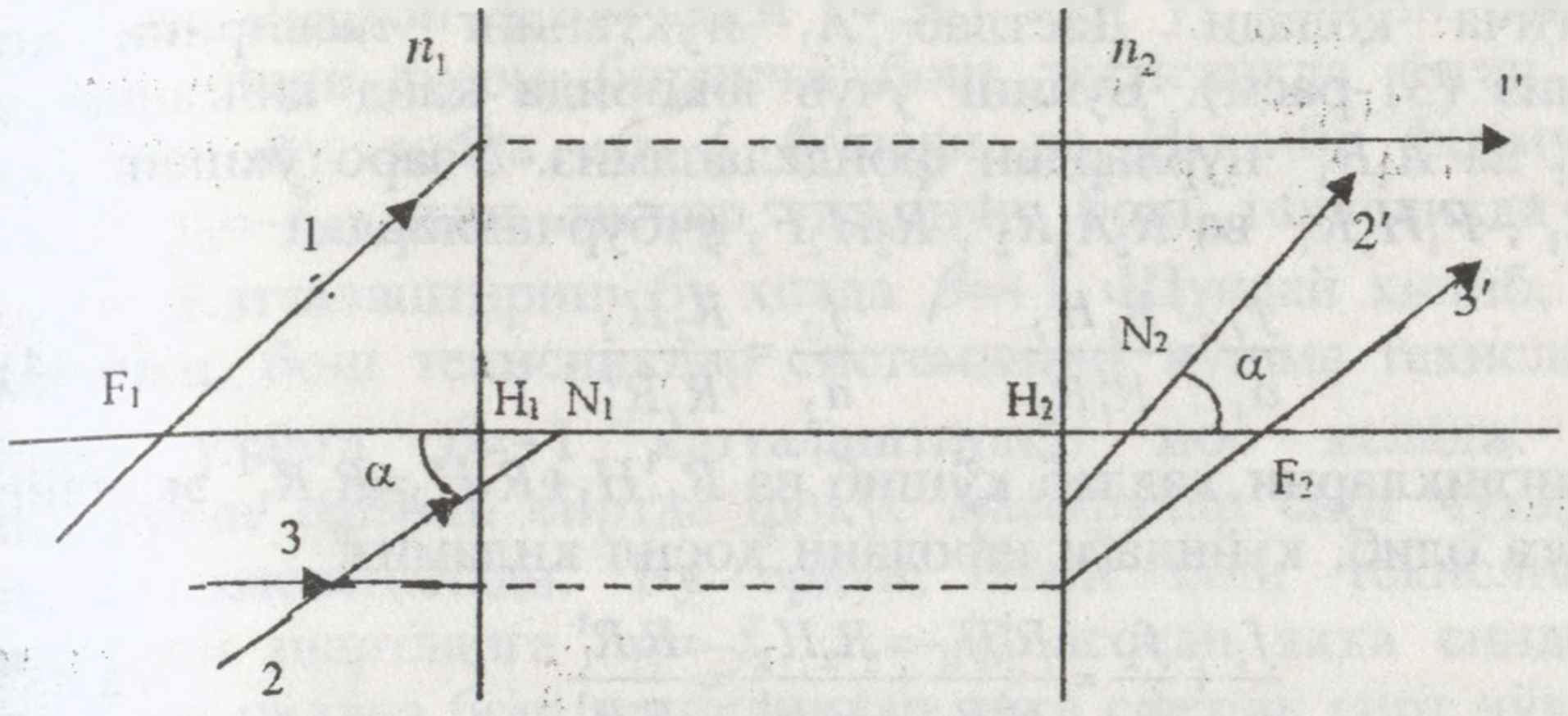
Юқорида қайд этилган тўртта нуқта ёрдамида (F_1, F_2, H_1, H_2) буюм ихтиёрий нуқтасининг тасвири қуйидагича ясалади. A_1 нуқтадан иккита нур A_1R_1 ва $A_1R_1^1$ нурлар ўтказилади (31-расм).

Оптик ўққа параллел равишда тарқалувчи ва кейинги бош текисликни (R_2H_2) оптик ўқдан y_1 масофада кесувчи биринчи нур кейинги F_2 фокус орқали ўтади. Иккинчи нур биринчи F_1 фокус ва R_1H_1 бош текисликдаги R_1^1 нуқтага келиб тушади ва оптик системадан ўққа нисбатан параллел равишда чиқади. Бу нур оптик ўқдан $H_2R_2^1(H_2R_1^1=H_2R_2^1)$ масофада тарқалади. Бу нурларнинг кесишиш нуқтаси A_2 объектнинг A_1 нуқтасининг оптик система томонидан ҳосил қилинадиган тасвири ҳисобланади.



31–расм.

A_1 нуқтадан чиқувчи ҳар бир ихтиёрий параксиал нур оптик системадан ўтгандан сўнг A_2 нуқтадан ўтади. Баъзи хусусий ҳолларда оптик системанинг кардинал нуқталарининг сони тўртдан кам бўлиши мумкин.



32–расм.

Масалан, чексиз юпка линза учун иккала бош текисликлар битта бош текисликка қўшилиб кетади. Битта ёки ток сонли қайтарувчи юзага эга бўлган оптик системалар фақат битта бош текислик ва битта фокусга эга бўлади, чунки системага тушувчи нурлар фақат бир йўналиш бўйича тарқалади. Жуфт сонли қайтарувчи юзага эга бўлган оптик системалар умуман тўртта координал нуқталарга эга. Телескопик системаларда оптик ситеманинг координал нуқталари чексизликда жойлашади, бинобирин, бу нуқталар ёрдамида тасвир ясаш мумкин эмас. Бу ҳолда телескопик системани икки қисмга бўлиш мумкин. Масалан, объект фазоси ихтиёрий нуқтасининг тасвирини ясаш мумкин бўлади. Баъзи холларда бош нуқталар тўғри нуқталар билан алмаштирилади (32-расм). Тугун нуқталарнинг хоссаси шундан иборатки, биринчи N_1 тугун нуқтадан ўтган ва оптик ўқ билан α бурчак хосил қилган нур сингандан сўнг иккинчи N_2 тугун нуқтадан ўтади ва оптик ўқ билан яна α бурчак хосил қилади. Агар биринчи ва иккинчи мухитларнинг синдириш кўрсаткичлари бир хил бўлса, тугун нуқталар бош нуқталар билан мос тушади.

15-§. Марказлашган оптик системада тасвир ясаш

Системанинг бош текисликлари ва бош фокуслари ёрдамида тасвир қандай ясалишини қараб чиқайлик. Бош текисликлари H_1R_1, H_2R_2 ва бош фокуслари F_1, F_2 бўлган система берилган бўлсин. Объект ва унинг тасвирий ҳолатини бош фокусларни аниқловчи масофаларни биринчи (H_1R_1) ва иккинчи (H_2R_2) бош текисликлардан бошлаб ҳисоблаймиз. Ишоралар қоидаси

аввалгича қолади. Дастлаб A_1 нуқтанинг тасвирини ҳосил қиламиз (31-расм). Бунинг учун юқорида қайд қилганимиздек, A_1, R_1 ва $A_1R_1^1$ нурлардан фойдаланамиз. Ўзаро ўхшаш бўлган $A_1R_1R_1^1$, $F_1H_1R_1^1$ ва $R_2A_2R_2^1$, $R_2H_2F_2$ учбурчаклардан

$$\frac{f_1}{a_1}=\frac{R_1^1H_1}{R_1^1R_1}, \qquad \frac{f_2}{a_2}=\frac{R_2H_2}{R_2R_2^1}, \tag{4.44}$$

Бу тенгликларни ҳадлаб қўшиб ва $R_1^1H_1+R_2H_2=R_1R_1^1$ эканлигини ҳисобга олиб, қуйидаги ифодани ҳосил қиламиз:

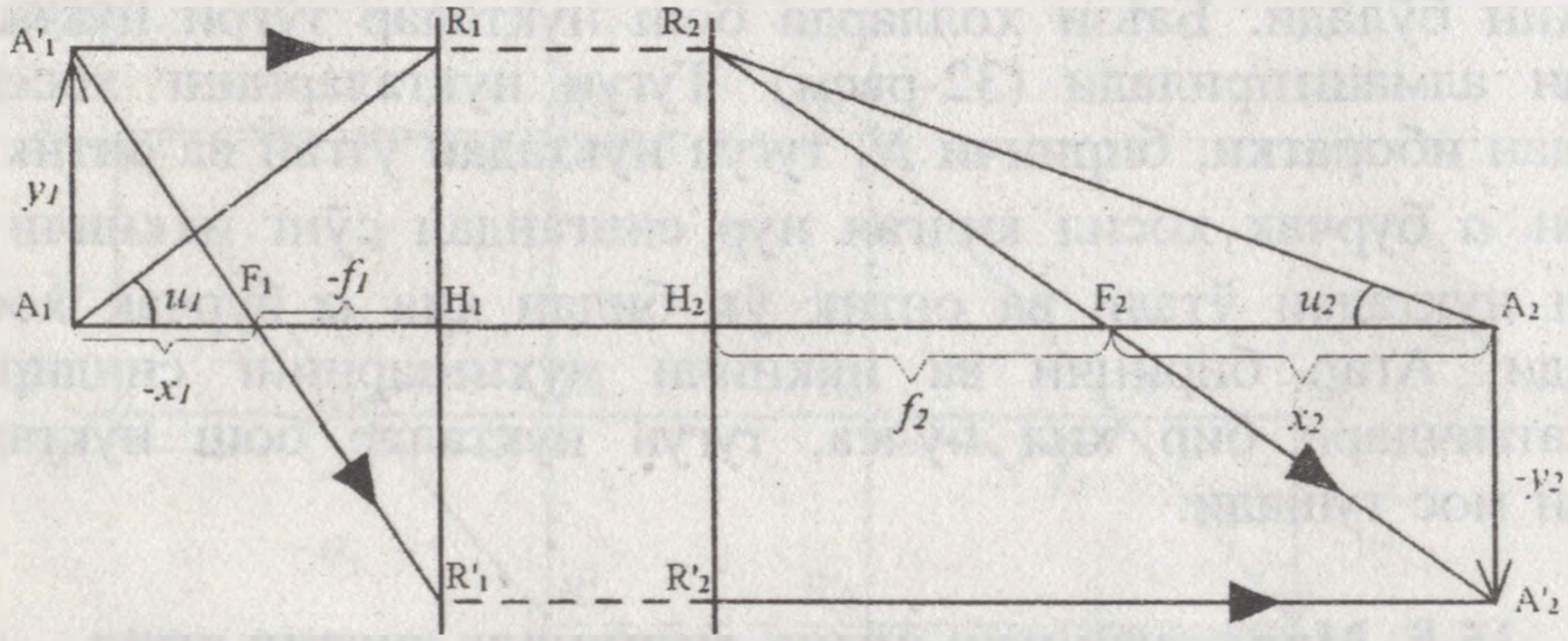
$$\frac{f_1}{a_1}+\frac{f_2}{a_2}=\frac{R_1^1H_1}{R_1^1R_1}+\frac{R_2H_2}{R_2R_2^1}=\frac{R_1R_1^1}{R_1R_1^1} \tag{4.45}$$

ёки

$$\frac{f_1}{a_1}+\frac{f_2}{a_2}=1 \tag{4.46}$$

(4.46) дан кўринадики, марказлашган оптик система учун ҳам якка сферик сиртда синиш формуласини ишлатиш мумкин экан.

Худди шундай кўрсатиш мумкинки, якка сферик сирт учун топилган бошқа муносабатлар ҳам марказлашган оптик система учун ўринли бўлади. Масалан, системанинг чизиқли катталаштиришини аниқлаб, уни сферик сирт чизиқли катталаштириши билан солиштирайлик.

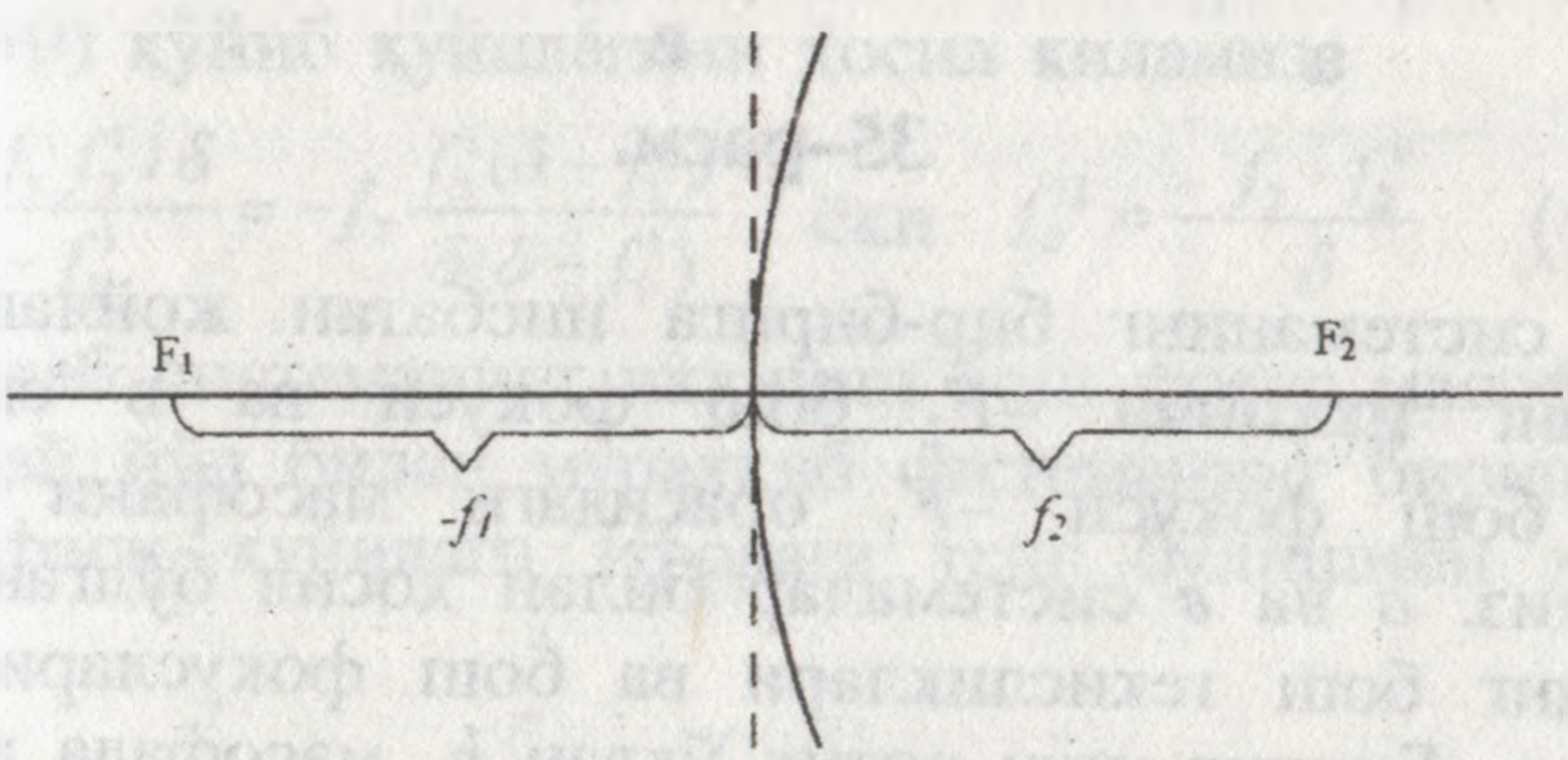


33–расм.

$A_1A_1^1F_1$ ва $F_1H_1R_1^1$ ҳамда $R_2H_2^1F_2$ ва $F_2A_2A_2^1$ учбурчакларнинг ўхшашлигидан қуйидаги тенгликларга эга бўламиз:

$$-\frac{y_2}{y_1}=\frac{x_2}{f_2}, \quad \frac{-y_2}{y_1}=\frac{-f_1}{-x_1}, \quad \beta=\frac{y_2}{y_1}=-\frac{x_2}{f_2}=-\frac{f_1}{x_1} \tag{4.47}$$

Бу ҳолда Ньютон формуласи (4.21) ҳам уз кучини сақлайди, $x_1x_2=f_1f_2$. Энди буюм биринчи бош текисликда ётган ҳолни қараймиз. Бу ҳолда $x_1=-f_1$ бўлади ва Ньютон формуласига асосан $x_2=-f_2$, яъни тасвир иккинчи бош текисликда ҳосил бўлади. Катталаштириш бу ҳолда $\beta=+1$. Шундай қилиб, айтиш мумкинки, бош текисликлар системанинг қўшма текисликлари бўлиб, уларга $\beta=+1$ катталаштириш мос келади. Битта синдирувчи сферик сиртда фокус масофалар сирт чўққисидан бошлаб ҳисобланади. Бу ердан, яъни бош текисликларни аниқловчи шартларга ($x_1=-f_1$, $x_2=-f_2$) асосан якка синдирувчи сирт учун иккала бош текисликлар якка сферик сирт чўққисига ўтказилган ўринма текислик билан мос деган хулоса келиб чиқади. Буни схематик равишда қуйидагича тасвирлаш мумкин (34-расм).



34–расм.

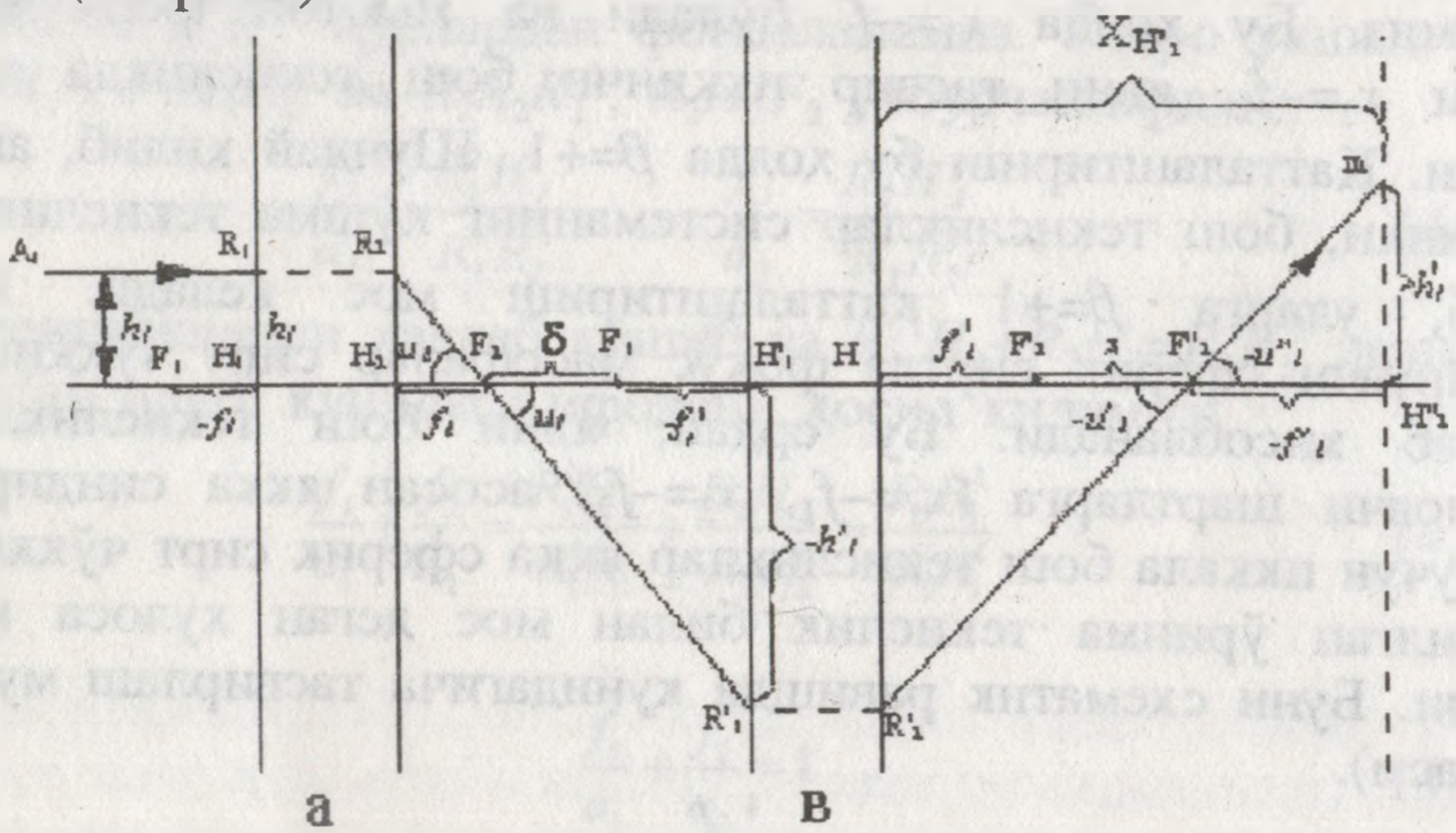
16-§. Мураккаб марказлашган оптик системанинг бош фокуслари ва бош текисликларининг вазияти

Агар синдирувчи сиртларнинг эгрилик радиуслари $r_1,r_2,r_3,r_4...r_n$ ва бу синдирувчи сиртлар орасидаги масофалар ҳамда синдирувчи сиртлар билан чегараланган муҳитларнинг синдириш кўрсаткичлари берилган бўлса, марказлашган оптик система берилган ҳисобланади. Ҳар бир синдирувчи бош текисликлар шу сиртнинг чўққисига ўтказилган ўринма текислик билан устма-уст тушади. Синдирувчи сиртларнинг бош фокус масофалари қуйидаги формулалар ёрдамида аниқланади:

$$f_1=\frac{-n_1}{n_2-n_1}r_1 \qquad f_2=\frac{-n_2}{n_2-n_1}r$$

Ана шу маълумотларга асосланиб системанинг бош текисликлари ва бош фокусларини аниқлаш мумкин. Фараз

қилайлик, иккита (*а* ва *в*) марказлашган оптик системанинг ҳар бири бош текисликлари ва бош фокуслари орқали берилган бўлсин (35-расм).



35–расм.

Бу икки системанинг бир-бирига нисбатан жойлашишини *а* системанинг иккинчи $-F_2$ бош фокуси ва в системанинг биринчи бош фокуси $-F_1$ орасидаги масофани $-\delta$ билан белгилаймиз. *а* ва *в* системалар билан ҳосил бўлган мураккаб системанинг бош текисликлари ва бош фокуслари ҳолатини аниқлаймиз. Бунинг учун оптик ўқдан h_1 масофада ва шу ўққа параллел равишда кетаётган A_1R_1 нурни қараймиз. F_2^{11} нуқта мураккаб системанинг иккинчи бош фокуси ҳисобланади, чунки бу нуқтада системага тушгунга қадар ўзаро параллел бўлган иккита нур бир-бири билан кесишади. Мураккаб системанинг иккинчи бош фокуси F_2^{11} ва иккинчи бош текислигини қуйидаги мулоҳазадан аниқлаймиз. A_1R_1 нур мураккаб системанинг биринчи бош текислигини оптик ўқдан h_1 масофада кесиши керак. $R_2''F_2''$ нурда оптик ўқдан h_1' масофада турган нуқта *m* бўлади. Бу ҳолда оптик ўққа перпендикуляр бўлган mH_2^{11} текислик мураккаб системанинг фокус масофаси бўлади. f_2^{11} ни аниқлаш учун u_2, u_2^1, u_1, u_2^{11} бурчакларни киритамиз. Бу бурчаклар остида нур оптик ўқни кесади. Бу расмдан кўринадики: $u_2=u_1$, $u_2^{11}=u_2^1$. Шу бурчаклар орасида қуйидагича муносабат борлигини кўрсатиш мумкин:

$$\frac{u_2}{u_2^{11}} = \frac{u_1}{u_2^1} \qquad (4.48)$$

Учбурчаклар ўхшашлигидан:

$$h_1 = f_2 u_2 = f_2^{11} u_2^{11}, \quad -h_1 = u_1(\delta - f_1^1) = -u_2^1(f_2^1 + x)$$

Охирги тенгликлардан қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$\frac{u_2}{u_2^{11}} = \frac{f_2^{11}}{f_2}, \quad \frac{u_1}{-u_2^1} = \frac{f_2^1 + x}{\delta - f_1^1}$$

ёки (4.48) ни ҳисобга олсак,

$$\frac{f_2^{11}}{f_2} = -\frac{f_2^1 + x}{\delta - f_1^1} \quad \text{ёки} \quad f_2^{11} = -f_2 \frac{f_2^1 + x}{\delta - f_1^1} \qquad (4.49)$$

Ньютон формуласидан фойдаланиб, бу формуладан x ни йўқотамиз. F_2 ва F_2^{11} в системанинг қўшма нуқталари ҳисобланади, бинобарин $-\delta x = f_1 f_2$, бундан: $x = -\frac{f_1^1 \cdot f_2^1}{\delta}$ бу ифодани (4.49) қўйиб қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$f_2^{11} = -f_2 \frac{f_2^1 - f_1^1 f_2^1 / \delta}{\delta - f_1^1} = -f_2 \frac{f_2^1(\delta - f_1^1)}{\delta(\delta - f_1^1)} \quad \text{ёки} \quad f_2^{11} = -\frac{f_2 \cdot f_2^1}{\delta} \qquad (4.50)$$

(4.50) мураккаб системанинг иккинчи бош фокус масофасидир. Худди шундай йўл билан мураккаб системанинг биринчи бош фокус масофаси қуйидаги ифодага тенг бўлишини кўрсатса бўлади.

$$f_1^{11} = -\frac{f_1 \cdot f_1^1}{\delta} \qquad (4.51)$$

Энди системанинг бош текислигига нисбатан мураккаб системанинг иккинчи бош текислиги ҳолатини аниқлаймиз. Бу кесмани $\Delta_{H_2^{11}}$ билан белгилаймиз. 35-расмдан кўринадики, $\Delta_{H_2^{11}} = f_2^1 + x - f_2^{11}$ га тенг экан бу ифодага x ва f_2^{11} нинг қийматларини қўйсак қуйидаги тенгликни ҳосил қиламиз:

$$\Delta_{H_2^{11}} = f_2^1 - \frac{f_1^1 f_2^1}{\delta} + \frac{f_2 f_2^1}{\delta} = \frac{\delta f_2^1 - f_1^1 f_2^1 + f_2 f_2^1)}{\delta} \qquad (4.52)$$

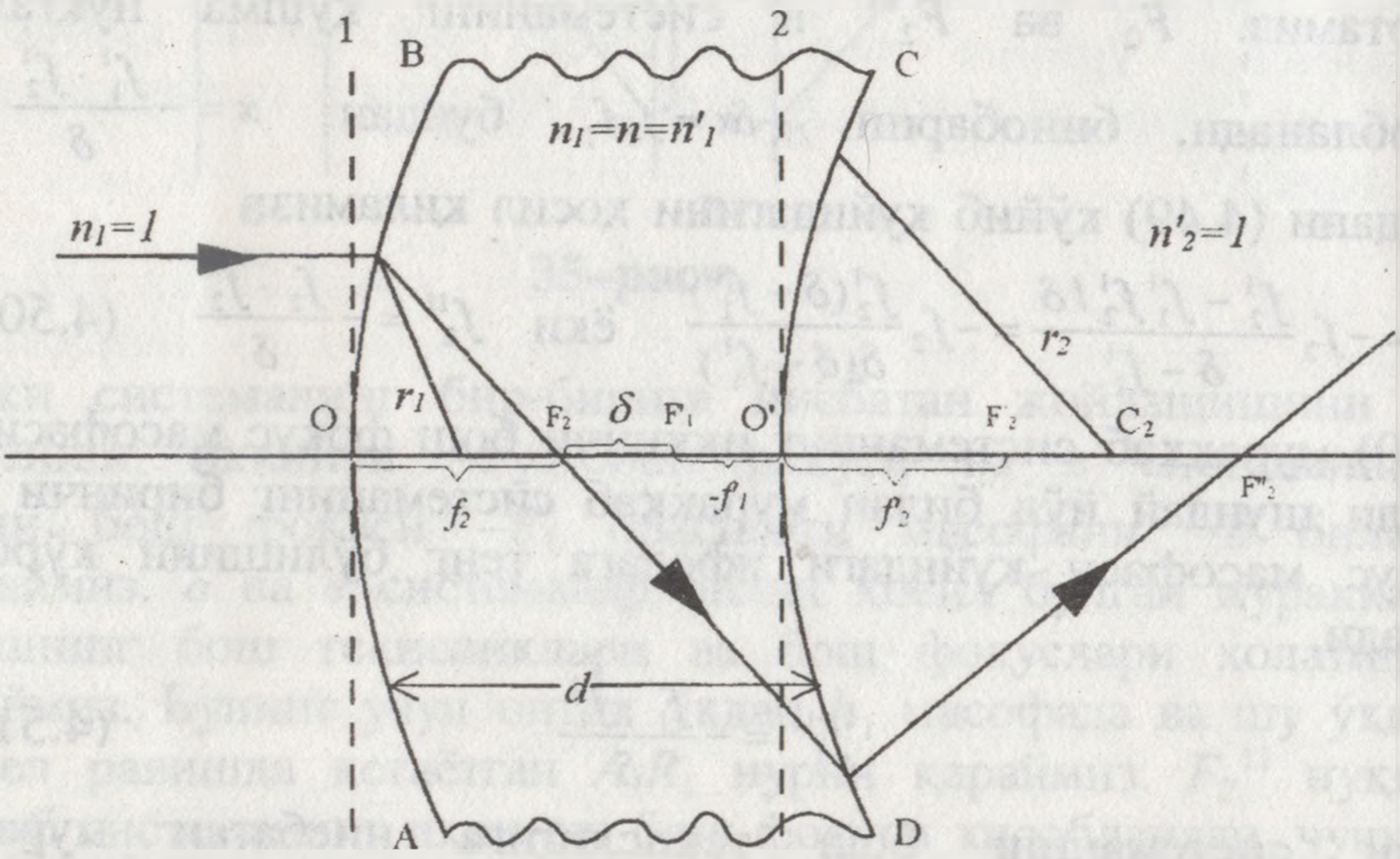
бундан

$$\Delta_{H^{11}} = f_2^1 \frac{\delta - f_1^1 + f_2}{\delta} \qquad (4.53)$$

Демак (4.49), (4.50), (4.51) ва (4.53) формулаларни кетма-кет қўллаш натижасида ихтиёрий мураккаб марказлашган оптик системанинг бош текисликлари ва бош фокусларининг вазиятини аниқлаш мумкин.

17-§. Қалин линза

Ёруғлик учун шаффоф бўлиб иккала томондан сферик сирт билан чегараланган жисмга линза дейилади. Линзалар катта аҳамиятга эга бўлгани учун уларда ёруғлик синиш қонунларини қараб чиқайлик. Эгрилик радиуслари r_1 ва r_2 бўлган бир-биридан d масофада жойлашган AB ва $ДС$ сиртли қалин линза ҳавода жойлашган бўлсин ($n_{ҳаво}$=1). Синдирувчи сиртларнинг 1 ва 2 бош текисликлари уларнинг чўққилари O ва O^1 нуқталарига ўринма равишда ўтказилган текисликлар билан мос тушишини биз юқорида қараб чиққан эдик.



36-расм.

Қалин линзанинг оптик характеристикасини аниқлашда мураккаб оптик система учун келтириб чиқарилган формулалардан фойдаланамиз. Дастлаб линзанинг оптик кучини аниқлайдиган ифодани топайлик. Синдирувчи сферик сиртнинг оптик кучи таърифига асосан линзанинг оптик кучи бир жинсли муҳитда жойлашган ва синдириш кўрсатгичи n_1 бўлган қуйидаги ифода билан характерланади:

$$\Phi = \frac{n_2^{11}}{f_2^{11}} = -\frac{n_1}{f_1^{11}} \qquad (4.54)$$

Агар $n_1=n_2^1=1$ эканлигини ҳисобга олсак, (4.51) қуйидагича ёзилади:

$$\Phi = \frac{1}{f_2^{11}} = -\frac{1}{f_1^{11}} \qquad (4.55)$$

36-расмга асосан

$$\delta = d - f_2 + f_1^1 \qquad (4.56)$$

Юқоридаги (4.50) формуладан фойдалансак, линзанинг оптик кучи учун қуйидаги ифода топилади:

$$\Phi = \frac{1}{f_2^{11}} = -\frac{\delta}{f_2 f_2^1} = \frac{-(d - f_2 + f_1^1)}{f_2 f_2^1} = -\frac{f_1^1}{f_2 f_2^1} + \frac{1}{f_2^1} - \frac{d}{f_2 f_2} \qquad (4.57)$$

Сферик синдирувчи сиртларнинг фокус масофалари фокус жойлашган моддаларнинг синдириш курсаткичларига пропорционалдир. Минус ишораси фокусларнинг сферик сирт чўққисидан турли томонда ётишини кўрсатади. Бу ҳолда:

$$\frac{f_1^1}{f_2^1} = -\frac{n}{n_2^1} = -n \qquad (4.58)$$

(4.55) ни (4.54) га қўйсак, қуйидаги ифода ҳосил бўлади:

$$\Phi = \frac{n}{f_2} + \frac{1}{f_2^1} - \frac{d}{f_2 f_2^1} \qquad (4.59)$$

Иккала сферик сиртларнинг оптик кучлари:

$$\Phi = \frac{n}{f_2}, \quad \Phi = \frac{1}{f_2^1} \qquad (4.60)$$

Буларни ҳисобга олганда, қалин линзанинг оптик кучини қуйидагича аниқлаш мумкин:

$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2 - \Phi_1 \Phi_2 \cdot \frac{d}{n} \qquad (4.61)$$

Бундай қалин линзада жисм тасвирини ясаш учун линзанинг бош текисликларини аниқлаш зарур. Қалин линзанинг иккинчи бош текислигини аниқлаш учун қуйидаги формуладан фойдаланамиз:

$$X_{H'} = f_2^1 \frac{\delta - f_1^1 + f_2}{\delta} = f_2^1 \frac{d}{\delta} \qquad (4.62)$$

Бу ифодани қуйидагича ёзамиз:

$$X_{H'} = \frac{f_2^1 f_2}{\delta} \cdot \frac{d}{f_2}.$$

Бу ерда $\frac{f_2^1 f_2}{\delta} = -f_2^{11}$ линзанинг иккинчи бош фокус масофаси бўлганлиги учун $X_{H'} = -f_2^{11} \frac{d}{f_2}$ бўлади.

Линзанинг иккинчи бош текислигигача бўлган масофани линзанинг оптик кучи орқали ифодалаймиз. Бунинг учун:

$$\Phi = \frac{1}{f_2^{11}} \quad \text{ёки} \quad f_2^{11} = \frac{1}{\Phi} \quad \text{ва} \quad f_2 = \frac{n}{\Phi_1}$$

эканлигини ҳисобга оламиз. Натижада қуйидаги ифодага эга бўламиз:

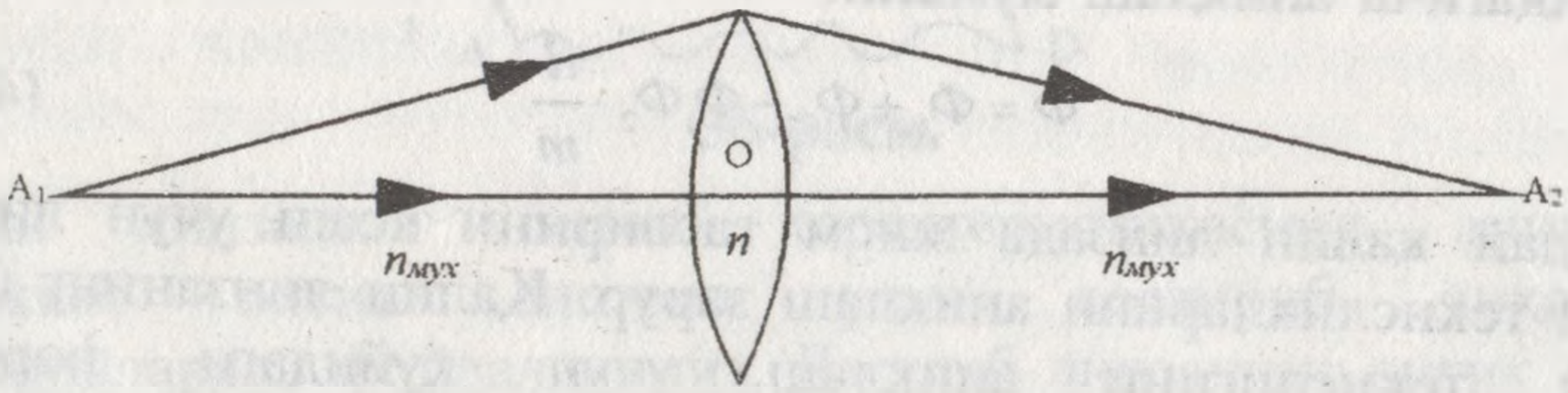
$$X_{H_2^{11}} = -\frac{\Phi}{\Phi_1} \cdot \frac{d}{n} \tag{4.63}$$

Бу катталик ($X_{H_2^{11}}$) иккинчи сиртнинг $O^{1\cdot}$ чўққисидан то иккинчи бош текислигича бўлган масофадир. Худди шундай биринчи синдирувчи сиртнинг O чўққисисдан биринчи бош текислигигача бўлган масофани ҳам аниқлаш мумкин, яъни:

$$X_{H_1^{11}} = -\frac{\Phi_2}{\Phi} \cdot \frac{d}{n} \tag{4.64}$$

18-§. Юпқа линзалар

Кўп ҳолларда линзанинг қалинлигини ҳисобга олмаслик мумкин, яъни $d \to 0$ деб олиш мумкин. Бундай линзага юпқа линза дейилади. Юпқа линзани схематик равишда қуйидагича тасвирлаш мумкин (37-расм):



37–расм.

Бундай линзанинг оптик кучи қуйидагича топилади:

$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2 \tag{4.65}$$

Бу ерда Φ_1 ва Φ_2 лар биринчи ва иккинчи синдирувчи сферик сиртларнинг оптик кучлари. Бизга маълумки:

$$\Phi = \frac{n_2 - n_1}{r} \tag{4.66}$$

ёки биз қараётган ҳол учун:

$$\Phi_1 = \frac{n - n_{мух}}{r_1}, \qquad \Phi_2 = \frac{n_{мух} - n}{r_2} \tag{4.67}$$

(4.67) ни (4.65) га қўйиб қуйидаги ифодани ҳосил қиламиз:

$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2 = \frac{n - n_{муҳ}}{r_1} + \frac{n_{муҳ} - n}{r_2} = (n - n_{муҳ})\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right) \qquad (4.68)$$

$\Phi = \frac{n_2}{f_2} = \frac{n_1}{-f_1}$ эканлигини ҳисобга олсак, юпқа линзанинг фокус оралиғи қуйидаги формула билан аниқланади:

$$f_2 = -f_1 = \frac{n_{муҳ}}{\Phi} = \frac{n_{муҳ}}{(n - n_{муҳ})\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right)} \qquad (4.69)$$

Агар муҳит ҳаво бўлса, $n_{муҳ}=1$ ва (4.69) ни қуйидагича ёзиш мумкин:

$$f_2 = -f_1 = \frac{1}{(n-1)\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right)} \qquad (4.70)$$

(4.68) дан Φ нинг қийматини қуйидаги сферик сиртда синишнинг асосий формуласига қўямиз:

$$\frac{n_2}{S_2} - \frac{n_1}{S_1} = \Phi \qquad (4.71)$$

(4.71) бизнинг ҳол учун қуйидаги кўринишга эга бўлади:

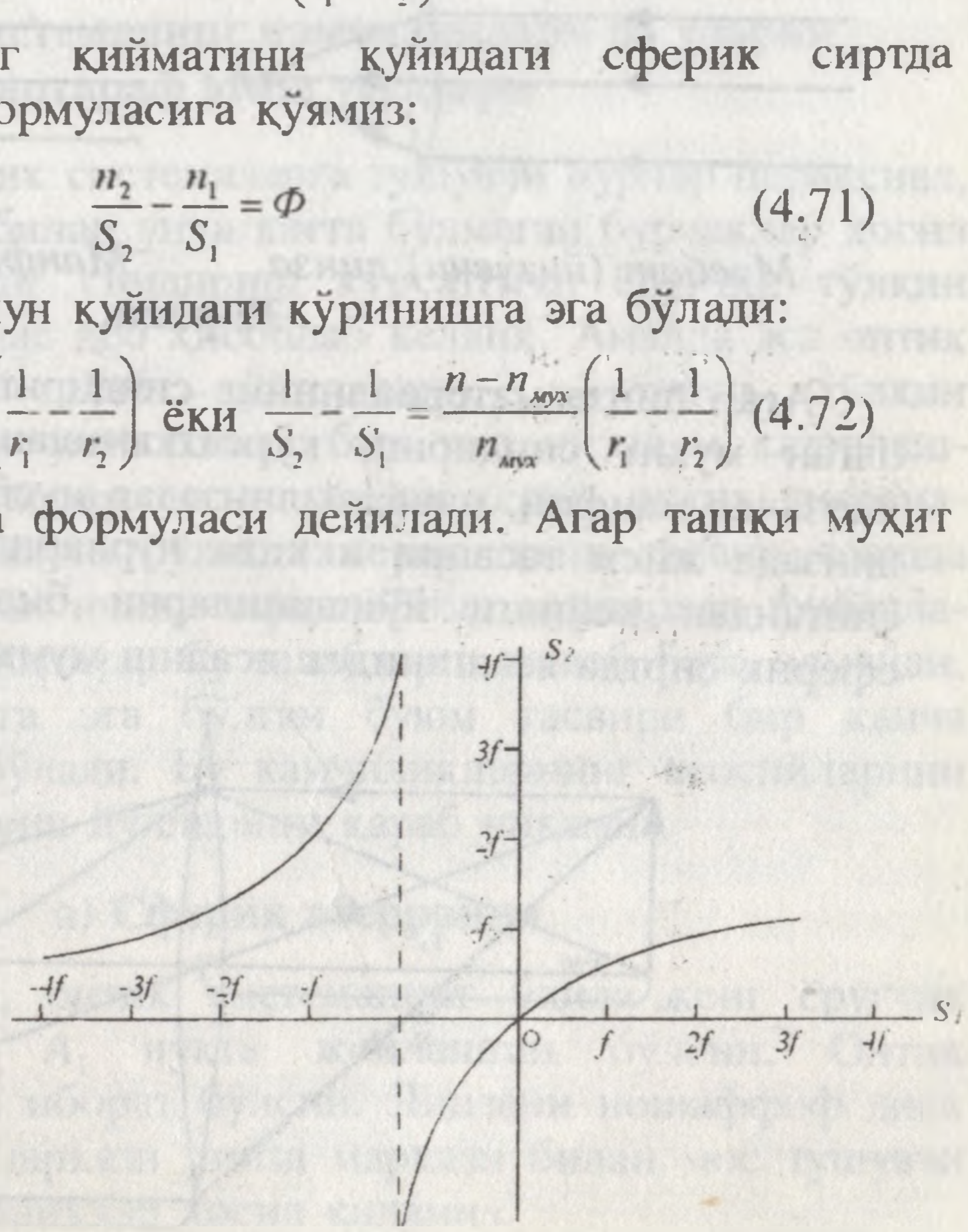
$$\frac{n_{муҳ}}{S_2} - \frac{n_{муҳ}}{S_1} = (n - n_{муҳ})\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right) \text{ ёки } \frac{1}{S_2} - \frac{1}{S_1} = \frac{n - n_{муҳ}}{n_{муҳ}}\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right) \qquad (4.72)$$

(4.72) га юпқа линза формуласи дейилади. Агар ташқи муҳит ҳаво бўлса $n_{муҳ}=1$ ва

$$\frac{1}{S_2} - \frac{1}{S_1} = (n-1)\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right) \qquad (4.73)$$

S_1 ва S_2 ларни ўзаро боғлиқлиги қуйидаги 38-расмда кўрсатилган.

S_1 каттликнинг ўзгариши S_2 нинг ўша ишорадаги ўзгаришига олиб келади. Бошқача қилиб

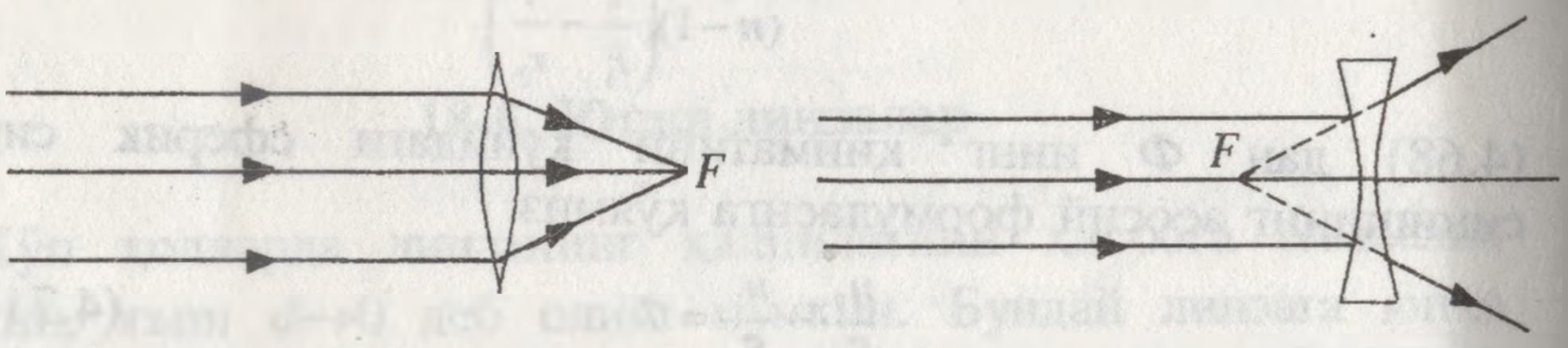


38-расм.

айтганда тасвир буюм силжийдиган йўналиш бўйича силжийди, лекин $S_1=F_1$ нукта бундан мустаснодир, яъни бу нўктадан ўтганда тасвир $S_2=\infty$ дан $S_2=-\infty$ га ўтади. Оптик кучнинг қийматига қараб линзалар мусбат (йиғувчи) ва манфий (сочувчи) турларга бўлинади. Мусбат ва манфий линзаларни қараб чиқайлик фараз қилайлик бу линзадар ҳавода жойлашган бўлсин. Оптик куч Φ катталиги (4.73) даги иккита қавс ичидаги катталикларнинг кўпайтимасига боғликдир:

$$\Phi = (n-1)\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right) \qquad (4.74)$$

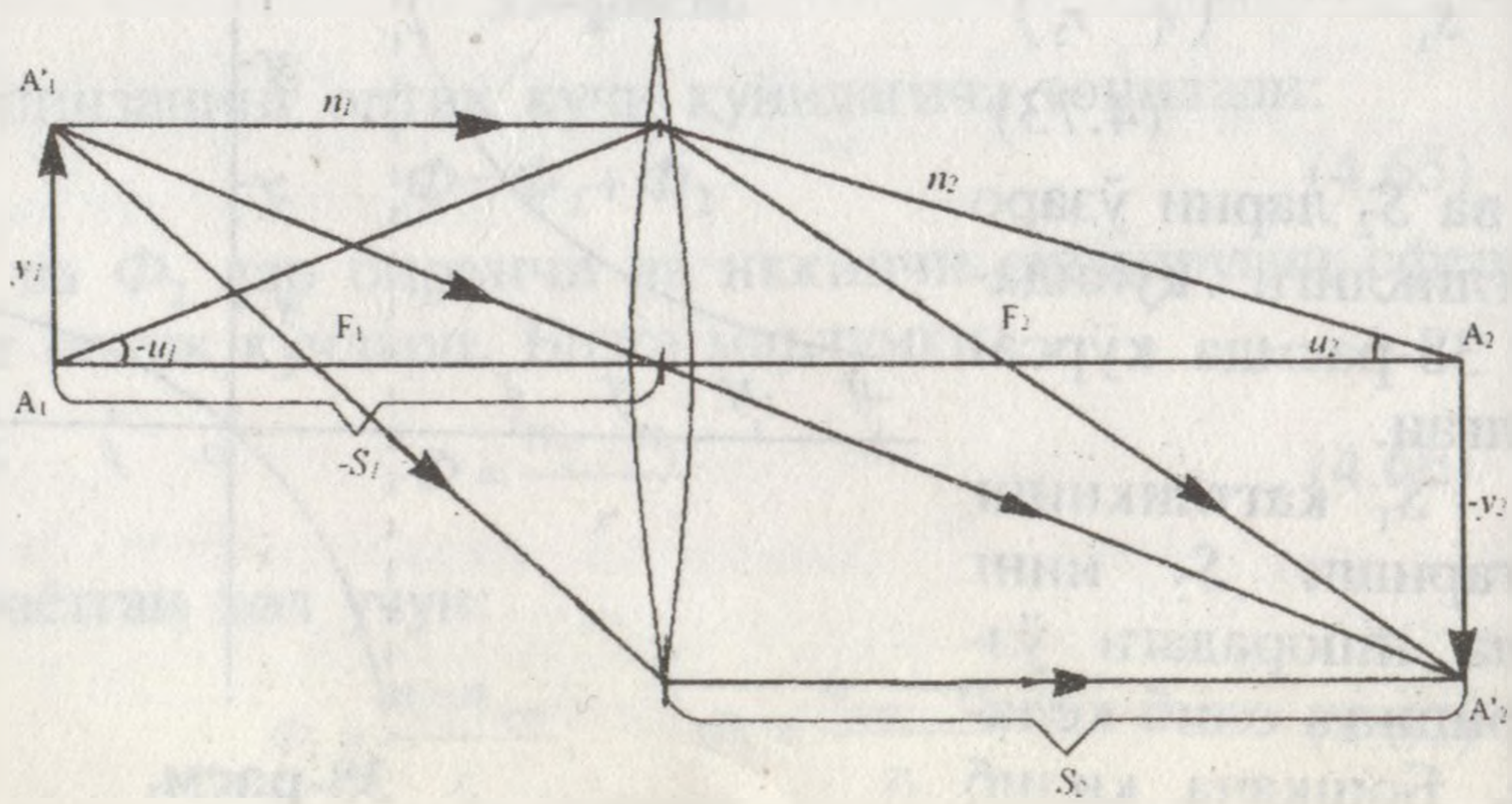
Биз қараётган ҳол учун $n>1$ ва $(n-1)>0$. Шундай қилиб Φ нинг ишораси иккинчи қавс ишорасига боғлик бўлади. Соддалик учун линзаларни қуйидагича тасвирлаш мумкин:



Мусбат (йигувчи) линза *Манфий (сочувчи) линза*

39-расм.

Агар линза материалининг синдириш кўрсаткичи уни ўраб олган муҳит синдириш кўрсаткичидан кичик бўлса, мусбат линзалар манфий, манфий линзалар мусбат бўлиб қолади. Юпка линзада жисм тасвири иккита нурларнинг синишдан аввал ва сингандан кейинги йўналишларни билган ҳолда худди якка сферик сиртда ясалганидек ясалиш мумкин (40-расм).



40–расм.

Юпқа линзанинг чизиқли катталаштирини аниқлаш учун Лагранж-Гельмгольц инвариантидан фойдаланамиз. Линза ҳавода жойлашган ҳолни қараймиз: $n_2=n_2=1$ ва $y_1u_1=y_2u_2$ ёки $y_2y_1=u_1u_2$. Расмга асосан $u_2s_2=u_1s_1$ ёки $u_1u_2=s_1s_2$ демак: $\beta=y_2/y_1=s_2/s_1$. Амалда бир неча юпқа линзалардан иборат марказлашган оптик система ишлатилади ва бундай системанинг оптик кучи қуйидаги ифода ёрдамида аниқланиши мумкин:

$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2 + \ldots + \Phi_i \qquad (4.75)$$

Агар бундай марказлашган оптик системада юпқа линзалар бир-бирларига тегиб турадиган қилиб зич жойлаштирилган бўлса, у ҳолда (4.72) формула бевосита қўлланилади. Агар марказлашган оптик системадаги линзалар бир-биридан маълум масофада жойлаштирилган бўлса, у ҳолда ҳар бир линза учун юпқа линза формуласини ишлатиш керак ва биринчи линза ҳосил қилган тасвир иккинчи линза учун объект вазифасини бажаради.

19-§. Оптик системанинг камчиликлари ва уларни бартараф этиш усуллари

Шу вақтгача оптик системаларга тушувчи нурлар параксиал, яъни улар оптик ўқ билан унча катта бўлмаган бурчаклар ҳосил қилади, ва модданинг синдириш кўрсатгичи ёруғлик тўлқин узунлигига боғлиқ эмас деб ҳисоблаб келдик. Амалда эса оптик системага шундай талаб қўйиладики, у турли тўлқин узунлигидаги ёруғлик учун ҳамда бир хил чизиқли катталаштириш билан аниқ тасвир ҳосил қилиш керак, оптик системанинг ёруғлик кучи катта бўлиши керак, яъни тасвир ясашда кенг жисмоний бурчак ичида тарқалаётган нурлардан фойдаланиш керак. Оддий линзалар бу талабларга жавоб бера олмайди, чунки чекли ўлчамга эга бўлган буюм тасвири бир қанча камчиликларга эга бўлади. Бу камчиликларнинг асосийларини ва уларга барҳам бериш йўлларини қараб чиқамиз.

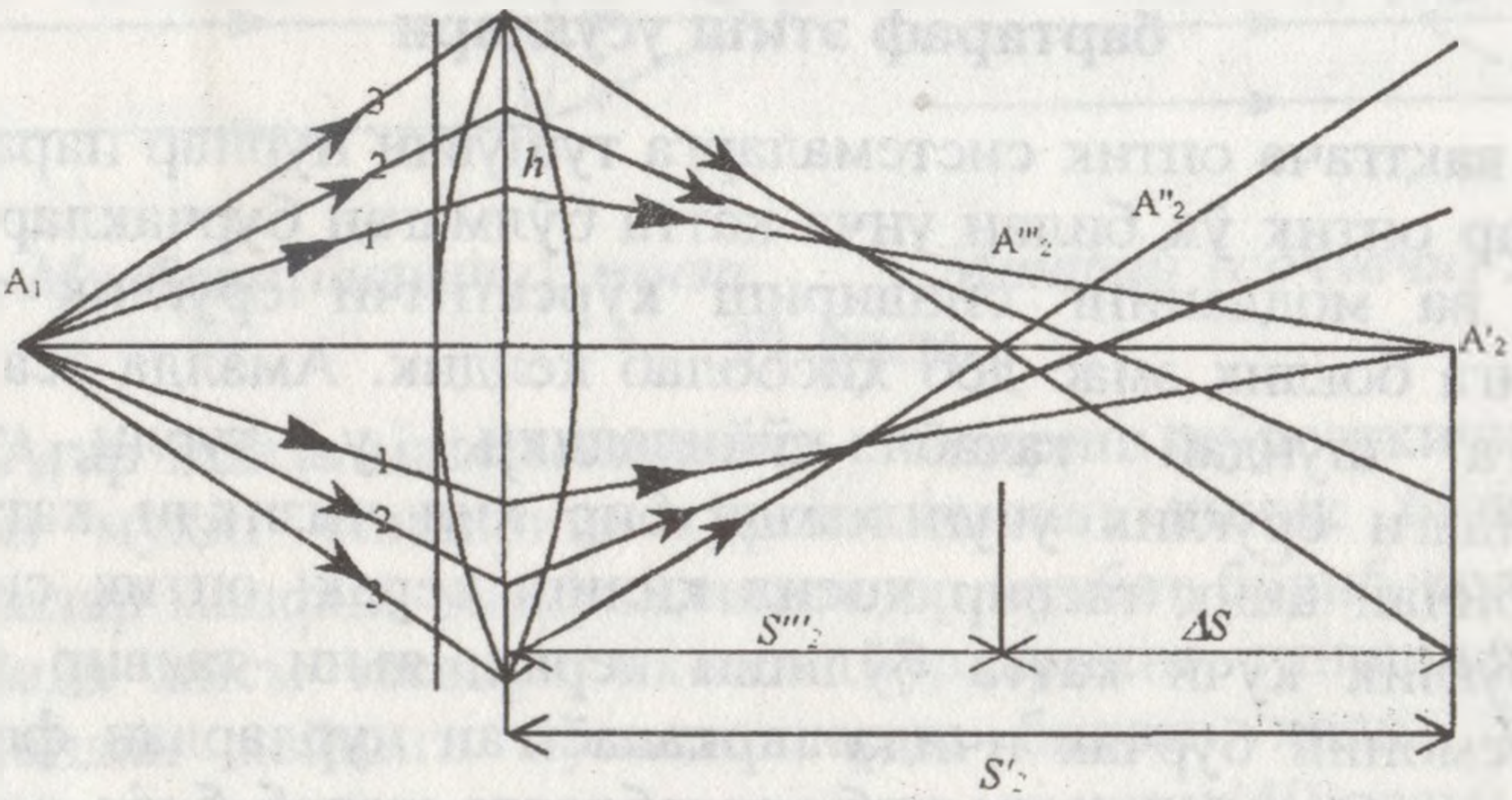
а) Сферик аберрация

Фараз қилайлик, оптик системанинг ўқида кенг ёруғлик дастаси тарқатувчи A_1 нукта жойлашган бўлсин. Оптик системамиз линзадан иборат бўлсин. Линзани ношаффоф диск билан қоплаб унда маркази линза маркази билан мос тушувчи доиравий халқали тешиклар ҳосил қиламиз.

Параксиал нур марказий тешик орқали нуқта тасвирини A_2^{1} да ҳосил қилади. Марказдан узоқроқдаги тешиклардан ўтувчи дасталар (2, 3 ва ҳ.к дасталар) нуқта тасвирини A_2^{11}, A_2^{111} да ҳосил қилади. Агар тешиклардан иборат бўлган дискни олиб ташласак, у ҳолда ўрталик зоналардан ўтувчи дасталар тасвирларни ўрталик нуқталарида ҳосил қилади. A_1 нуқта $A_1A_2^{1}$ ўқда узлуксиз тасвирланиб, бу ўққа перпендикуляр бўлган текисликларда бир жинсли ёритилмаган диск кўринишдаги тасвир ҳосил бўлади. Оптик системанинг бундай камчилигига сферик аберрация дейилади.

Бўйлама сферик аберрация ўлчами сифатида A_2^{1} ва A_2^{11} нуқталари орасидаги масофа $\Delta S = S_2^{111} - S_2^{1}$ олинади. Бўйлама сферик аберрацияни график усулда тасвирлаш 41-расмда кўрсатилган.

Сферик аберрация катталиги линза сиртларининг эгрилигига, синдириш кўрсатгичига ва унинг симметрик бўлмаган сиртларининг қайси бири манбага қаратилганига боғлиқ.



41–расм.

Сферик аберрация туфайли ёруғлик чиқараётган нуқтанинг тасвири экранда унча катта бўлмаган ва текис ёритилмаган доира шаклида ҳосил бўлади. Экранни оптик ўқ бўйлаб силжитсак, тасвирнинг ёритилганлиги ўзгариб туришини кўриш мумкин.

Монохроматик ёруғлик нурида барча аберрациялар бўлмаган ва ёруғлик чиқарувчи нуқта оптик система ўқида жойлашган ҳолда ҳам, сферик аберрация сақланиб қолади. Сферик аберрацияни ҳосил бўлишига сабаб сиртнинг шаклидир. Йиғувчи линза учун бўйлама сферик аберрация манфийдир:

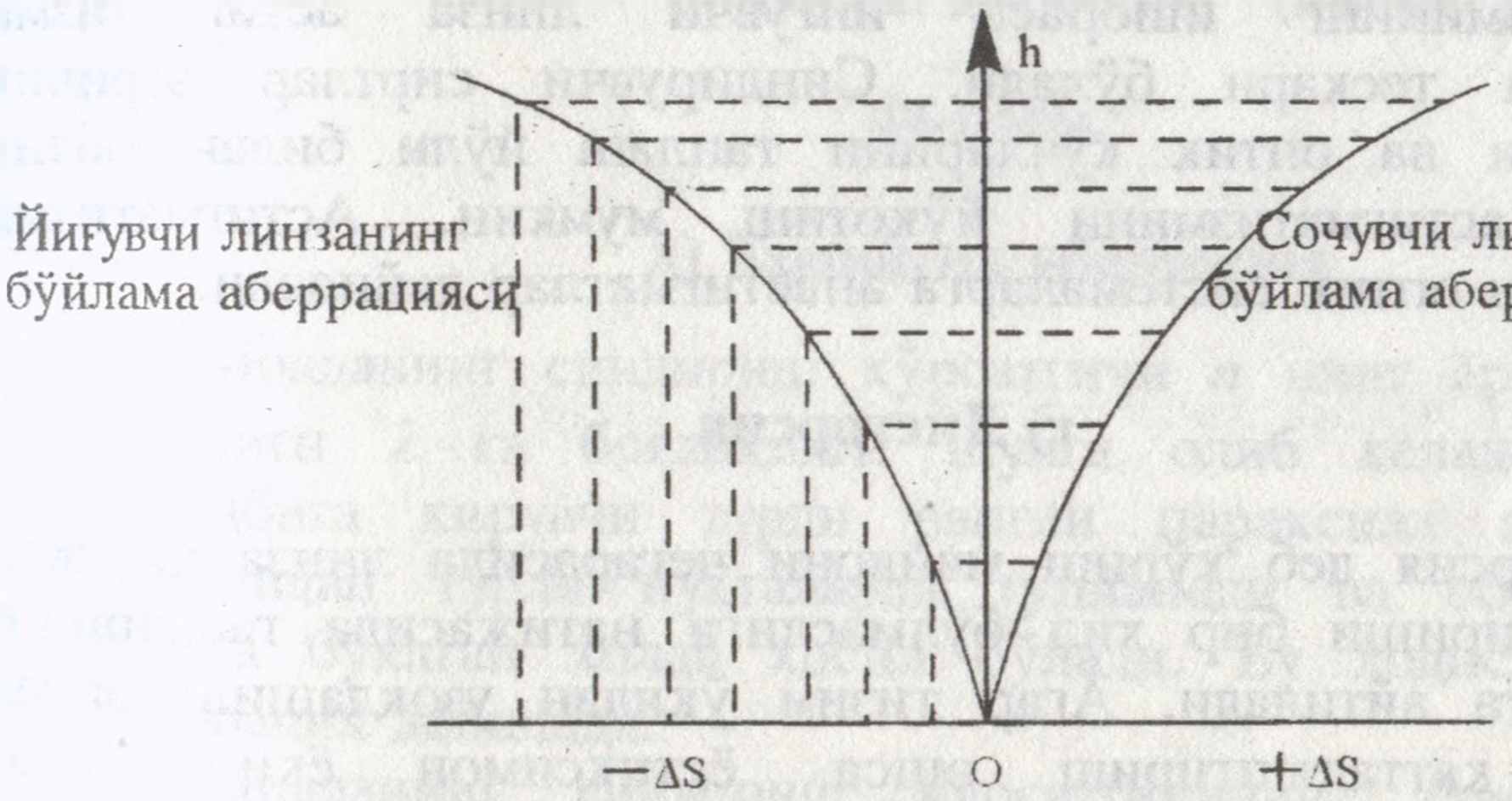
$$-\Delta S = S_2^{III} - S_2^{I}$$

Сочувчи линзалар учун ΔS мусбатдир, чунки четки нурлар линзадан узокда бир-бири билан кесишади.

Йиғувчи линзалар 42-расмда кўрсатилгандек, аберрация ҳосил қилади, яъни ҳамма зоналар учун $\Delta S<0$. Сочувчи линзалар йиғувчи линзаларга нисбатан тескари ишорали аберрацияга эгадир, яъни $\Delta S>0$. Ана шундай линзалар комбинацияси сферик аберрациядан ҳоли бўлади.

б) Кома

Оптик ўкда жойлашган нуктавий ёруғлик манбаи учун сферик аберрацияси бартараф этилган линзаларга оптик ўкда ётмаган нуктавий манбадан ёруғлик тушаётган бўлса, унинг тасвири чўзиқ доғ шаклида ҳосил бўлади (42-расм).



42–расм.

Бу аберрацияга кома дейилади. Команинг ҳосил бўлишига сабаб линзанинг марказий ва четки ёруғлик нурлари учун катталаштиришни бир хил бўлмаганлигидадир. Маълумки, параксиал нурлар учун бир хил катталаштириш шарти Лагранж-Гельмгольц инвариантига бўйсинади:

$$y_1 u_1 n_1 = y_2 u_2 n_2 \quad \text{ёки} \quad \frac{y_2}{y_1} = \frac{u_1 n_1}{u_2 n_2}$$

Оптик ўкка нисбатан катта бурчак остида тушувчи нурлар учун Аббенинг синуслар формуласи ўринли бўлишини кўрсатади:

$$y_1 n_1 \sin u_1 = y_2 n_2 \sin u_2 \qquad (4.76)$$

Агар линза ҳавода жойлашган бўлса:

$$y_1 \sin u_1 = y_2 \sin u_2 \qquad (4.77)$$

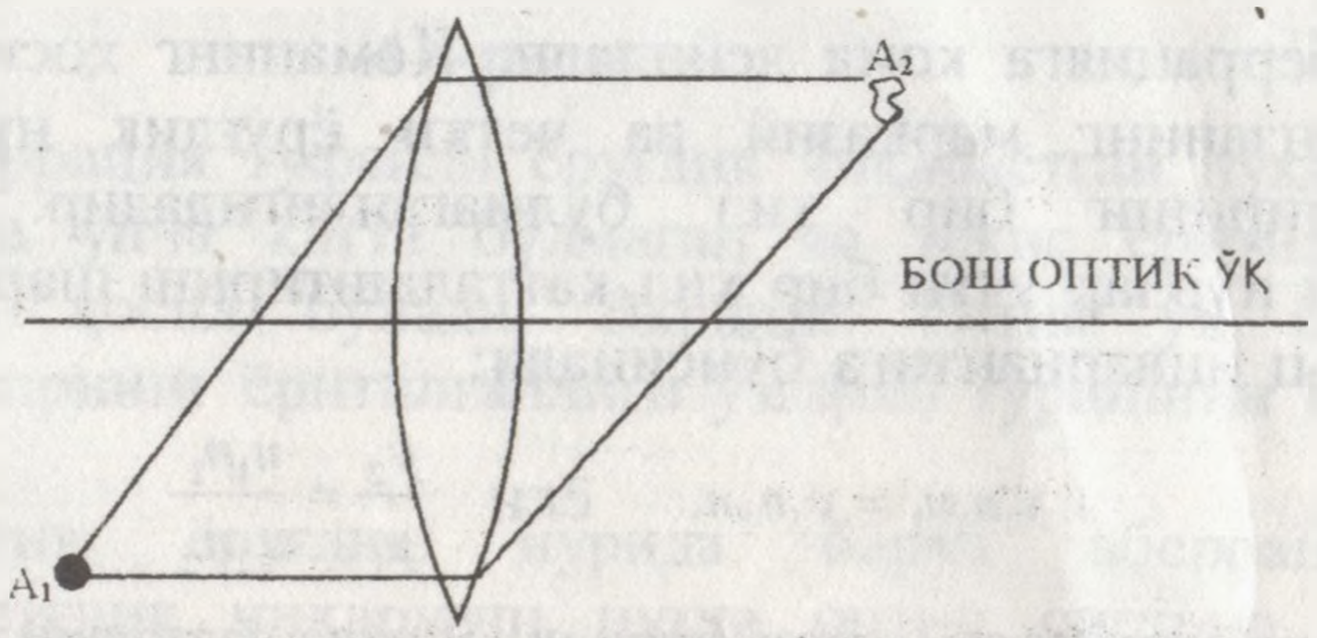
бу шарт бажарилса кома кузатилмайди. (4.77) шартни қаноатлантирувчи линзага апланатик линза дейилади.

в) Астигматизм

Нуқтавий буюмдан чиқувчи нурлар оптик ўқ билан маълум бурчак ҳосил қилса, гомоцентриклигини йўқотади. Ўзаро тик текисликларда жойлашган нурлар оптик системада синиб ўтгандан сўнг ўзаро силжиган иккита учрашиш нуқтасига эга бўлади. Натижада нуқта тасвири бир-бирига нисбатан силжиган ва ўзаро тик фокал кесмалар шаклида бўлади. Ана шу ҳодисага астигматизм дейилади. Фокал кесмалар орасидаги масофа астигматизм ўлчови бўлиб хизмат қилади. Сочувчи линзалар астигматизмининг ишораси йиғувчи линза астигматизми ишорасига тескари бўлади. Синдирувчи сиртлар эгрилик радиуслари ва оптик кучларини танлаш йўли билан оптик система астигматизмини йўқотиш мумкин. Астигматизми йўқотилган оптик системаларга анастигматлар дейилади.

г) Дисторсия

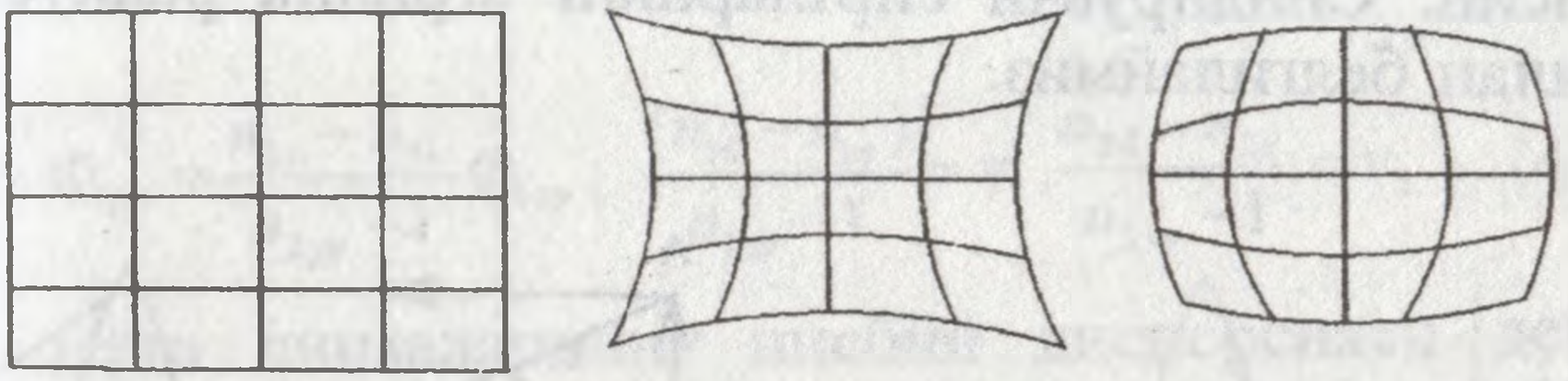
Дисторсия деб кўриш майдони чегарасида линза чизиқли катталаштириши бир хил бўлмаслиги натижасида тасвирнинг бузилишига айтилади. Агар тизим ўқидан узоқлашиш билан чизиқли катталаштириш ошса, ёстиқсимон ёки мусбат дисторсия ҳосил бўлади.



43–расм.

Буюм квадрат катакли тўр шаклида бўлса, тасвир эгри чизиқлар ёрдамида ҳосил қилинган тўрдан иборат бўлади (44-расм).

Агар система ўқидан узоқлашган сари чизикли катталаштириш камайиб борса, бочкасимон ёки манфий дисторсия ҳосил бўлади. Дисторсия диафрагмани линзадан етарлича масофада жойлаштирилганда ва қуйидаги схема бўйича йиғилган оптик системаларда кузатилиши мумкин.



буюм | буюм диафрагма оркасида (мусбат дисторсия) | буюм диафрагма олдида (манфий дисторсия)

44-расм.

д) Хроматик аберрация

Модданинг синдириш кўрсатгичи n нинг ёруғлик тўлқин узунлиги λ га боғлиқлиги шунга олиб келадики, оқ нур таркибига кирувчи турли рангли параксиал нурлар линза томонидан турли нукталарда тўпланади ва объект тасвири рангга бўялган ҳолда ҳосил бўлади. Бу ҳодисага хроматик аберрация дейилади.

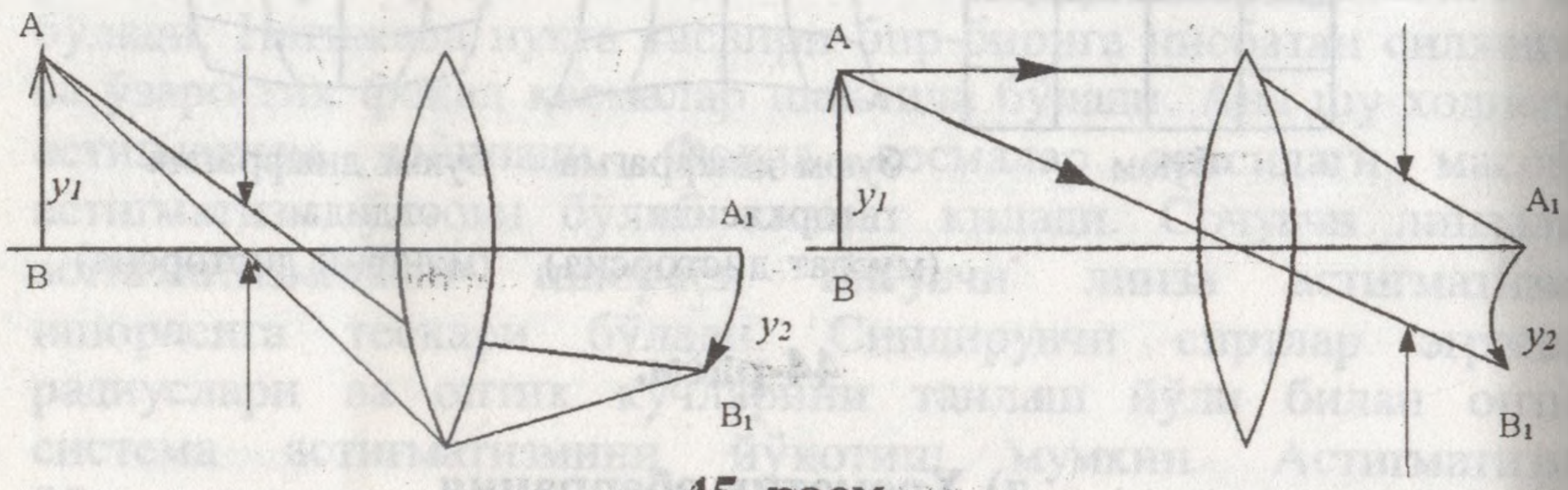
Модданинг синдириш кўрсатгичининг ёруғлик тўлқин узунлигига боғлиқлиги қуйидагича кўринишга эга бўлган Коши формуласи оркали ифодаланиши мумкин:

$$n = A + \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4} + \ldots \qquad (4.78)$$

бу ерда A, B ва C модданинг баъзи доимийлари. Маълум бир шиша учун n нинг λ га боғлиқлиги қуйидаги жадвалда келтирилган:

Ёруғлик ранги	λ, нм	n
Қизил	700	1,572
Сарик	580	1,576
Яшил	510	1,582
Кўк	450	1,597

Турли шишалар учун n нинг λ га боғлиқлиги турличадир. Шунинг учун маълум бир йиғувчи ва сочувчи линзалар комбинациясидан иборат бўлган тизим хроматик аберрациядан холи бўлади, яъни ахроматик тизим ҳосил бўлади. Юпқа крон ва флинтдан ясалган линза қачон ахроматик тизим ҳосил қилишини ҳисоблайлик. Фараз қилайлик, кроидан ясалган линзанинг қизил, бинафша нурлар учун ва спектрнинг ўрта соҳаси учун синдириш кўрсатгичлари мос равишда $n_{1к}$, $n_{1б}$ ва $n_{1ўр}$ бўлсин. Синдирувчи сиртларнинг эгрилик радиусларини r_1 ва r_2 билан белгилаймиз.



45–расм.

Ҳавода жойлашган линзанинг оптик кучлари:

$$\Phi_{1к} = (n_{1к} - 1)\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right) \qquad (4.79)$$

$$\Phi_{1б} = (n_{1б} - 1)\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right) \qquad (4.80)$$

$$\Phi_{1ур} = (n_{1ур} - 1)\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right) \qquad (4.81)$$

(4.79), (4.80) ва (4.81) дан қуйидаги ифодаларни ҳосил қиламиз:

$$\Phi_{1к} = \frac{n_{1к} - 1}{n_{1ур} - 1}\Phi_{1ур}, \quad \Phi_{1б} = \frac{n_{1б} - 1}{n_{1ур} - 1}\Phi_{1ур} \qquad (4.82)$$

Худди шундай йўл билан флинтдан ясалган линза учун қуйидаги ифодаларни ҳосил қиламиз:

$$\Phi_{2к} = \frac{n_{1к} - 1}{n_{1ур} - 1}\Phi_{2ур}, \quad \Phi_{2б} = \frac{n_{1б} - 1}{n_{1ур} - 1}\Phi_{2ур} \qquad (4.83)$$

спектрнинг ўрта қисми учун иккинчи линзанинг оптик кучи. Қизил ва бинафша нурлар учун мураккаб линзанинг оптик кучи:

$$\Phi_{1к}=\Phi_{1к}+\Phi_{2к},\ \Phi_{б}=\Phi_{1б}+\Phi_{2б} \qquad (4.84)$$

Агар $\Phi_к=\Phi_б$ бўлса, мураккаб линзада хроматик аберрация бўлмайди, яъни

$$\Phi_{1к}+\Phi_{2к}=\Phi_{1б}+\Phi_{2б} \qquad (4.85)$$

(4.81), (4.82) ва (4.84) формулалардан қуйидагиларга эга бўламиз:

$$\frac{(n_{1б}-n_{1к})}{n_{1ур}-1}\Phi_{1ур}=\frac{n_{2б}-n_{2к}}{n_{2ур}-1}\Phi_{1ур},\ \frac{(n_{1б}-n_{1к})}{n_{1ур}-1}=\nu_1,\frac{n_{2б}-n_{2к}}{n_{2ур}-1}=\nu_2 \qquad (4.86)$$

ν_1 ва ν_2 ларга линзаларнинг нисбий дисперсияси дейилади. Нисбий дисперсияга тескари бўлган катталикка эса Аббе сони дейилади. Шундай қилиб, ахроматизация шартини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$V_1\Phi_{1ур}+V_2\Phi_{2ур}=0 \qquad (4.87)$$

Спектрнинг ўрта қисми учун мураккаб линзанинг оптик кучи қуйидагига тенгдир:

$$\Phi_{ур}=\Phi_{1ур}+\Phi_{2ур} \qquad (4.88)$$

(4.86) ва (4.87) лардан линзаларнинг оптик кучларини аниқлаш мумкин:

$$\Phi_{1ур}=\Phi_{ур}-\Phi_{2ур}=\Phi_{ур}+\frac{\nu_1}{\nu_2}\Phi_{1ур} \quad \text{ёки} \quad \Phi_{ур}=\Phi_{1ур}\frac{\nu_2-\nu_1}{\nu_2} \qquad (4.89)$$

Кроңдан ясалган линза учун:

$$\Phi_{1ур}=\frac{\nu_2}{\nu_2-\nu_1}\Phi_{ур} \qquad (4.90)$$

Худди шундай флинт линзаси учун:

$$\Phi_{2ур}=\frac{\nu_2}{\nu_2-\nu_1}\Phi_{ур} \qquad (4.91)$$

Флинтнинг нисбий дисперсияси ν_2, кроннинг нисбий дисперсияси ν_1 дан каттадир, яъни $\nu_2>\nu_1$. Шунинг учун $\nu_1-\nu_2>0$. Оптик кучлар турли ишораларга эгадир, лекин $|\Phi_{1ур}|>|\Phi_{2ур}|$, демак, $\Phi_{ур}>0$ (мусбат катталик).

Бу ҳолда мураккаб линзанинг қизил ва бинафша нурлар учун фокуслари ўзаро мос тушади, яъни мураккаб системада хроматик аберрация бўлмайди ва бундай линзаларга ахроматлар дейилади.

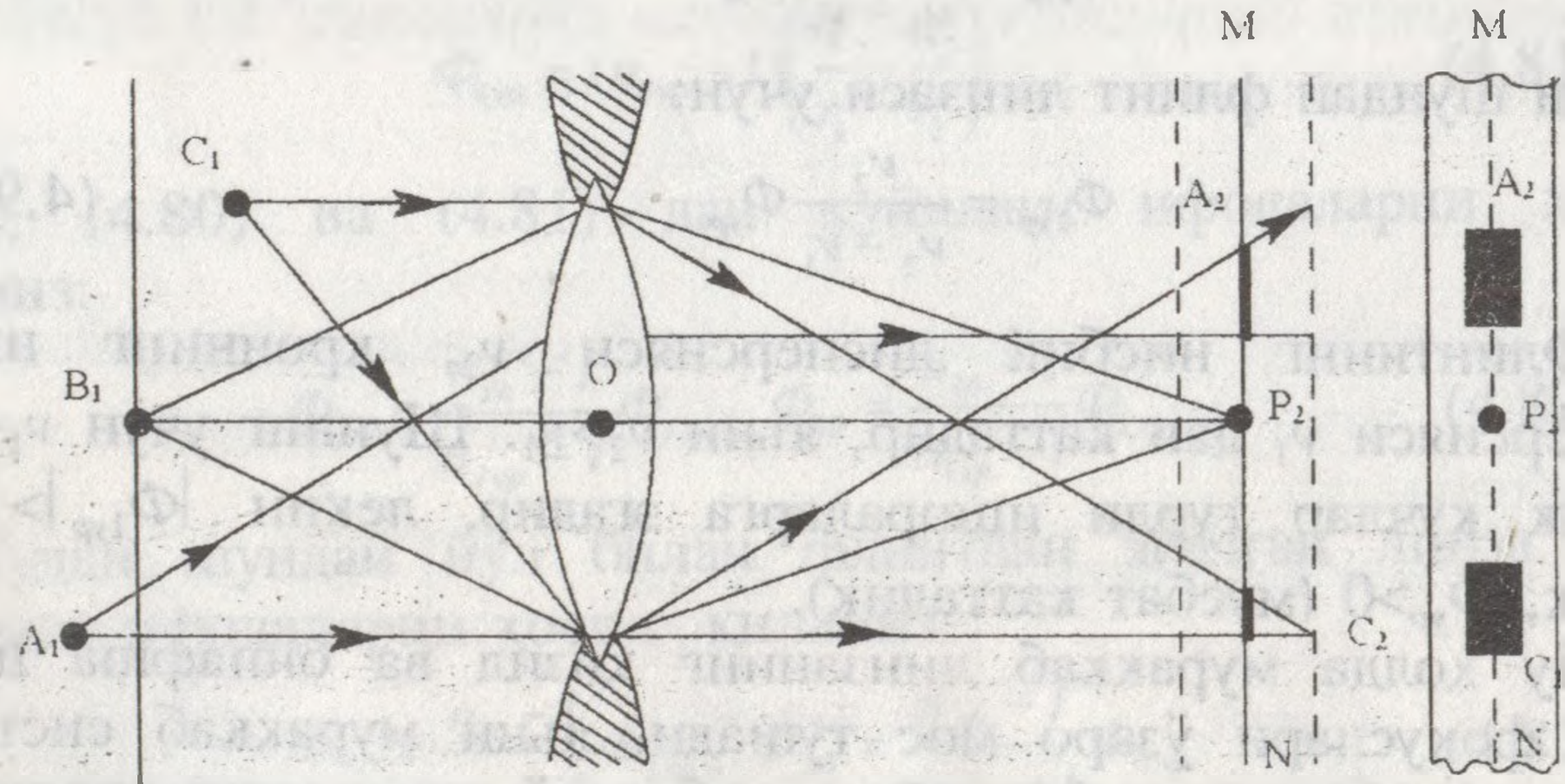
20-§. Диафрагмалар

Оптик асбоблар деб линзалар комбинацияси кўзгулар, диафрагмалар ва бошқа ёрдамчи қисмлардан иборат бўлган ва у ёки бу масалани ечиш учун хизмат қилувчи тизимларга айтилади. Оптик асбоблар қуйидаги катталиклар билан характерланади:

1. Катталаштириш (тасвирнинг масштаби);
2. Тасвирнинг ёритилганлиги (ёруғлик кучи);
3. Кўриш майдони.

Тасвирнинг ўлчамлари (масштаби) системанинг фокус оралиғига боғликдир. Тасвирнинг ёритилганлиги, буюмнинг равшанлигига, ёруғлик ўтказишни чегараловчи диафрагмаларнинг диаметрига ва асбобда ёруғликнинг йўқолиш даражасига боғлиқ бўлади. Кўриш майдони диафрагмаларнинг ўлчамлари ва аниқ тасвир катталиги билан аниқланади.

Ёруғликни ўтказишга мўлжалланган турли шаклдаги тешикларга эга бўлган тиниқмас экранларга диафрагмалар дейилади. Одатда диафрагмалар оптик ўққа перпендикуляр равишда жойлаштирилади ва уларнинг марказлари системанинг оптик ўқи билан мос тушади. Оптик системалар уларга тушувчи ёруғлик боғламининг кенглиги маълум даражада чекланганданина қониқарли тасвир ҳосил қилади. Кўпчилик ҳолларда эса объектлар уч ўлчамли бўлади. Ҳатто идеал оптик асбоб ҳам, унга тушувчи ёруғлик боғлами чекланмаси уч ўлчамли объектнинг тасвирини текисликда ҳосил қила олмайди. Ҳақиқатдан ҳам, уч ўлчамли объектнинг алоҳида нуқталари оптик системадан турли масофаларда туради (46-расм).



46–расм.

Расмдан кўринадики, оптик система уч ўлчамли буюмнинг A_1, B_1, C_1 нуқталаридан MN текисликда фақат B_1 нуқтанинг тасвирини P_2 нуқта шаклида ҳосил килади. A_1, C_1 нуқталар эса сочилган айланалар шаклида тасвирланади. Бу тасвирларни оптик ўққа нисбатан 90^0 бурилган MN текисликда яхши кузатиш мумкин.

Шуни таъкидлаш лозимки, оптик системага кирувчи ёруғлик боғлами қанча тор бўлса, уч ўлчамли объектнинг тасвири текисликда шунча аниқ ҳосил бўлади. Мисол тарикасида фотоаппарат кўпчиликни суратга олганда, кичик диафрагма ва портрет учун суратга олганда, катта диафрагма ишлатилишини кўрсатиш мумкин.

Оптик системаларда ишлатиладиган диафрагмалар иккига бўлинади: апертурали (таъсир этувчи) ва кўриш майдони диафрагмаси.

Оптик системага тушувчи ёруғлик дастасини чегараловчи диафрагмага ёки апертурали диафрагманинг реал оптик тизимларда қўйилиш жойини аниқлаш учун оптик системадан ўтувчи ёруғлик нурларининг йўли ва ўлчамини аниқлаш керак. Бу ерда фақат тизимдан ўтиб тасвирни ҳосил қилувчи нурларгина аҳамиятга эгадир. Тасвирнинг сифати ва унинг ёритилганлиги апертурали диафрагмага боғликдир.

Апертурали диафрагманинг ундан олдин турган оптик система томонидан ҳосил қилинадиган тасвирига кириш қорачиғи дейилади. Объектив ҳосил қиладиган тасвирнинг ёритилганлиги деб қуйидаги катталикка айтилади:

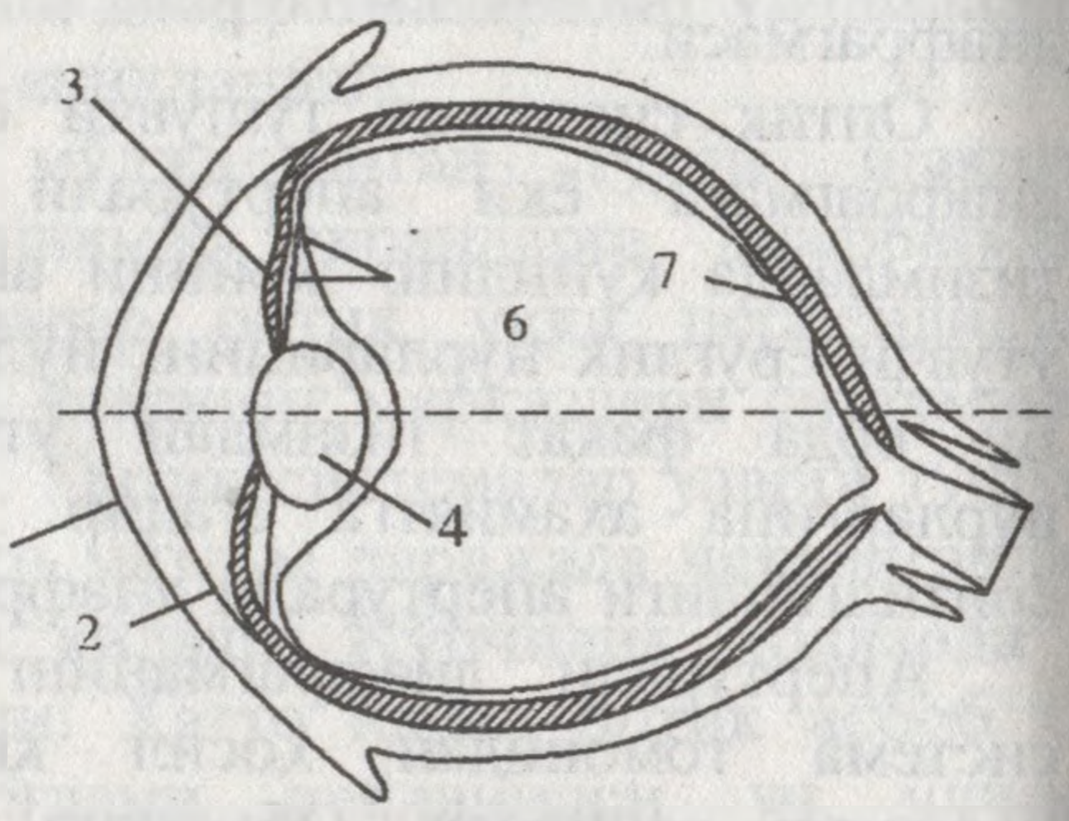
$$S = \left(\frac{d}{f}\right)^2 \qquad (4.92)$$

d – объектив диаметри, f – эса унинг фокус масофаси.

Диафрагмалар одатда кўз билан кузатиш учун хизмат киладиган асбобларда айлана шаклида, спектроскоп ва спектрографларда эса тўртбурчак шаклида ясалади. Кўриш майдони диафрагмаси бўлиб, махсус диафрагмалар ёки оптик асбобнинг айрим қисмлари хизмат қилиши мумкин. Кўриш қорачиғи марказидан энг кичик бурчак остида кўринадиган контур кўриш майдони диафрагмаси сифатида тиркишнинг баландлигини чегараловчи тўсиқ хизмат қилади. Мисол, Гартман диафрагмаси ана шундай тўсиқ ролини бажаради.

21-§. Кўз – оптик тизим

Кўз кўриш органи бўлиб, унинг асосий қисмлари қуйидагилардан иборатдир. Кўз соққасининг (олмасининг) ташқи қобиғини склера (1) ташкил этади (47-расм). Склера кўзнинг ичидаги моддаларни ташқи таъсирдан ҳимоя қилади ва кўзнинг катталигини сақлайди. Кўзнинг олдинги сиртида склера юпқа тиниқ шох парда (2) га айланади ва шу шох парда орқали кўзга ёруғлик ўтади. Шох пардадан кейин тешикка эга бўлган камалак парда (3) жойлашган. Камалак парда пигмент билан бўялган мушак ҳалқа мускул тўқималардан иборатдир. Бу ҳалқа мускуллар ёрдамида торайиб ёки кенгайиб қорачиғнинг ўлчамини ўзгартиради ва натижада кўзга тушувчи ёруғлик оқимининг катталиги ўзгаради.



47–расм.

Камалак пардадан кейин эластик линзасимон модда кўз хрустали (4) жойлашган. Цинли боғловчи (5) нинг торайиш хоссаларига эга эканлиги туфайли бу боғловчи ёрдамида хрустал сиртининг эгрилик радиуслари ўзгариб туради ва бу ўз навбатида хрусталнинг оптик кучини ўзгаришига олиб келади. Хрусталдан кейин шишасимон жисм (6) жойлашган. Тўр парда (7) кўзнинг орқа қисмида жойлашган. Маълумки, инсон меҳнат фаолиятининг асосий қисми кўз иштирокида ўтади. Кўз бир суткада ўрта ҳисобда 15-17 соат ишлайди. Шунинг учун кўзнинг баъзи оптик характеристикаларини билиш фойдалидир. Кўз ўзининг ишлаш принципига асосан фотоаппаратга ўхшайди. Кўзнинг оптик системаси тўр пардада объектнинг ҳақиқий тасвирини ҳосил қилади. Кўзнинг синдирувчи тизим бўлиб, шох парданинг қаварик сирти, сувга ўхшаган суюқлик ва кўзни тўлдирувчи шишасимон жисм ҳисобланади. Нормал кўз учун шох парданинг синдириш кўрсатгичи n=1,376, сувга ўхшаган суюқликни n=1,33 ва хрустал ядросиники n=1,376 га тенгдир.

Кўриш сезгисининг интенсивлиги кўзга тушувчи ёруғлик оқими томонидан тўр пардада ҳосил қилинадиган ёритилганлик

билан аниқланади. Кўзнинг тўр пардаси кўриш нервининг тармоқланишидан иборат бўлиб, унинг юқори қатлами ёруғликни сезувчи таёқчалар ва колбачалар билан қопланади. Таёқчалар сони ~130 миллионта бўлиб, колбачалар сони эса ~7 миллионтадир. Колбачалар асосан тўр парданинг марказий қисмида жойлашган бўлиб, таёқчалар эса тўр парданинг четларида жойлашгандир. Кўриш сезгисининг ҳосил бўлишида колбачалар ва таёқчалар турли ролни ўйнайди. Колбачаларга қараганда таёқчалар сезгирлиги катта, лекин рангни сезиш қобилиятига эга эмас. Рангни сезиш фақат колбачаларнинг кўзғалишларидагина ҳосил бўлади. Ранг сезиш қобилятини йўқотган кишиларга дальтониклар дейилади. Бундан ташқари колбачалар билан тўлдирилган тўр парда соҳаси таёқчалар билан тўлдирилган соҳага нисбатан кўпроқ деталларни фарқ қилишга имконият беради. Бунга мос равишда одам икки хил кўришга эгадир. Булардан бири колбачаларнинг кўзғалишига боғлиқ бўлиб катта ёритилганликларда амал қилади. Шунинг учун биргаликда рангни фарқ қилиш ва объектларнинг кўп деталларини сезиш имкониятига эгадир. Бу кўриш кундузги кўриш дейилади. Иккинчиси эса таёқчаларнинг кўзғалиши билан боғлиқ бўлиб, бундай кўришга кечки кўриш дейилади.

Кўп ҳолларда бу икки хил кўриш бир вақтда амал қилади. Катта ёритилганликлардан кичик ёритилганликларга ўтишда таёқчалар бирданига максимал сезгирликка эга бўлмайди, натижада кундузги кўришдан кечки кўришга ўтиш нисбатан секин амалга ошади. Кечки кўриш жараённинг бошланиши ёки кўзнинг ёритилганлик шароитига мослашишига кўзнинг адаптацияси дейилади. Ярим соат мобайнида сезгирлик 10-20 минг марта ўзгариши мумкин. Тўлиқ адаптация вақти кўз учун 30-40 минут бўлиши мумкин, лекин сезгирликнинг ўсиши жуда суст бўлса-да, бир сутка давомида амалга ошади.

Коронғиликдан ёруғликка ўтганда, кўзнинг сезгирлиги жуда тез ўзгаради ва ўртача равшанликларда фақат 1-3 дақиқа вақт талаб этилади. Кўзнинг оптик кучи ўзгариб туриш натижасида у кузатилаётган предметларгача бўлган турли масофаларга мослашиш қобилятига эгадир ва кўзнинг бу қобилятига унинг аккомодацияси дейилади. Маълумки, одам ҳам якин ҳамда узокда жойлашган предметларни ажратиб кўра олади. Аккомодациянинг якин ва узоқ нукталари мавжуддир. Кўзнинг оптик кучи ана шу аккомадация нукталари чегарасида ўзгаради. Аккомодациянинг якин ва узоқ нуқтаси одамнинг бутун умри

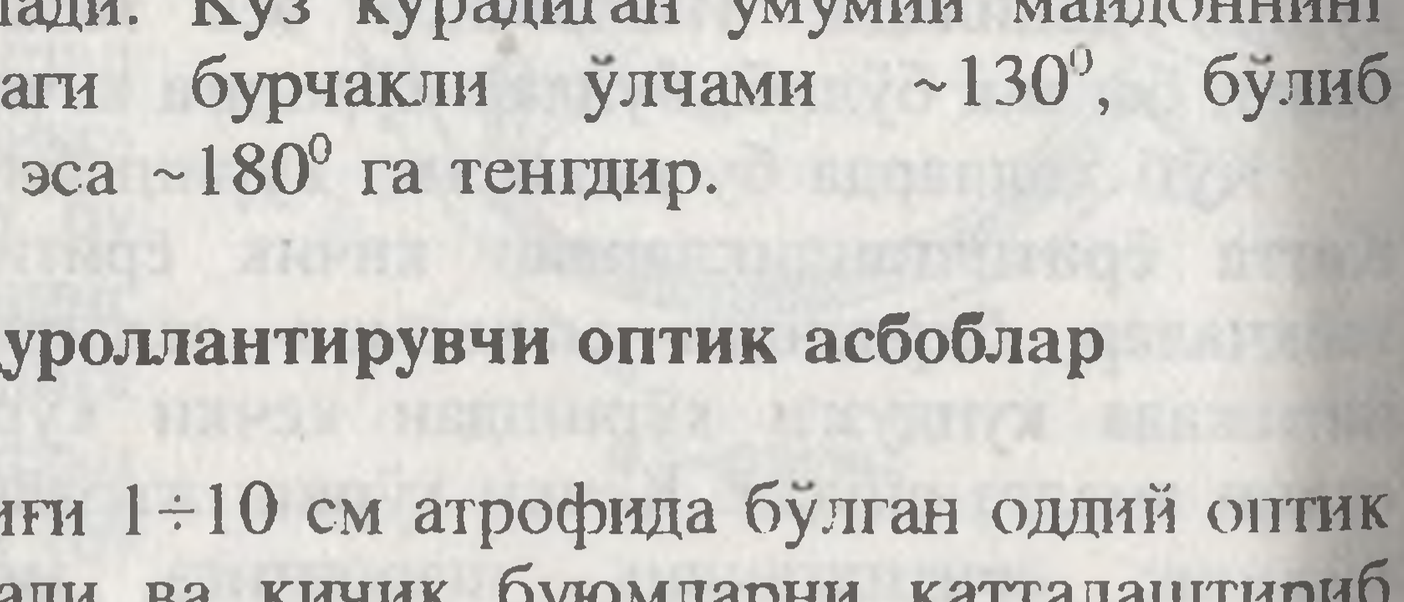
давомида аста-секин кўздан узоқлашади ва якин масофага кўзнинг аккомодацияланиш қобилияти аста-секин камая боради. Одамнинг ўрта ёшида аккомодациянинг якин нуқтаси кўздан ~12,5 см масофада жойлашган бўлади.

Одам 50-60 ёшларга кирганда аккомодациянинг якин нуқтаси 25 см га силжийди. Масалан, қари кишилар китобни ўқиётганида ёшларга қараганда уни кўзидан узоқроқда жойлаштириб оладилар. Нормал кўз учун аккомодациянинг узоқ нуқтаси чексизликда жойлашган. Энг яхши кўриш масофаси учун кўзнинг оптик кучи Φ=58,64 диоптрияга тенг. Одамларнинг кўзлари якинни кўрадиган ва узокни кўрадиган бўлишлари мумкин. Бу камчиликларни йўқотиш учун кўзойнаклар ишлатилади. Якинни кўрар кўзлар учун кўзойнак линзалари манфий оптик кучга эга бўлиб, узокни кўрар кўзлар учун керак бўладиган кўзойнак линзалари мусбат оптик кучга эгадир. Ҳозирги вақтда кўзойнаклар ўрнида «сузувчи» линзалар ишлатилмокда. Бу линзалар махсус моддадан ясалган ва диаметрлари жуда кичик (~3-5 мм) бўлиб, кўзнинг мугуз пардасида кўз ёши суюклиги ёрдамида ушлаб турилади ва худди сузгандай ҳаракат килади. Кўз кўрадиган умумий майдоннинг вертикал йўналишидаги бурчакли ўлчами ~130^0, бўлиб горизонтал йўналишга эса ~180^0 га тенгдир.

22-§. Кўзни қуроллантирувчи оптик асбоблар

Лупа. Фокус оралиғи 1÷10 см атрофида бўлган оддий оптик системага лупа дейилади ва кичик буюмларни катталаштириб кўриш учун хизмат килади. Қуйидаги 49-расмда лупанинг ишлаш тамоили тасвирланган. Кесмалар ва бурчакларнинг мутлақ кийматларидан фойдаланамиз. Лупада жисмнинг тасвири A^1B^1 мавҳум, тўғри ва катталашган ҳолда ҳосил бўлади. Бу тасвир шундай масофада хосил бўладики, уни кўз аккомодациясиз кўради.

Расмга асосан, буюм лупа ёрдамида қуйидаги бурчак остида кўринади:



49–расм

$$tgu = \frac{AB/2}{f} \qquad (4.93)$$

Бу ерда f – линзанинг фокус масофасидир. Лупа ёрдамисиз эса буюм қуйидаги бурчак остида кўринади:

$$tgu_0 = \frac{AB/2}{D} \qquad (4.94)$$

D – энг яхши кўриш масофаси. Буюм бурчакли ўлчамларини лупа қуйидаги миқдорда катталаштиради:

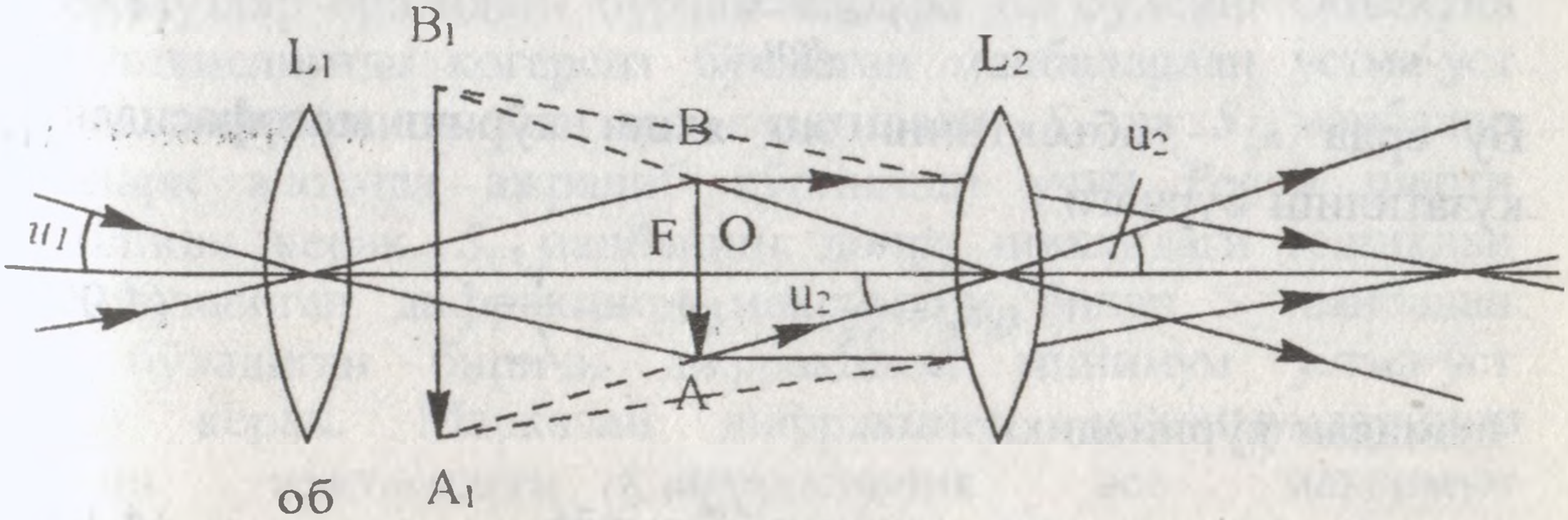
$$r = \frac{tgu}{tgu_0} = \frac{D}{f} \quad \text{ёки} \quad r = \frac{D}{f} = \frac{25}{f(см)} \qquad (4.95)$$

Охирги ифодага лупанинг бурчак катталаштириши дейилади.

Кўриш трубаси. Кўриш трубалари ёки телескоплар иккита линзалар тизимидан иборат бўлиб, (L_1 ва L_2) биринчи линзанинг иккинчи бош фокуси иккинчи линзанинг биринчи бош фокуси билан устма-уст тушади. Бундай системаларга телескопик системалар дейилади. Телескопик системаларнинг характерли хусусиятлари шундан иборатки, системага параллел равишда тушган ёруғлик дастаси системадан яна параллел равишда чиқади. Агар буюм етарли даражада узоқ масофада жойлашган бўлса унинг объектив хосил қилган тасвири деярли фокал текисликда жойлашган бўлиб, $tgu_1 = OB/f_{об}$ ифода ўринли бўлади (49-расм).

Иккинчи линза (окуляр) лупа ролини бажаради ва AB тасвирнинг кўриниш бурчаги эса:

$$tgu_2 = \frac{OB}{f_{ок}} \qquad (4.96)$$



49–расм

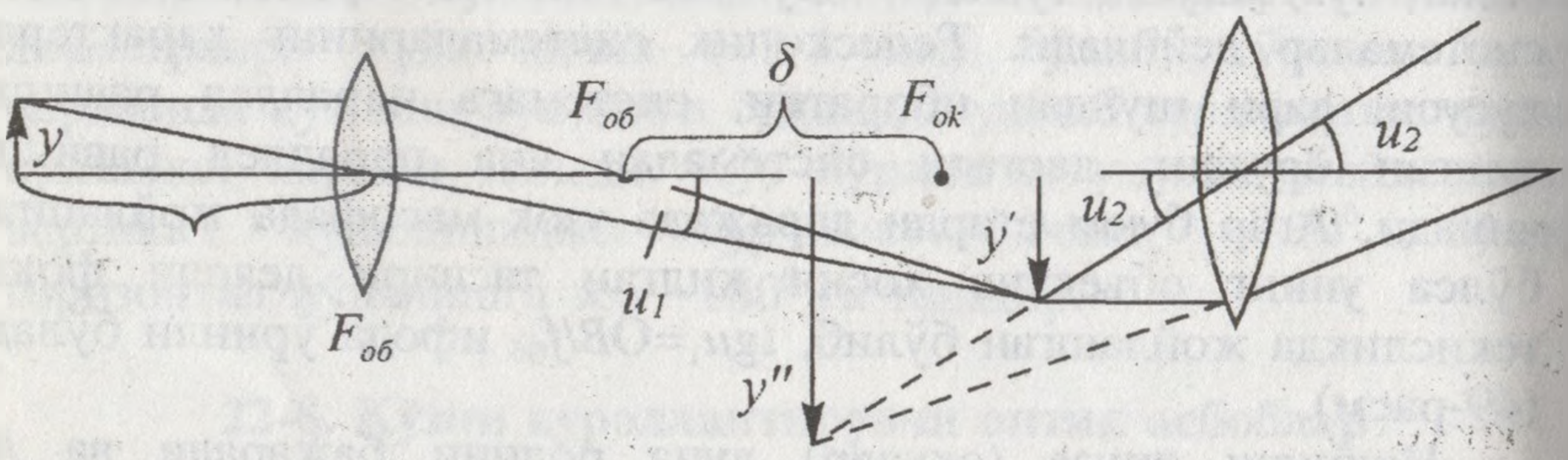
Кўриш трубасининг узунлиги $L = f_{об} + f_{ок}$ буюмгача бўлган масофага нисбатан кичик бўлганлиги учун қуролланмаган кўз ҳам буюмни u_1 бурчак остида кўради. Кўриш трубасининг бурчакли катталаштириши эса қуйидагича аниқланади:

$$r = \frac{tgu_2}{tgu_1} \qquad (4.97)$$

Йиғувчи линзалардан иборат кўриш трубасига Кеплер трубаси ҳам дейилади. Агар линзалардан бири сочувчи бўлса, бундай труба Галилей трубаси дейилади.

Телескопларда линза ўрнида кўзгу ҳам ишлатилиши мумкин. Бундай асбобларга рефлектор ҳам дейилади.

Микроскоп. Микроскоп жуда кичик буюмларни кузатиш учун хизмат қилади ва унинг катталаштириши ~2000 атрофида бўлади. Қуйидаги 50-расмда микроскопда нурларнинг йўли тасвирланган.



50–расм.

Микроскопнинг бурчакли катталаштириши:

$$r = \frac{tgu_2}{tgu_0} \qquad (4.98)$$

Бу ерда u_0 - объектнинг энг яхши кўриш масофасидан (D) кузатилиш бурчаги

$$tgu_0 = \frac{y}{25}, \qquad tgu_2 = -\frac{y^1}{f_{ок}} \qquad (4.99)$$

Чизмадан кўринадики:

$$y^1 = y\frac{(f_{об} + \delta)}{f_{об}}25 \qquad (4.100)$$

(4.99) ва (4.100) дан фойдаланиб (4.98) ни қуйидагича ёзиш мумкин:

$$r = \frac{(f_{об} + \delta)25}{f_{об} f_{ок}} \qquad (4.101)$$

$f_{об}$ одатда $f_{ок}$ нисбатан кичик бўлади. Шунинг учун $f_{об}+\delta=L$ (L – тубус узунлиги) деб олиш мумкин.
Натижада

$$r = \frac{25L}{f_{об} \cdot f_{ок}} \qquad (4.102)$$

эканлиги келиб чиқади.

23-§. Оптик тасвирнинг дифракцион назарияси

Геометрик оптикада буюмнинг маълум бир нуқтасидан чиқувчи нурлар оптик тизим томонидан тасвирнинг бир нуқтасида тўпланади ва оптик система нуқсонларини йўқотиш мумкин деб қаралади. Ҳақиқатда эса тасвир буюмга тўлиқ ўхшамайди, яъни нуқтанинг тасвири нуқта бўлмасдан маълум бир дифракцион манзарага эга бўлади. Оптик асбоблар буюм томонидан нурланадиган тўлқинларнинг ҳаммасини ўтказмасдан маълум қисмини доим тўсиб қолади (масалан диафрагмалар). Бу эса ёруғлик дифракциясига олиб келади. Натижада тасвир нуқталарининг ажратиб кўринишига чек қўйилади. Телескопда кузатиладиган дифракция ҳодисасини унинг ажрата олиш кучига таъсирини қараб чиқайлик (51-расм).

Юлдузларни телескоп ёрдамида кузатганимизда улардан объективга параллел нурлар дастаси тушади ва объективнинг фокал текислигида марказий ёруғ доғни ўраб олган ҳалқалар шаклида дифракцион манзара ҳосил бўлади. Фараз қилайлик, S_1 ва S_2 юлдузлар орасидаги бурчак масофа $\delta\varphi$ бўлсин. Объектив фокал текислигида когерент бўлмаган манбалардан устма-уст тушувчи дифракцион манзара кузатилади. S_1 ва S_2 манбалар тасвирлари алоҳида ажралиб кўриниши учун Релей шарти бажарилиши керак. S_1 манбанинг доира шаклидаги тешикдан ҳосил бўладиган дифракцион максимуми билан S_2 манбадан ҳосил бўладиган биричи дифракцион минимум устма-уст тушиши керак. Марказий дифракцион максимумларнинг кесишиш нуқтасидаги интенсивлик эса максимум интенсивликнинг камида 0,2 ҳиссасини ташкил қилиши керак. Акс ҳолда S_1 ва S_2 манбаларнинг тасвирлари қўшилиб кетади. Дифракцион максимумлар орасидаги бурчакли масофа қуйидаги

шартни қаноатлантирса S_1 ва S_2 юлдузлар бир-биридан ажралади:

$$\delta\varphi = 1{,}22\frac{\lambda}{D} \qquad (4.103)$$

λ – тўлқин узунлиги, D – тешикнинг диаметри. Бизнинг мисолимизда D телескоп объективнинг диаметридир. Телескоп объективининг диаметри D қанча катта бўлса, (4.103) га асосан у шунчалик бир-бирига яқин юлдузларни ажратиб кўрсатишга имкон беради.

$R=1/\delta\varphi$ катталик телескопнинг ёки кўриш трубасининг ажратиб кўрсата олиш кучини характерлайди, яъни асбоб томонидан иккита аранг ажратилган нуқталар орасидаги энг кичик бурчак масофасининг таъсирий қийматидир. (4.103) га асосан

$$R = \frac{D}{1{,}22\lambda} \qquad (4.104)$$

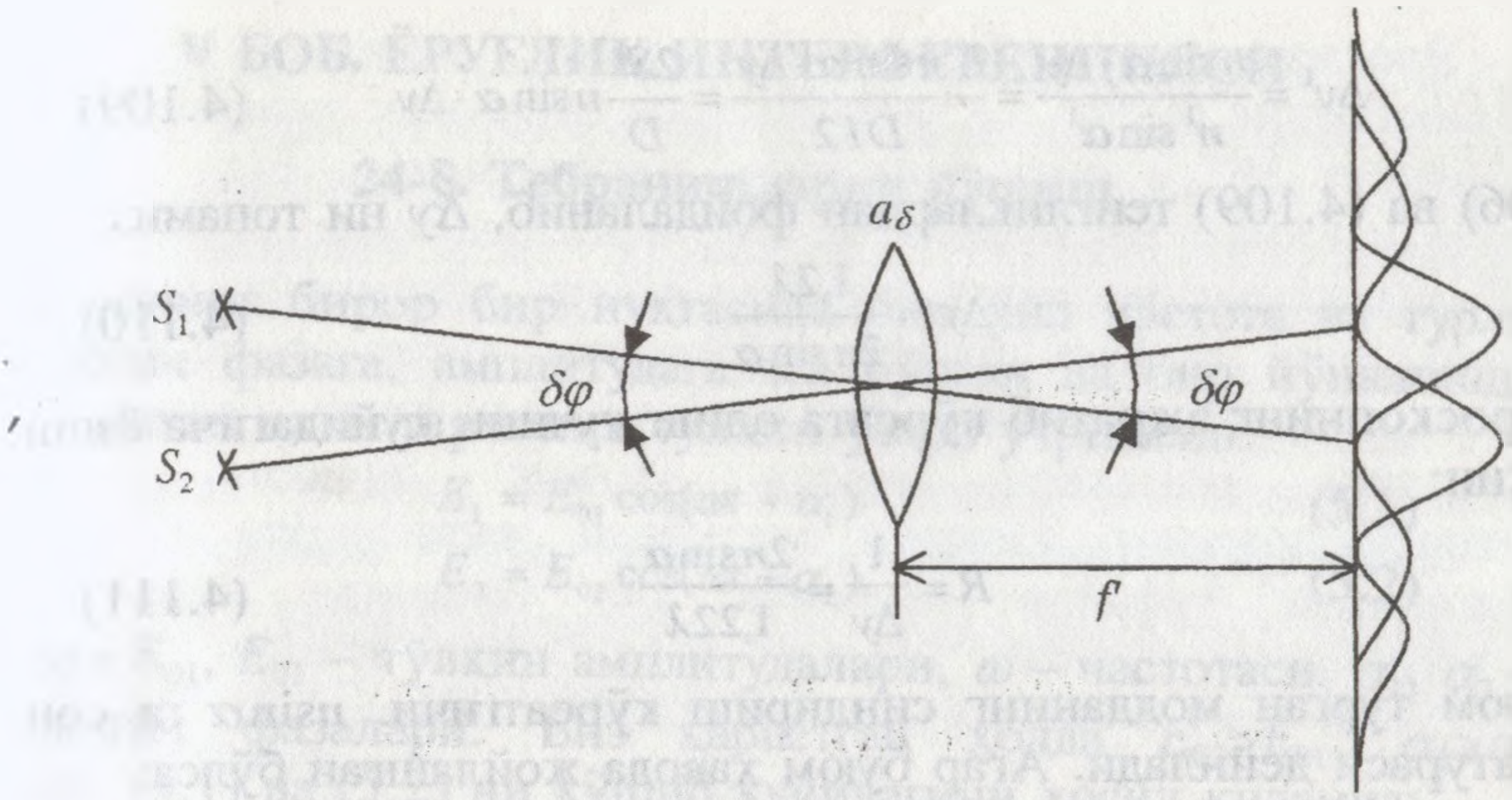
Телескоп окуляринининг катталаштириши шундай танланадики, объектив бир-биридан ажратган дифракцион доғлар кўз билан ҳам бир-биридан ажратиладиган бўлиши керак, яъни улар ~1 дақиқага яқин бурчак остида кўринадиган бўлсин. Агар f^1 телескоп объективининг бош фокус масофаси бўлса, унда иккита аранг ажратиб бўладиган юлдуз тасвирлари орасидаги чизиқли масофа қуйидагича топилади:

$$\Delta y^1 = f^1\delta\varphi = 1{,}22\frac{\lambda}{D}f^1 \qquad (4.105)$$

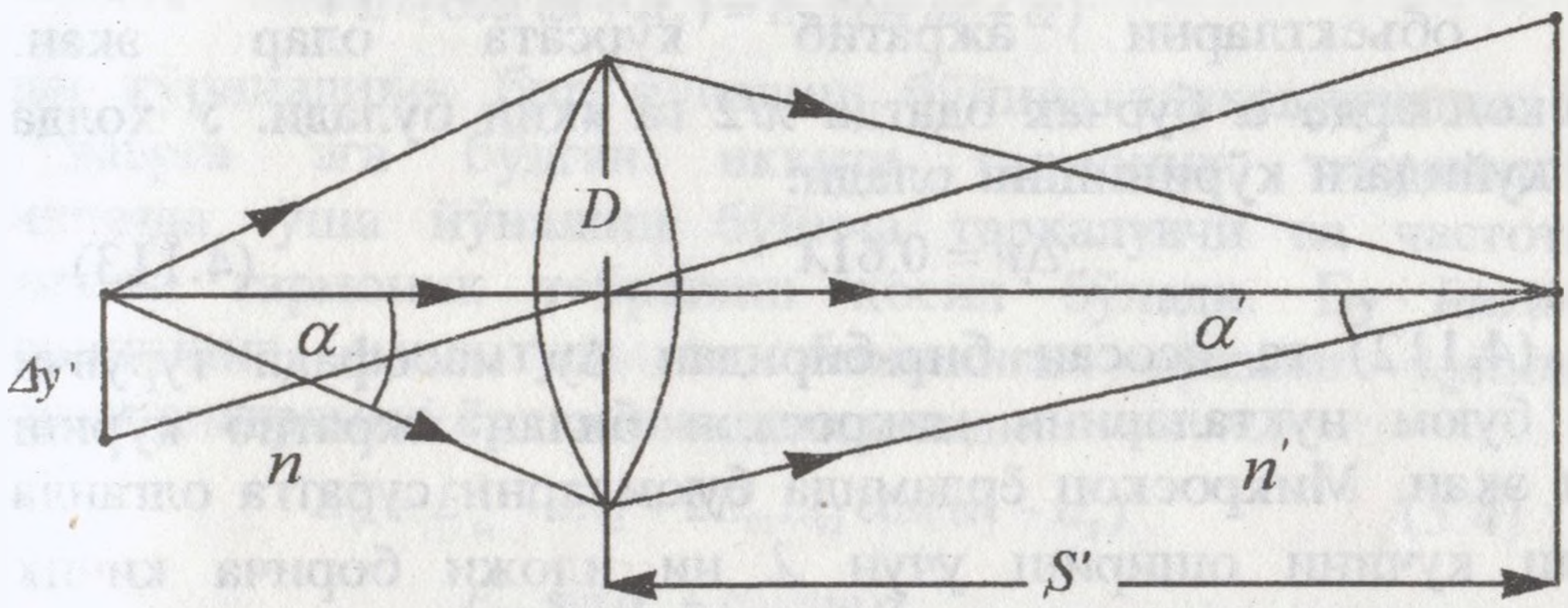
(4.105) ифода дурбинлар, узоқдаги буюмларнинг расмини оладиган фотоаппаратлар учун ҳам бажарилади. Буюм объективга яқин турган ҳолда, (масалан микроскопларда) объективга параллел нурлар тушганлиги учун дифракция ҳодисасини ҳисобга олиш анча мураккаблашди. Микроскопда буюмнинг икки қўшни нуқтасидан ҳосил бўлган марказий дифракцион доғлар бир-биридан

$$\Delta y^1 = 1{,}22\frac{\lambda}{D}S^1 \qquad (4.106)$$

масофада жойлашса, буюмнинг шу нуқталари айрим-айрим кўринади.



51–расм.



52–расм.

Буюмнинг аранг ажратиб бўладиган икки нуқтаси орасидаги масофани Δy билан белгилаймиз. Микроскоп объективлари қуйидаги шартни бажарадиган қилиб ясалганда нуқта тасвири ўзига ўхшаш бўлади:

$$n \cdot \sin\alpha \cdot \Delta y = n^1 \cdot \sin\alpha^1 \cdot \Delta y^1 \qquad (4.107)$$

Микроскопда тасвир ҳавода ҳосил бўлгани учун $n^1=1$. 52-расмдан кўринадики:

$$\sin\alpha^1 = \frac{D/2}{S^1} \qquad (4.108)$$

(4.108) ифода билан аниқланган $\sin\alpha^1$ қийматини (4.107) га қўямиз ва Δy^1 учун қуйидаги ифодани ҳосил қиламиз:

$$\Delta y^1 = \frac{n\sin\alpha \cdot \Delta y}{n^1 \sin\alpha^1} = \frac{S^1 n\sin\alpha \cdot \Delta y}{D/2} = \frac{2S^1}{D} n\sin\alpha \cdot \Delta y \qquad (4.109)$$

(4.106) ва (4.109) тенгликлардан фойдаланиб, Δy ни топамиз:

$$\Delta y = \frac{1{,}2\lambda}{2n\sin\alpha} \qquad (4.110)$$

Микроскопнинг ажратиб кўрсата олиш кучини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$R = \frac{1}{\Delta y} = \frac{2n\sin\alpha}{1{,}22\lambda} \qquad (4.111)$$

n буюм турган модданинг синдириш кўрсатгичи. $n\sin\alpha$ га сон аператураси дейилади. Агар буюм ҳавода жойлашган бўлса:

$$\Delta y = 0{,}61\lambda / \sin\alpha \qquad (4.112)$$

Демак, (4.112) бажарилса, микроскоп Δy масофада турувчи иккита объектларни ажратиб кўрсата олар экан. Микроскопларда α бурчак одатда $\pi/2$ га яқин бўлади. У ҳолда (4.112) қуйидаги кўринишни олади:

$$\Delta y = 0{,}61\lambda \qquad (4.113)$$

Демак, (4.112) га асосан бир-биридан Δy масофада турувчи иккита буюм нуқталарини микроскоп билан ажратиб кўриш мумкин экан. Микроскоп ёрдамида буюмларни суратга олганда ажратиш кучини ошириш учун λ ни иложи борича кичик олишга ҳаракат қилинади.

V БОБ. ЁРУҒЛИК ИНТЕРФЕРЕНЦИЯСИ

24-§. Тебранишларни қўшиш

Фазонинг бирор бир нуқтасида бир хил частота ва турли бошланғич фазага, амплитудага эга бўлган ва бир йўналишда тарқалаётган икки гармоник тўлқин ўзаро учрашсин.

$$E_1 = E_{01}\cos(\omega t + \alpha_1) \qquad (5.1)$$

$$E_2 = E_{02}\cos(\omega t + \alpha_2) \qquad (5.2)$$

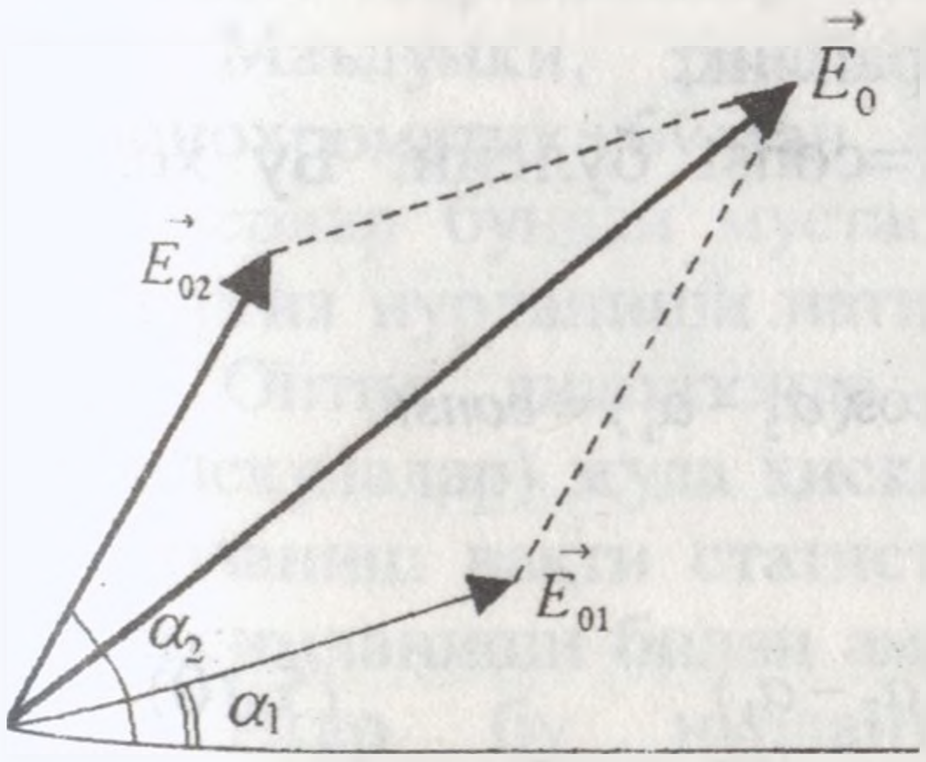
Бу ерда E_{01}, E_{02} – тўлқин амплитудалари, ω – частотаси, α_1, α_2 – бошланғич фазалари. Биз қараётган ҳолда $E_{02}>E_{01}$, $\alpha_2>\alpha_1$ бўлсин. (5.1) ва (5.2) ни қўшиб қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 = \vec{E}_{01}\cos(\omega t + \alpha_1) + \vec{E}_{02}\cos(\omega t + \alpha_2) = \vec{E}_0\cos(\omega t + \alpha) \qquad (5.3)$$

Бундан кўринадики, бир йўналиш бўйича тарқалувчи ва бир хил даврга эга бўлган иккита гармоник тебранишлар қўшилганда, ўша йўналиш бўйича тарқалувчи ва частотаси ўзгармаган гармоник тебраниш ҳосил бўлади. Бу йиғинди тебранишнинг амплитуда ва бошланғич фазаси қуйидаги векторли диаграмма ёрдамида аниқланади:

$$E_0^2 = E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01}E_{02}\cos(\alpha_2 - \alpha_1) \qquad (5.4)$$

$$tg\alpha = \frac{E_{01}\sin\alpha_1 + E_{02}\sin\alpha_2}{E_{01}\cos\alpha_1 + E_{02}\cos\alpha_2} \qquad (5.5)$$



53–расм.

Тўлқин интенсивлиги амплитуда квадратига тўғри мутаносиб бўлганлиги учун (5.4) нинг иккала томонини берилган муҳит учун доимий бўлган $\frac{c}{8\pi}\sqrt{\varepsilon}$ катталикка кўпайтириб, интенсивлик учун қуйидаги ифодани ҳосил қиламиз:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}\cos(\alpha_2 - \alpha_1) \qquad (5.6)$$

I_1, I_2 – қўшилувчи тебранишлар интенсивлиги I – натижавий тўлқин интенсивлиги.

Электромагнит тўлқин нурланиши атомлар тебраниши билан боғлиқ бўлиб, бу тебранишлар гармоник эмас ва ҳар бир тебраниш 10^{-8} с вақт оралиғида амалга ошади. Бир атомнинг турли вақтдаги тебраниши ва турли атомларнинг бир пайтдаги тебранишлари мустақил равишда амалга ошганлиги учун улар ўзаро фаза бўйича боғлиқ бўлмасдан турли фазаларга эга. Демак, (5.6) тенглик билан аниқланадиган катталиклар қўшилиш натижаси вақтга боғлиқ бўлади. Ёруғлик интенсивлигининг ўзгариш частотаси жуда катта (10^{14} Гц) бўлганлиги туфайли бевосита кўз ёрдамида бундай тез ўзгаришларни кузатиш мумкин эмас. Мана шунинг учун ҳам (5.6) нинг вақт бўйича ўртача қийматини оламиз:

$$\bar{I} = \bar{I}_1 + \bar{I}_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}\,\overline{\cos(\alpha_2 - \alpha_1)} \qquad (5.7)$$

Бу тенгликдаги $\cos(\alpha_2 - \alpha_1)$ устидаги чизиқ мос катталиклардан вақт бўйича олинган ўртача қийматини кўрсатади. E_{01} ва E_{02} вақтга боғлиқ эмаслиги туфайли $\bar{E}_{01}^2 = E_{01}^2, \overline{E_{02}^2} = E_{02}^2$

$$\overline{E}_{02} = E_{02}\cos(\alpha_2 - \alpha_1) = \frac{1}{\tau}\int_0^{\tau}\cos(\alpha_2 - \alpha_1)dt \qquad (5.8)$$

Демак, интенсивликнинг ўртача қийматини аниқлаш учун фазалар фарқи косинуснинг ўртача қийматини аниқлаш кифоядир:

$$\overline{\cos(\alpha_2 - \alpha_1)} = \frac{1}{\tau}\int_0^{\tau}\cos(\alpha_2 - \alpha_1)dt \qquad (5.9)$$

τ – кузатиш вақти.

Қуйидаги икки хусусий ҳолни қарайлик:

1-ҳол. Фараз қилайликки: $\alpha_2 - \alpha_1 = \text{const}$ бўлсин. Бу ҳолда (5.9) га асосан:

$$\overline{\cos(\alpha_2 - \alpha_1)} = \frac{1}{\tau}\cos(\alpha_2 - \alpha_1)\int_0^{\tau}dt = \cos(\alpha_2 - \alpha_1) = const$$

Демак,

$$\bar{I} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}\cos(\alpha_2 - \alpha_1) \qquad (5.10)$$

яъни

$$\bar{I} \neq I_1 + I_2 \qquad (5.11)$$

(5.10) ифодадан кўринадики, қўшилувчи тебранишлар фазалар фарқи доимий бўлганда, натижавий интенсивлик айрим

тебранишлар интенсивликларининг йиғиндисидан фарқ қилади. Яъни бу ҳолда интерференция ҳодисаси юзага келади. Кузатиш вақти давомида фазалар фарқи доимий бўладиган тебранишларнинг узаро қўшилиши интерференция ҳодисасига олиб келади ва бундай тебранишларга когерент тебранишлар дейилади. Маълумки, турли частота билан тебранувчи тебранишлар когерент бўла олмайди. Интерференция (5.10) формулада учинчи ҳаднинг мавжудлиги натижасида амалга ошади, шунинг учун ҳам бу ҳадга интерференцион ҳад дейилади. Интерференцион ҳад $2\sqrt{I_1 I_2}\cos(\alpha_2 - \alpha_1)$ қўшилувчи тебранишлар корреляциясини (ўзаро алоқадорлигини) характерлайди.

2-ҳол. Қўшилувчи тебранишларнинг фазаси ихтиёрий равишда ўзгарсин. Бу ҳолда хаотик ўзгарувчи фазалар тенг эҳтимолият билан бир хил мусбат ва манфий қийматларни қабул қилади ва унинг кузатиш вақти давомидаги ўртача қиймати нолга тенг бўлади.

Яъни

$$\overline{\cos(\alpha_2 - \alpha_1)} = 0.$$

Демак,

$$\bar{I} = I_1 + I_2 \qquad (5.12)$$

(5.12) дан кўринадики, фазалар фарқи хаотик равишда ўзгарганда, интенсивликларнинг одатдаги қўшилиши амалга ошади, яъни интерференция ҳодисаси бу ҳолда кузатилмайди. Бундай тебранишлар когерент бўлмаган тебранишлар дейилади.

Маълумки, реал ёруғлик манбалари қатъий равишда монохроматик бўлган ёруғлик тўлқинларини нурлантирмайди (лазерлар бундан мустасноди р). Бу атомлар тебранишларининг энергия нурланиши натижасида сўниши билан боғликдир.

Оптик диапазонда нурлантирувчи манбалар (атомлар ва молекулалар) жуда кисқа вақт давомида (10^{-8} с) нур чикаради ва нурланиш вақти статистик тартибсиз равишда тасодифий фаза таксимланиши билан амалга ошади.

Агар бу нурлантиргич томонидан турли вақтларда нурлантирилган ёруғлик нурларини қўшсак, у ҳолда фазалар фарқи ва интерферцион манзара тартибсиз частота билан ўзгариб туради. Интерференцион манзаранинг барча кузатиш усулларида бир нурланиш вақти оралиғидан анча катта бўлган вақт оралиғида ўртача интенсивлик ўлчанади. Берилган вақтда

турли элементар нурлантиргичлар томонидан чиқарилаётган тўлқинларнинг ўртача статистик интенсивлиги кузатилади ва бу ҳолда интерференция кузатилмайди. Бундан ташқари атомлар нурланишининг монохроматикмаслиги атомларнинг ўзаро тўқнашиши натижасида ҳам юзага келади. Натижада реал манбалар нурланиши амплитуда ва фаза бўйича хаотик равишда модуляцияланган (ўзгарган) бўлади ва бундай нурланиш қуйидаги тенглама билан характерланади:

$$E = E_0(t)\cos[\omega t - \varphi(t)] \qquad (5.13)$$

Агар иккита тебраниш амплитудалари бир-бирига пропорционал равишда қуйидагича ўзгарса ва фазалар фарқи доимий бўлса:

$$E_{01}(t) = C_1 E_0(t)$$
$$E_{02}(t) = C_2 E_0(t) \qquad (5.14)$$

Бу ерда C_1 ва C_2 – доимий катталик.

Бу тенгламалар билан ифодаланган ана шундай иккита тебранишларга

$$E_1 = E_{01}(t)\cos[\omega t - \omega_1(t)] \qquad (5.16)$$

$$E_2 = E_{02}(t)\cos[\omega t - \omega_2(t)] \qquad (5.17)$$

когерент тебранишлар дейилади.

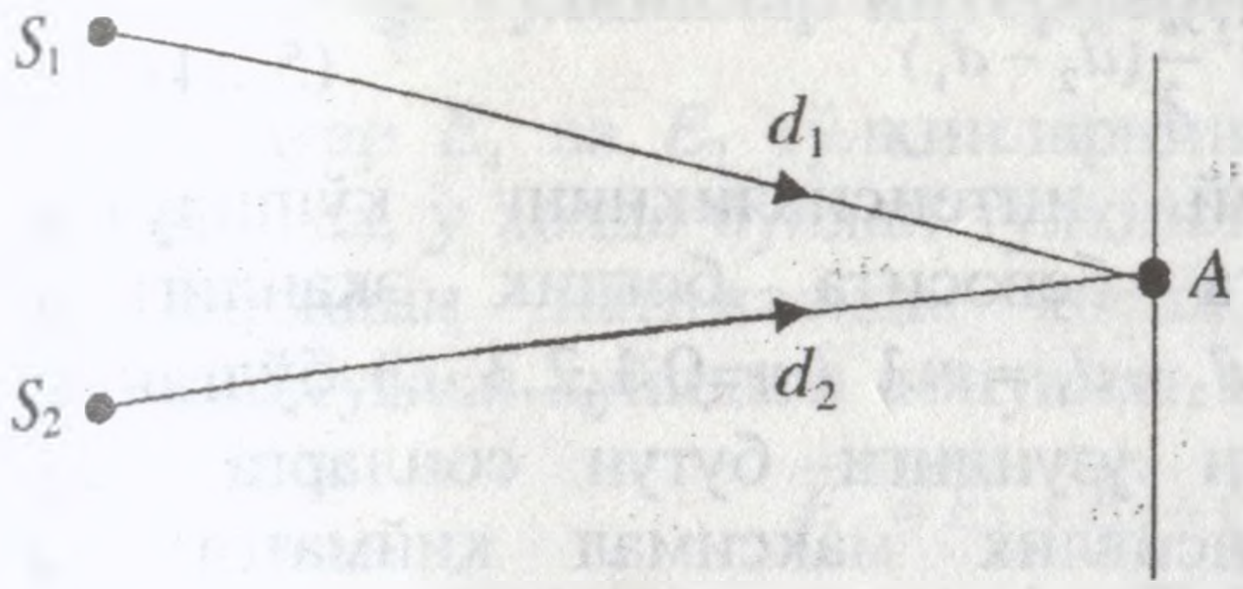
25-§. Бир йўналиш бўйича қўшилувчи тўлқинлар интерференцияси

Юқорида таъкидлаганимиздек, тўлқинлар учрашиш нуқтасида тебранишларнинг фазалар фарқи доимий қолса бундай тўлқинларга когерент дейилади. Бир хил частотага эга бўлган монохроматик тўлқинлар когерент бўлади. Натижавий интенсивликнинг катталиги:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}\cos(\alpha_2 - \alpha_1)$$

га асосан фазалар фарқининг қиймати орқали аниқланади. Демак, тўлқинлар интерференциясини текшириш уларнинг учрашиш нуқтасидаги фазалари фарқини аниқлашдан иборат бўлади.

Бир хил частота билан тебранувчи иккита S_1 ва S_2 когерент ёруғлик манбаларини қарайлик. Бу манбалардан чиккан когерент тўлқинлар A нуқтада учрашсин (54-расм).



54–расм.

A нуқтадан S_1 ва S_2 когерент ёруғлик манбаларигача бўлган масофалар мос равишда d_1 ва d_2 га тенг бўлсин. А нуқтага етиб келувчи тебранишлар тенгламалари мос равишда қуйидагича ифодаланади.

$$E_1 = E_{01}\cos(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda}d_1 + \alpha_1) \qquad (5.18)$$

$$E_2 = E_{02}\cos(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda}d_2 + \alpha_2) \qquad (5.19)$$

Бу ерда E_{01} ва E_{02} тебранишларнинг A нуқтадаги амплитудалари. Ҳар иккала тебраниш ҳам расм текислигига перпендикуляр бўлган йўналишда амалга ошсин. Соддалик учун $E_{01}=E_{02}$ деб қабул қиламиз. A нуқтадаги натижавий тебраниш тенгламаси қуйидагича топилади.

$$E = E_1 + E_2 = 2E_{01}\cos\left[\frac{\pi}{\lambda}(d_2 - d_1) - \frac{\alpha_2 - \alpha_{12}}{2}\right]\cdot\cos\left[\omega t - \frac{\pi}{\lambda}(d_2 + d_1) + \right.$$

$$\left. + \frac{\alpha_1 + \alpha_2}{2}\right] = E_0\cos\left[\omega t - \frac{\pi}{\lambda}(d_1 + d_2) + \frac{\alpha}{2}\right] \qquad (5.20)$$

бу ерда

$$E_0 = 2E_{01}\cos[\frac{\pi}{\lambda}(d_2 - d_1) - \frac{\alpha_2 - \alpha_1}{2}] \qquad (5.21)$$

$$\alpha = \alpha_1 + \alpha_2 \qquad (5.22)$$

(5.20) ифода амплитудаси E_0 га тенг бўлган тебраниш тенгламасидир. Агар амплитуда маълум бўлса, натижавий интенсивликни аниқлаш мумкин:

$$I = \frac{c}{8\pi}\sqrt{\varepsilon}E_{01}^2 4\cos^2\left[\frac{\pi}{\lambda}(d_2 - d_1) - \frac{\alpha_2 - \alpha_1}{2}\right] \qquad (5.23)$$

Бу ерда c – ёруғликнинг вакуумдаги тезлиги, ε – муҳитнинг диэлектрик киритувчанлиги (экран ўрнатилган жойда). Тўлқинлар когерент бўлганлиги учун таърифга асосан фазалар фарқи доимий бўлади, яъни $\alpha_2-\alpha_1$=const, у ҳолда экраннинг турли нуқталарида интенсивликнинг таксимланиши тўлқинларнинг босиб ўтган йўллар фаркига боғлиқ, яъни $d_2 - d_1$ бўлганда, қуйидаги ифодага эга буламиз:

$$I = \frac{c}{2\pi}\sqrt{\varepsilon}E_{01}^2\cos^2\frac{\pi}{\lambda}(d_2 - d_1) \qquad (5.24)$$

(5.24) формула натижавий интенсивликнинг қўшилувчи тўлқинлар йўллар фарқига бевосита боғлиқ эканлигини кўрсатади. (5.24) га асосан $d_2 - d_1 = m\lambda$ (m=0,1,2,3,...) бўлганда, яъни йўллар фарқи тўлқин узунлиги бутун сонларга тенг бўлганда, натижавий интенсивлик максимал қийматга эга бўлади, яъни

$$I_{max} = \frac{c}{2\pi}\sqrt{\varepsilon}E_{01}^2 \qquad (5.25)$$

Тўлқинларнинг йўллар фарқи мавжуд бўлганлиги туфайли ҳосил бўлган фазалар фарқи $\Delta\varphi = \frac{\pi}{\lambda}(d_2 - d_1)$ бўлади. $d_2 - d_1 = m\lambda$ бўлганда $\Delta\varphi = m\pi$ бўлади ва интенсивлик кучайиши кузатилади.

$d_2 - d_1 = (2m+1)\lambda/2$ бўлганда, яъни $\Delta\varphi = (2m+1)\frac{\pi}{2}$ бўлганда, (5.24) га асосан I=0 бўлади, яъни қўшилувчи тўлқинлар кузатилиш нуқтасида қарама-қарши фазада учрашиб бир-бирини сусайтиради ва натижавий интенсивликни нолга олиб келади. Экраннинг турли нуқталарида қўшилувчи тўлқинлар йўллар фарқининг қийматлари $d_2 - d_1 = 2m\frac{\lambda}{2}$, $d_2 - d_1 = (2m+1)\frac{\lambda}{2}$ га мос келади, бунда m бутун сон бўлиб m=0,1,2,3,4,5,... бўлиши мумкин. Бинобарин, экранда максимал ва минимал интенсивликка эга бўлган навбатма-навбат келувчи интерференцион манзара кузатилади. Умумий ҳолда $E_{01} \neq E_{02}$ бўлса, интенсивлик учун қуйидаги ифодани ҳосил қиламиз:

$$I = \frac{c}{8\pi}\sqrt{\varepsilon}E_0^2 = \frac{c}{8\pi}\sqrt{\varepsilon}[(E_{01} + E_{02})^2 - 4E_{01}E_{02}\sin^2\frac{\pi}{\lambda}(d_2 - d_1)] \qquad (5.26)$$

Бу формуладан кўринадики, максимал ва минимал нуқталарда интенсивлик мос равишда қуйидаги қийматларни қабул қилади:

$$I_{max} = \frac{c}{8\pi}\sqrt{\varepsilon}(E_{01} + E_{02})^2 \qquad (5.27)$$

$$I_{min} = \frac{c}{8\pi}\sqrt{\varepsilon}(E_{01} - E_{02})^2 \qquad (5.28)$$

Яъни минимум нуқталарида E_{01}=E_{02} бўлганидек, тўла когерентлик кузатилмасдан интенсивлик $(E_{01}-E_{02})^2$ га пропорционал равишда бўлади.

26-§. Тўлқинлар интерференциясининг умумий ҳоли

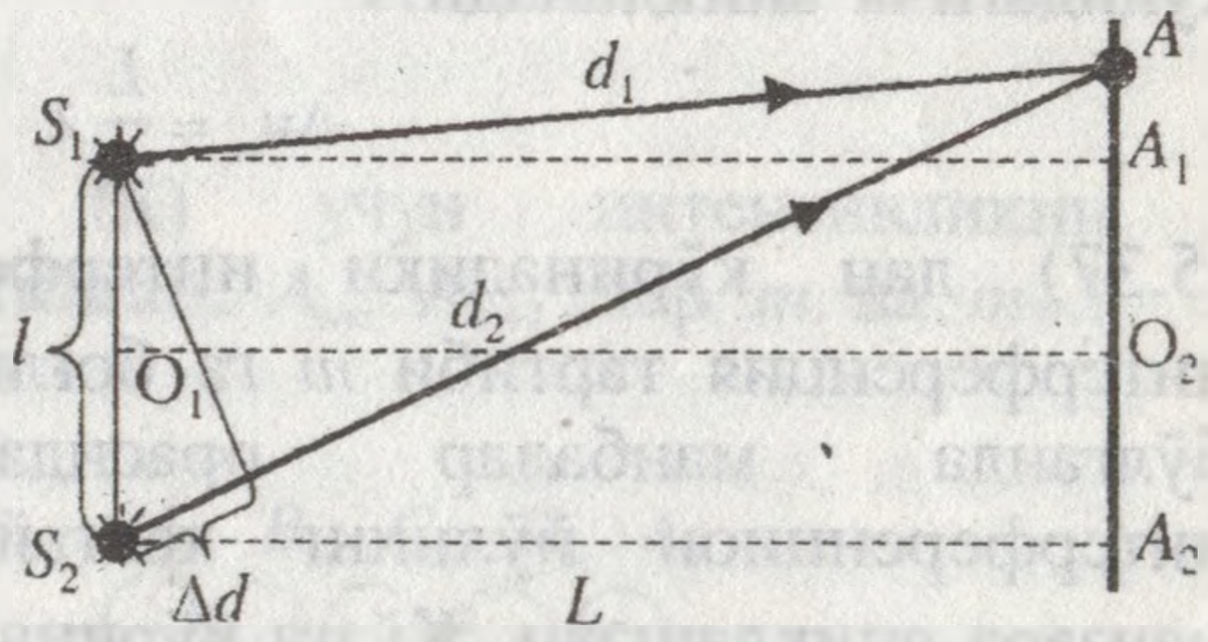
Агар E_1 ва E_2 тўлқинларнинг тебраниш текисликлари мос тушмаса, у ҳолда бундай тўлқинларнинг устма-уст тушиши яъни қўшилиши натижасида ҳосил бўлган натижавий тўлқин амплитудаси қуйидаги конуният асосида ўзгаради.

$$\overrightarrow{E}^2 = \overrightarrow{E_1}^2 + \overrightarrow{E_2}^2 + (\overrightarrow{E_1} \cdot \overrightarrow{E_2}) \qquad (5.29)$$

бундан кўринадики, агар $(\overrightarrow{E_1} \cdot \overrightarrow{E_2}) = 0$ бўлса, интенсивликлар суперпозицияси $\vec{E}^2 = \vec{E_1}^2 + \vec{E_2}^2$ амалга ошади, бошқача қилиб айтганда, кузатиш вақти давомида $\overrightarrow{E_1}$ ва $\overrightarrow{E_2}$ бир-бирига тик бўлса, $\alpha = 90^0$ $(\vec{E}_1 \vec{E}_2) = \vec{E}_1 \vec{E}_2 \cos\alpha = 0$ когерент тўлқинларнинг интерференцияси ҳосил булмайди. Чизиқли қутбланган нурлар учун интерференция ҳосил бўлиш шарти қуйидаги кўринишга эга: $(\overrightarrow{E_1} \cdot \overrightarrow{E_2}) \neq 0$

Бир-биридан l масофада турган S_1 ва S_2 нуқтавий манбаларни қарайлик (55-расм). Бу манбалардан тарқалаётган тўлқинлар экранда устма-уст тушиб интерференция ҳодисасини юзага келтирсин. Экран S_1 ва S_2 ни бирлаштирувчи тўғри чизиққа параллел бўлсин. Экран билан манбалар орасидаги масофа $L \gg l$ бўлсин. Э экранда ихтиёрий олинган A нуқтада интерференцияни кузатайлик. Бу нукта экран марказидан $y = O_2A$ масофада турсин.

A нуқтадаги интенсивлик нурларнинг оптик йўллар фарқи $\Delta\alpha = \alpha_2 - \alpha_1$ орқали аниқланади. $\Delta\alpha$ - ни аниқлаймиз. $\Delta S_2 A_2 A$ ва $\Delta S_1 A_1 A$ дан



55–расм

$$d_2^2 = L^2 + \left(y + \frac{l}{2}\right)^2 \qquad (5.30)$$

$$d_1^2 = L^2 + \left(y - \frac{l}{2}\right)^2 \qquad (5.31)$$

$L \gg l$ бўлганлигидан $d_1 + d_2 = 2L$ деб олиш мумкин ва $d_2^2 - d_1^2 = 2yl$ бўлади, чунки $d_2^2 - d_1^2 = (d_2 - d_1) \cdot (d_2 + d_1) = 2L(d_2 - d_1)$ ёки $2L(d_2 - d_1) = 2yl$ бу ердан:

$$d_2 - d_1 = \frac{yl}{L} \qquad (5.32)$$

$$\frac{y_m l}{L} = m\lambda \quad (m = 0,1,2,...) \tag{5.33}$$

шартни қаноатлантирувчи нуқталарда максимум,

$$\frac{y_m l}{L} = (2m+1)\frac{\lambda}{2} \tag{5.34}$$

шартни қаноатлантирувчи нуқталарда минимум кузатилади. m-га интерференция тартиби дейилади. (5.33) ва (5.34) га асосан экранда интерференцион манзара ёруғ ва қоронғу йўллардан иборат бўлади. Ёруғ йўлларга бутун тартиблар (0,1,2,3,...) қоронғу йўлларга каср тартиблар (1/2, 3/2, 5/2,...) мос келади. m тартибли максимум ва (1/2)(2m+1) тартибли минимум экран марказидан мос равишда қуйидаги масофаларда жойлашади:

$$y_m = m\frac{L}{l}\lambda \tag{5.35}$$

$$y_m = \frac{1}{2}(2m+1)\frac{L}{l}\lambda \tag{5.36}$$

Экран марказида бош максимум (марказий максимум) жойлашади. Ундан юқори ва пастда бир-бирига тенг масофаларда биринчи, иккинчи ва ҳоказо максимумлар (минимумлар) жойлашади.

Қўшни максимумлар (ёки минимумлар) орасидаги масофага интерференцион йўллар кенглиги дейилади ва бу катталик қуйидагича аниқланади:

$$\Delta y_m = \frac{L}{l}\lambda \tag{5.37}$$

(5.37) дан кўринадики интерференцион йўллар кенглиги интерференция тартиби m га боғлиқ бўлмайди. L ва λ доимий бўлганда манбалар орасидаги масофа камайиши интерференцион йўлнинг кенгайишига олиб келади, яъни манзара аниқлашади. Кўзга кўринадиган ёруғлик учун $\lambda \sim 10^{-5}$ см бўлганлиги сабабли кузатиш учун қулай бўлган аниқ, интерференцион манзара $l \ll L$ да ҳосил бўлади. Мана шунинг учун ҳам когерент манбаларни ҳосил қилишнинг ҳамма усулларида имкон борича l ни кичик олиш керак (56-расм).

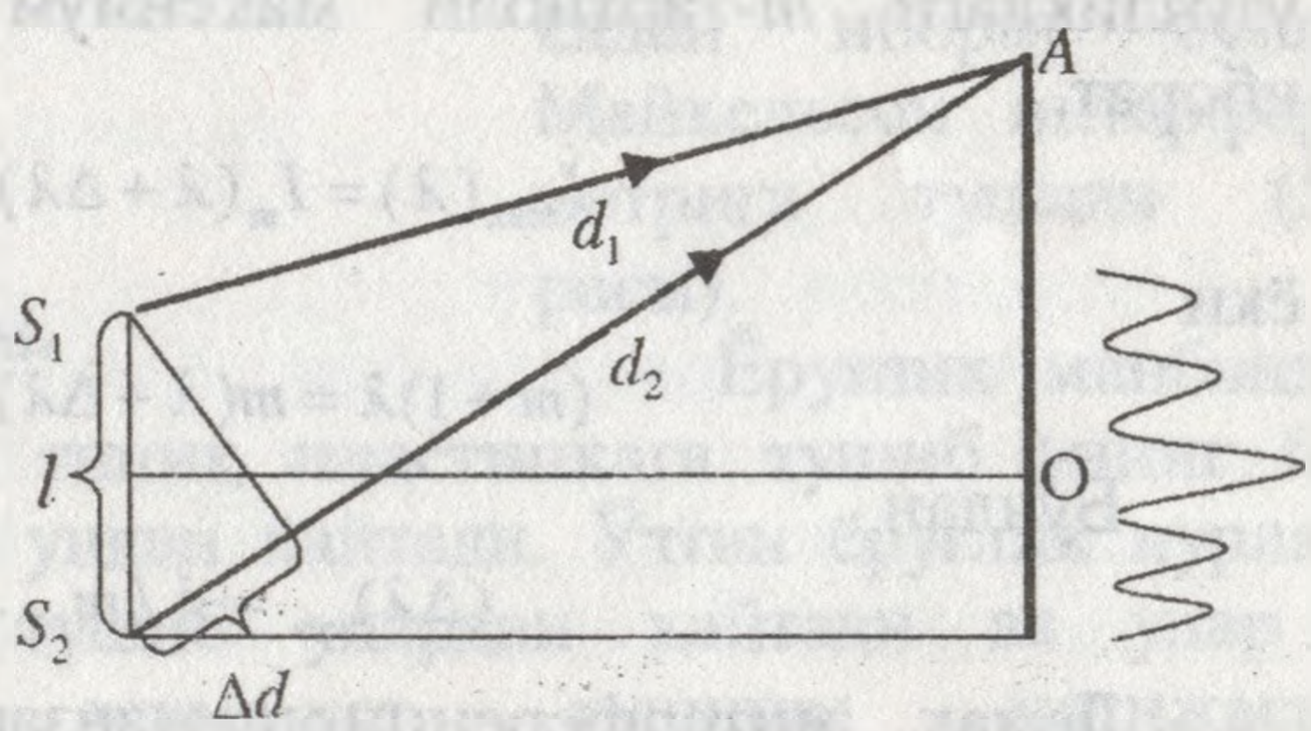
Ёруғ ва қоронғу йўлларнинг интенсивликларини I_{max} ва I_{min} билан белгилаб, интерференцион манзаранинг контрастлигини характерловчи қуйидаги параметрни киритамиз:

$$V = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \qquad (5.38)$$

Агар қоронғу йўл интенсивлиги нолга тенг бўлса, у ҳолда $V = \frac{I_{max}}{I_{min}} = 1$ бўлади. Текис ёритилганлик ҳолида $I_{max}=I_{min}$ бўлиб, $V=0$ бўлади. Шундай қилиб, контрастликнинг мумкин бўлган қийматлари $0 \le V \le 1$ чегарада ўзгаради.

27-§. Ёруғлик монохроматикмаслигининг интерференцияга таъсири

Одатдаги кўпгина ёруғлик манбалари монохроматик бўлмаган нурланиш манбаидир (лазерлар бундан мустасно). Мана шунинг учун ҳам монохроматикмасликни интерференцион манзарага таъсирини кўрайлик. Маълумки, интерференцион максимум ва минимумлар ўрни экран марказига нисбатан қуйидаги масофаларда жойлашади: $Y=OA$ (56-расм)



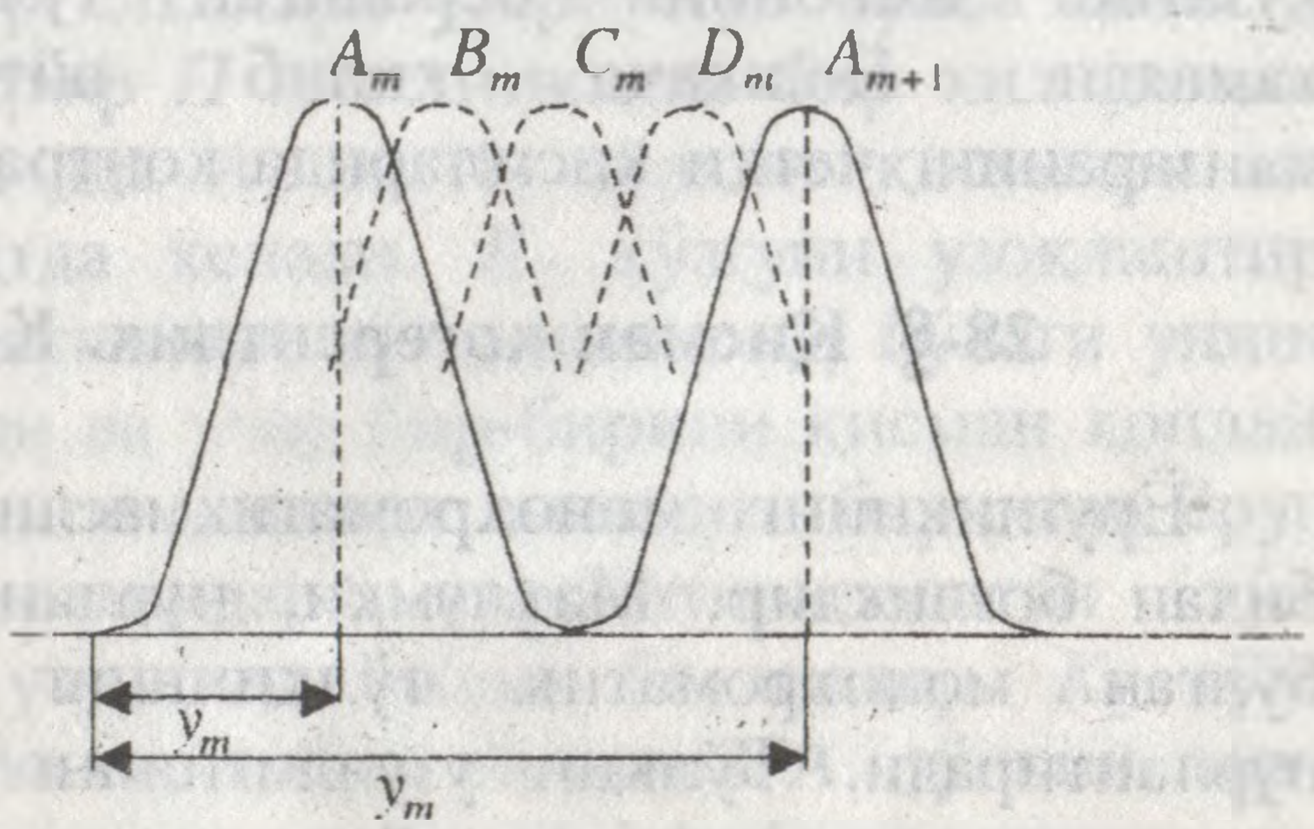
56–расм.

$$Y_{max} = m\frac{L}{l}\lambda \qquad (5.39)$$

$$Y_{min} = \frac{1}{2}(2m+1)\frac{L}{l}\lambda \qquad (5.40)$$

Берилган тўлқин узунлиги (λ) учун интенсивликни тақсимланиши 57-расмда кўрсатилган. A_m, A_{m+1} лар m ва $m+1$ тартибли максимумлар.

Кузатиш монохроматик бўлмаган ёруғликда олиб борилганда интерференцион манзара контрастлиги камаяди. Чунки монохроматик бўлмаган нурланиш таркибига кирувчи ҳар бир тўлқин узунлиги ўзининг интерференцион манзарасини ҳосил қилади. Бинобарин, турли тўлқин узунликлари



57–расм.

ҳосил қилган максимум ва минимумлар (расмда пунктир эгри чизиқлар) бир-бирини қоплаб интерференцион манзара кўринишини ёмонлаштиради, яъни интерференцион манзара манба нурланишининг монохроматиклик даражасига боғлиқ бўлади. Агар тушувчи нур тўлқин узунлиги бирор λ ва $\lambda+\Delta\lambda$ спектрал интервал ўртасида бўлса, спектр кенглигининг $\Delta\lambda$ га ошиши интерференцион манзара кўринишининг ёмонлашувига олиб келади. Агар интерференцион манзарада $\lambda+\Delta\lambda$ тўлқин узунликдаги ёруғликнинг бирорта максимуми билан устма-уст тушмасдан, чап ёки ўнг томонида жойлашса, у ҳолда интерференцион манзара яққолроқ кўринади.

Интерференцион манзаранинг фарқланмаслик критерияси λ тўлқин узунликдаги $(m+1)$ тартибли максимумлар $\lambda+\Delta\lambda$ тўлқин узунликдаги m-тартибли максимум билан мос тушишидан иборат.

$$I_{\max}(\lambda) = I_m(\lambda + \Delta\lambda) \qquad (5.41)$$

ёки

$$(m+1)\lambda = m(\lambda + \Delta\lambda) \qquad (5.42)$$

Бундан

$$(\Delta\lambda)_{куз} = \lambda / m \qquad (5.43)$$

Демак, интерференцион манзарани аниқ кузатмоқ учун (5.42) билан аниқланадиган тўлқин узунлиги кенглик интервали $(\Delta\lambda)_{куз}$ дан катта бўлмаслиги керак, яъни:

$$\Delta\lambda < (\Delta\lambda)_{куз} = \lambda / m \qquad (5.44)$$

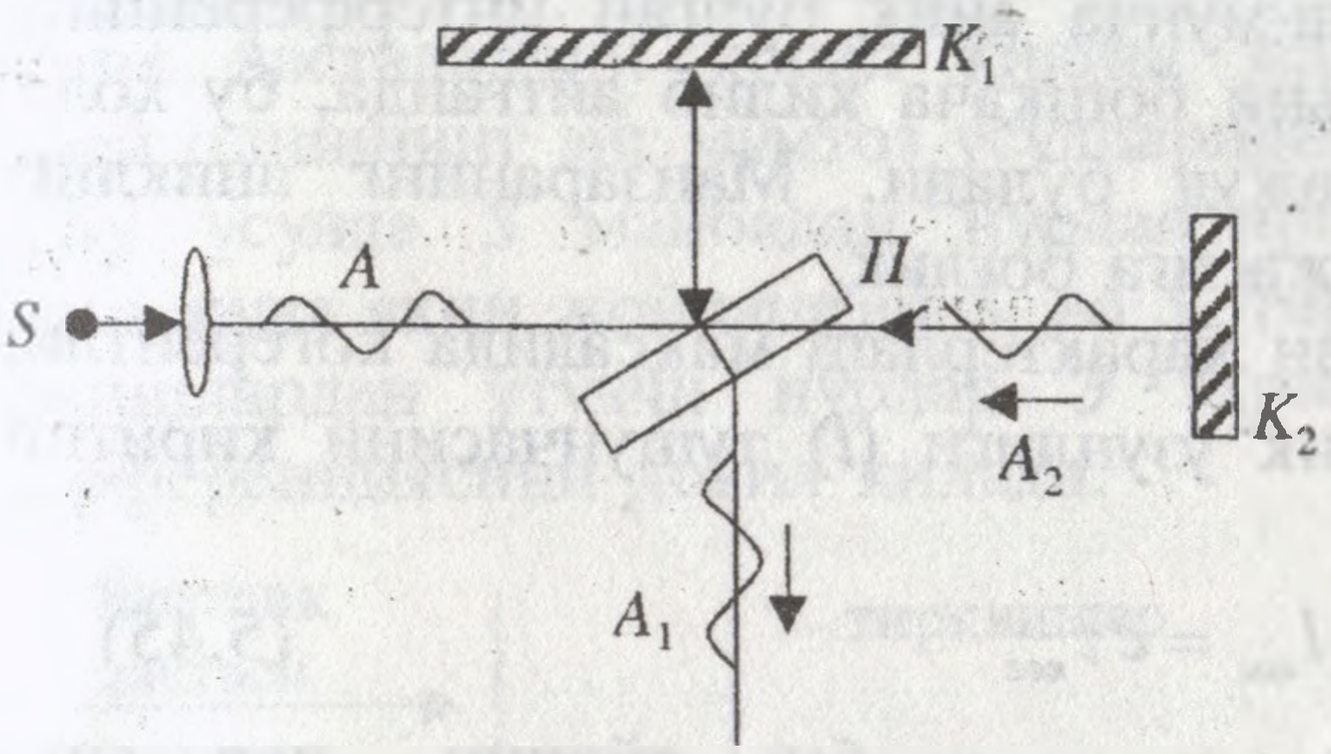
(5.43) формулага асосан интерференция тартиби m нинг ошиши билан спектрал интервал кенглиги интерференцион манзарани кузатиш имконини берадиган тўлқин узунлик интервали камаяди. Бошқача қилиб айтганда, интерференцион манзаранинг четки қисмларида контрастлик йўқолади.

28-§. Қисман когерентлик. Когерентлик вақти

Ёруғликнинг монохроматикмаслиги нурланиш механизми билан боғликдир. Маълумки, нурланиш чексиз узунликка эга бўлган монохроматик тўлқиннинг бир парчаси шаклида нурлантиради. Тўлқин узунлигининг чекли эканлиги туфайли атом монохроматик ёруғлик нурлантирмасдан, балки

монохроматик тўлқин парчаси узунлигига тескари пропорционал бўлган частоталар спектрини нурлантиради.

Атом томонидан турли вақтларда нурлантириладиган монохроматик тўлқин қисмлари ўзаро алоқадор бўлмаслиги туфайли интерференция фақат бир монохроматик тўлқин қисмига тегишли бўлган тўлқинлар ўзаро учрашганда ҳосил бўлади. Бу ҳолда когерентликни мукаммал равишда анализ қилиш учун қуйидаги тажрибага мурожат этайлик:



58–расм.

Нуқтавий ёруғлик манбаи S қаварик линзанинг фокусида жойлашган. Линзадан ўтувчи нурлар икки кўзгу ва ярим шаффоф пластинкадан иборат бўлган Майкельсон интерферометрига тушади (58-расм).

Ёруғлик манбаидан чиқаётган нур $П$ ярим тиниқ пластинкага тушиб унинг бир қисми ўтади бир қисми ундан қайтади. Ўтган ёруғлик нурлари K_1 ва K_2 кўзгуларга тушиб улардан қайтади ва улар $П$ пластинкадан ўтиб устма-уст тушиши натижасида интерференция ҳодисаси юзага келади. Маълумки, интерференцион манзара интерференциялашувчи нурларнинг оптик йўллар фаркига боғлиқ. Ёруғлик манбадан тўлқин узунликлари бир хил бўлган монохроматик тўлқинлар нурлантираётган бўлсин. Интерферо-метрга тушган ана шундай тўлқиннинг A бўлаги (парчаси) A_1 ва A_2 қисмларга ажралади.

Агар интерферометр елкалари ўзаро тенг бўлса яъни K_1 ва K_2 кўзгулар ярим шаффоф $П$ пластинкадан бир хил узоқликда жойлашган бўлса, у ҳолда A_1 ва A_2 тўлқин қисмлари қабул қилгичга бир хил вақтда келади. K_2 кўзгуни узоқлаштирсак йўллар фарқи ошади натижада, тўлқиннинг A_2 бўлаги унинг A_1 бўлагидан орқада қолади ва улар бир-бирини қисман қоплайди.

Демак интерференцион манзара аниқлиги берилган ёруғлик манбаи атомлари томонидан нурлантириладиган тўлқин парчаларининг чекли узунлиги билан боғлиқдир. K_2 кўзгуни шундай узоқлаштирайлликки, қабул қилгичга A_1 тўлқин парчаси тушганда A_2 тўлқин парчаси ярим шаффоф пластинка ва K_2 кўзгу ўртасида бўлсин, у ҳолда интерференция бўлмайди.

Тўлқин парчаларининг устма-уст тушиши интерференцияга олиб келавермайди, чунки бу тўлқин бўлаклари турли t ва $t+t_0$ вақтларда нурлантирилган. Бу ерда t_0 вақт интерферометр елкалари ўртасидаги масофалар фарқини ёруғлик босиб ўтиши учун кетган вақт. Агар елкалар тенг бўлса, $t_0=0$ бўлади. Елкалар ўртасидаги масофалар фарқи ошиши билан t_0 ошади. A тўлқин бўлагини (A_1 ва A_2 ни ҳам) давомийлигини τ билан белгилаймиз. Агар $t_0 \prec \tau$ бўлса, A_1 ва A_2 тўлқин бўлаклари бир-бирини қисман қоплайди. Натижада унча-мунча аниқ бўлган интерференцион манзара ҳосил бўлади, яъни бошқача қилиб айтганда, бу ҳолда қисман когерентлик мавжуд бўлади. Манзаранинг аниқлиги қисман когерентлик даражасига боғлиқ.

Қисман когерентликни характерлаш мақсадида когерентлик вақти $\tau_{ког}$ ёки когерентлик узунлиги (l) тушунчасини киритиш қулайдир:

$$l_{ког} = c\tau_{ког} \qquad (5.45)$$

Когерентлик вақти $\tau_{ког}$ – бу тўлқин парчасини давомийлигини характерлайди. Когерентлик узунлиги l – эса когерентлик вақти давомида фазода тўлқин тарқаладиган масофани белгилайди. Когерентлик вақти спектрал интервал кенглиги $\Delta\nu$ билан қуйидагича боғликдир:

$$\tau_{ког} = l/\Delta\nu \qquad (5.46)$$

(5.46) формула ёрдамида когерентлик вақти давомида фазода тўлқин тарқаладиган масофа, яъни когерентлик узунлиги $l_{ког}$ ни аниқлаш мумкин:

$$l_{ког} = -\tau_{ког} = -c/\Delta\nu \qquad (5.47)$$

c – ёруғликнинг бўшликда тарқалиш тезлиги; $\lambda=c/\nu$ бўлгани учун:

$$|\Delta\lambda| = \frac{c\Delta\nu}{\nu^2} = \Delta\nu\frac{\lambda^2}{c} \qquad (5.48)$$

бўлади.

Агар берилган спектрал интервал ўртача узунлигини λ_0 билан белгиласак қуйидаги натижага эга бўламиз:

$$l_{ког} = -c/\Delta\nu = \lambda_0^2/\Delta\lambda \qquad (5.49)$$

Одатдаги ёруғлик манбалари учун когерентлик узунлиги бир неча сантиметрдан ошмайди. Лазерлар учун когерентлик узунлиги 1000 м дан ошмайди.

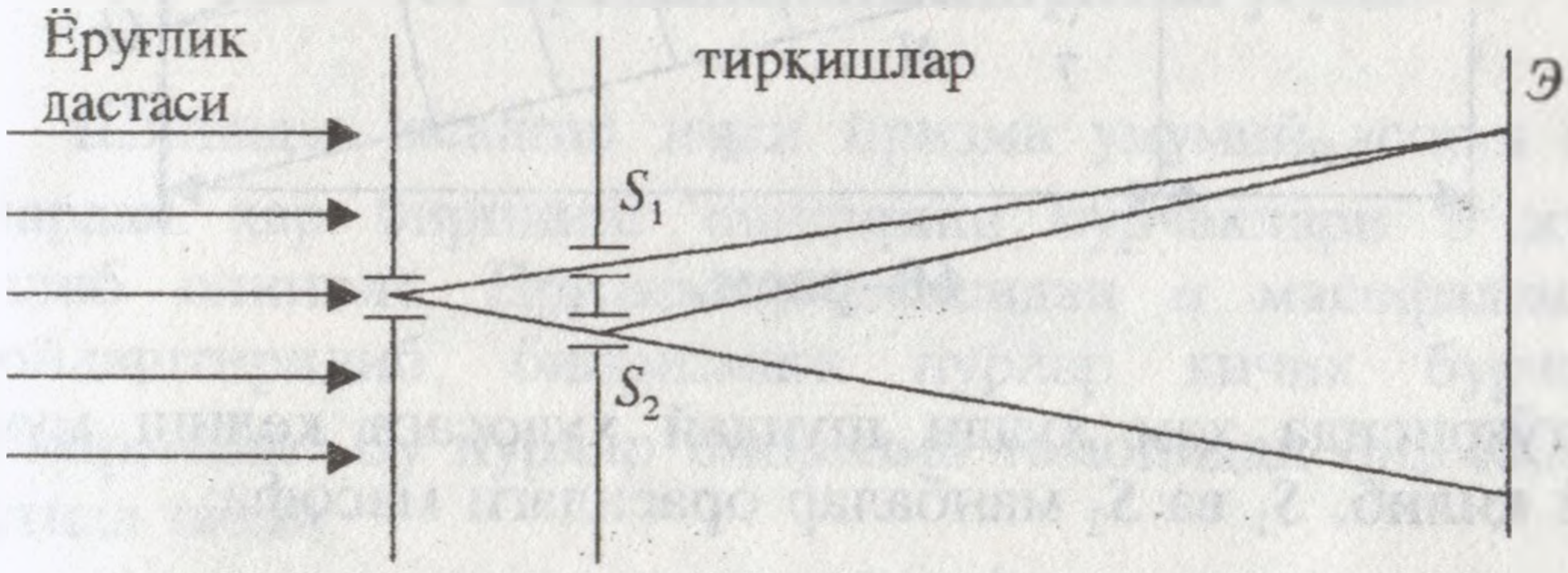
Интерференциялашувчи нурларнинг йўллар фарқи $\Delta\alpha \geq l_{ког}$ бўлса интерференция кузатилмайди ва аксинча.

29-§. Когерент ёруғлик дасталарини ҳосил қилиш

1. Юнг усули.

Юқоридаги мулоҳазалардан кўринадики, ёруғлик нурларининг интерференциясини кузатиш учун когерент ёруғлик дасталарини ҳосил қилиш керак. Когерент ёруғлик манбаи олишнинг энг мумтоз усулларидан бири Юнг усулидир.

Бу усулда S манбадан нурлантирилаётган ёруғлик бир-бирига жуда яқин жойлашган S_1 ва S_2 тирқишларга туширилади. Тирқишлардан ўтувчи нурлар $Э$ экранда учрашиб, ёруғлик интерференциясини ҳосил қилади.



59–расм.

(5.48) формуладан кўринадики, S_1 ва S_2 тирқишлар орасидаги масофа қанча кичик бўлса, интерференцион манзара шунча яққолроқ бўлади.

2. Френельнинг икки кўзгу усули.

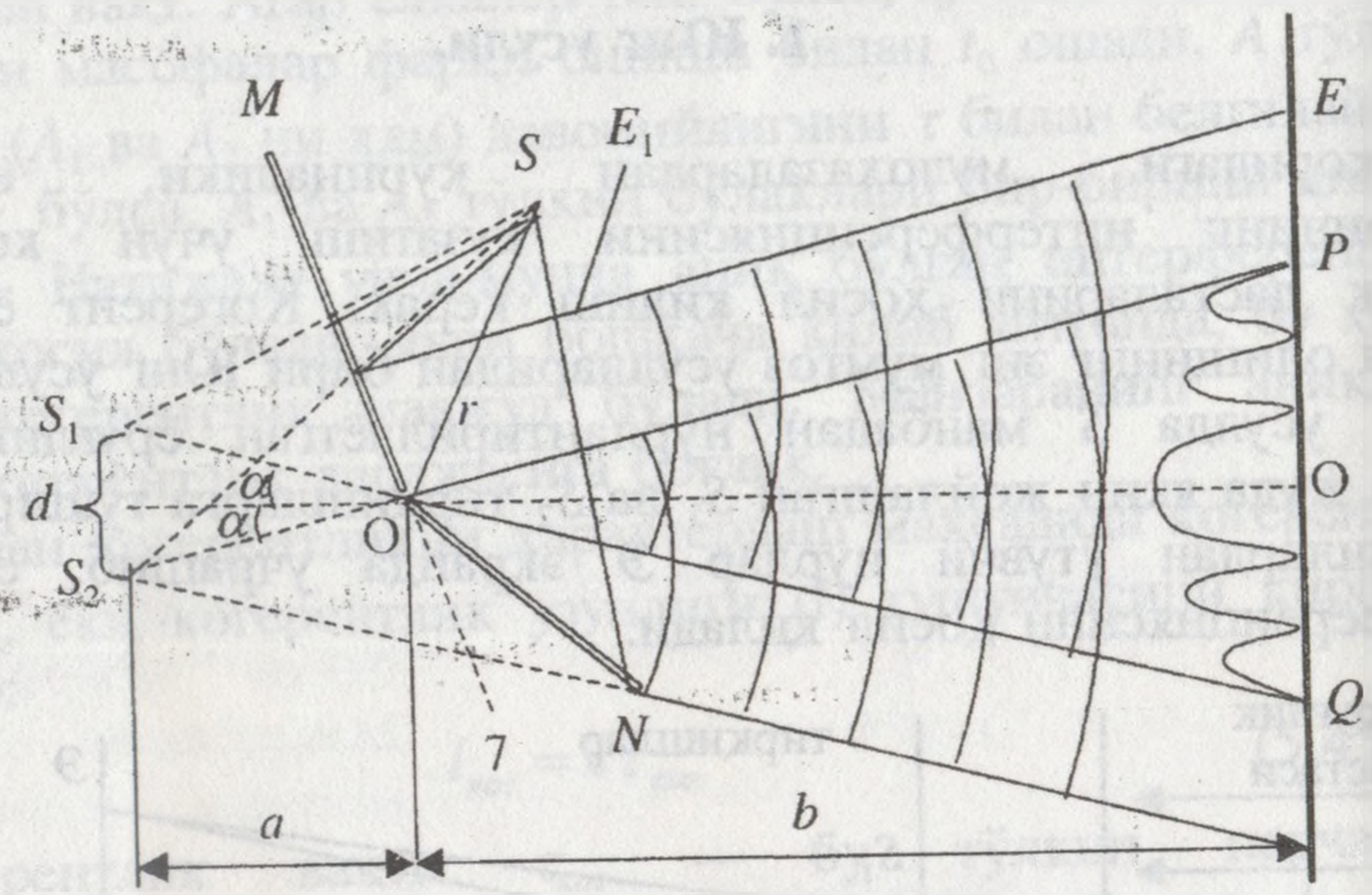
Бу усулда иккита MO ва NO бир-бирига тегиб турган ясси кўзгуларнинг ёруғликни қайтарувчи юзалари қарийиб 180° бурчак ҳосил қиладиган қилиб жойлаштирилади.

S манбадан чиқувчи ёруғлик тўлқинлари кўзгулардан қайтиб экранга тўшади. Бу тўлқинлар худди S_1 ва S_2 мавҳум манбалардан келаётгандек туюлади.

E_1 экран ёруғликнинг манбадан чиқиб экранга тушишига тўскинлик қилади. OQ – нур OS – нурнинг MO кўзгудан қайтиши натижасида, OP – нур эса OS нурнинг NO - кўзгудан

қайтиши натижасида ҳосил бўлган нурдир. OP ва OQ нурлар ўртасидаги бурчак 2α га тенгдир. S_1 ва S_2 манбалар MO кўзгуга нисбатан симметрик жойлашганлиги учун

$$OS_1=OS_2=r \tag{5.50}$$



60–расм.

OS_2 – тўғрисида ҳам худди шундай хулосага келиш мумкин. Шундай қилиб, S_1 ва S_2 манбалар орасидаги масофа:

$$\frac{d}{2}=r\sin\alpha \tag{5.51}$$

ёки α бурчак кичик қилиб олинганлиги учун: $d=2r\sin\alpha=2r\alpha$ расмдан кўринадики:

$$a=r\cos\alpha=r \tag{5.52}$$

$$l=r+в \tag{5.53}$$

Маълумки, қўшни интерференцион йўллар орасидаги масофа

$$\Delta x=\frac{l\lambda_0}{d} \tag{5.54}$$

(5.53) ва (5.54) формулалардан:

$$\Delta x=\frac{r+b}{2r\alpha}\cdot\lambda_0=\frac{b+r}{d}\cdot\lambda_0 \tag{5.55}$$

(5.51) ва (5.55) дан

$$\Delta x=\frac{r+b}{2r\alpha}\cdot\lambda_0 \tag{5.56}$$

Тўлқинларнинг бир-бирини қоплаш области PQ нинг узунлиги:

$$tg\alpha = \frac{PQ/2}{b} \quad \frac{PQ}{2} = b \cdot tg\alpha \quad PQ = 2btg\alpha$$

α – кичик бўлганлиги туфайли $\mathrm{tg}\alpha = \alpha$ деб олиш мумкин.

$$PQ = 2btg\alpha = 2b\alpha \tag{5.57}$$

Тўлқиннинг кузатилаётган интерференцион йўллар сони N ни топиш учун тўлқинларнинг ўзаро қоплаш области узунлиги $rb\alpha$ ни $(r+b)\lambda_0/2r\alpha$ га бўлиш мумкин:

$$N = \frac{2b\alpha}{\frac{r+b}{2r\alpha}\cdot\lambda_0} = \frac{4br\alpha^2}{\lambda_0(r+b)} \tag{5.58}$$

3. Френельнинг бипризма усули.

Шишадан ясалган икки призма умумий асосга эга бўлиб, улардан ҳар бирининг синдириш бурчаклари θ жуда кичик қилиб олинган. Призмалар асосидан a масофадан S манба жойлаштирилиб, бипризмага нурлар кичик бурчак остида туширилади. Бу нурлар бипризма томонидан бир хил α бурчак остида оғади.

$$\alpha = (n-1)\theta \tag{5.59}$$

Натижада иккита когерент S_1 ва S_2 мавҳум манбалардан чиқаётгандек тўлқинлар ҳосил бўлиб, бу манбалар S манба билан бир текисликда ётади. S_1 ва S_2 манбалар орасидаги масофа:

$$d = 2\alpha\sin\alpha = 2\alpha\alpha = 2\alpha(n-1)\theta \tag{5.60}$$

Манбалардан экрангача бўлган масофа:

$$l = a+b \tag{5.61}$$

Интерференцион йўлнинг кенглиги:

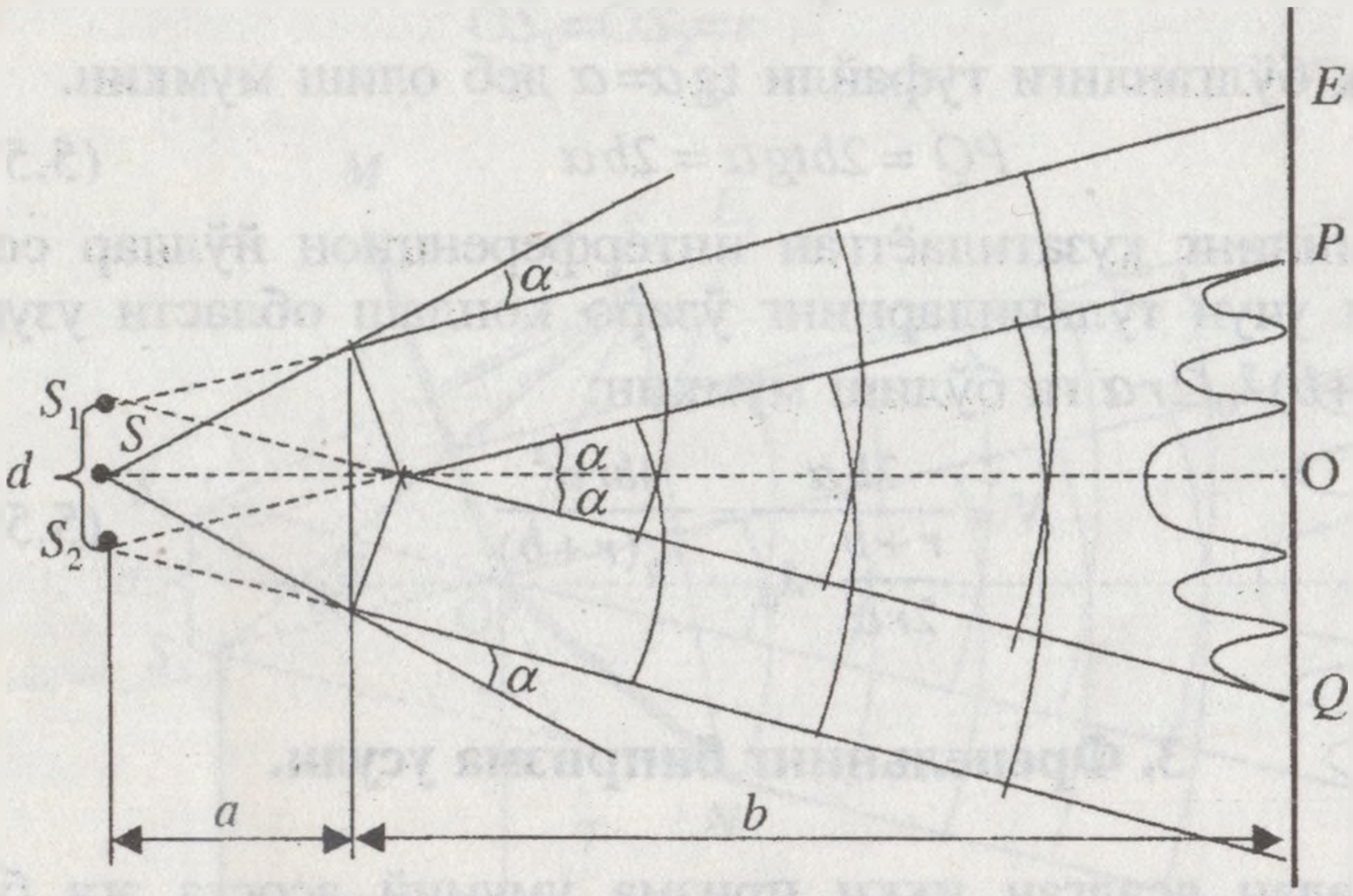
$$\Delta x = \frac{l}{d}\cdot\lambda = \frac{a+b}{2\alpha(n-1)\theta}\lambda \tag{5.62}$$

Тўлқинларнинг бир бирини қоплаш соҳаси (PQ) нинг узунлиги:

$$2blg\alpha = 2b\alpha = 2b(n-1)\theta \tag{5.63}$$

Кузатилаётган интерференцион йўллар сони: $N\Delta X = PQ$ қуйидаги шартдан топилади:

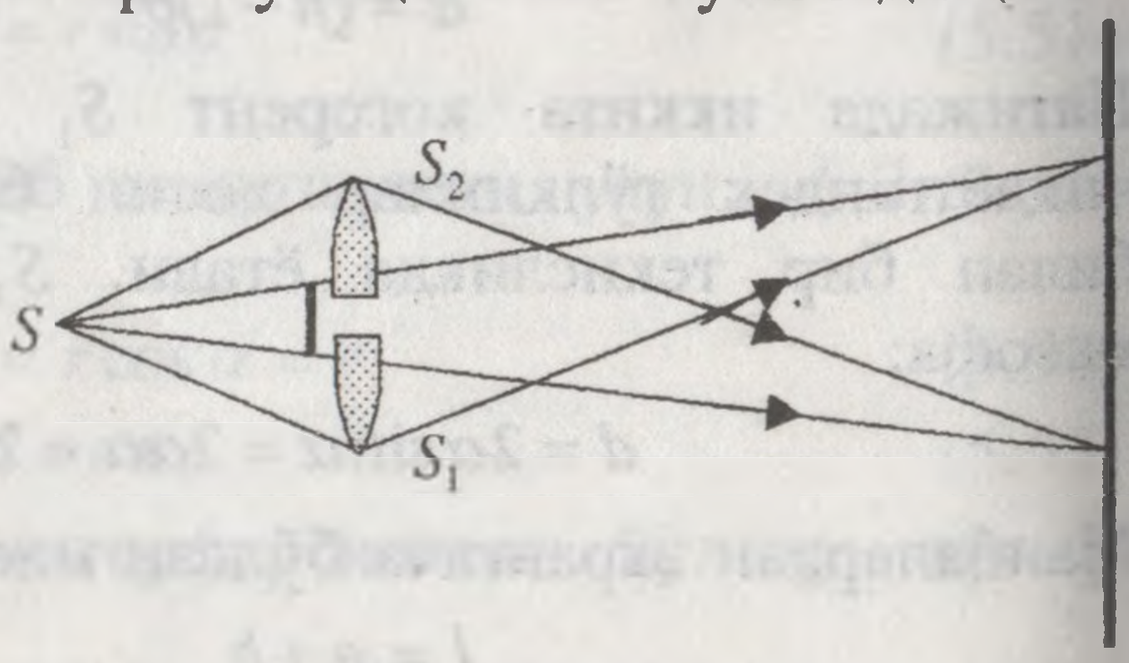
$$N = \frac{4ab(n-1)^2\theta^2}{\lambda\,(a+b)} \qquad (5.64)$$



61-расм.

4. Бийенинг икки линза усули

Қаварик линза диаметри бўйлаб кесилган бўлиб, унинг иккала қисми бир-биридан маълум масофада жойлаштирилади. Линза бўлаклари орасидаги масофа тўсиқ билан тўсилади (62-расм). Когерент манбалар ролини S_1 ва S_2 ярим линзалардан ҳосил бўлган S нуқтавий манбанинг ҳақиқий тасвирлари ижро этади. Бийенинг икки линзаси экранда етарли даражада равшанликни таъмин этолмайди.

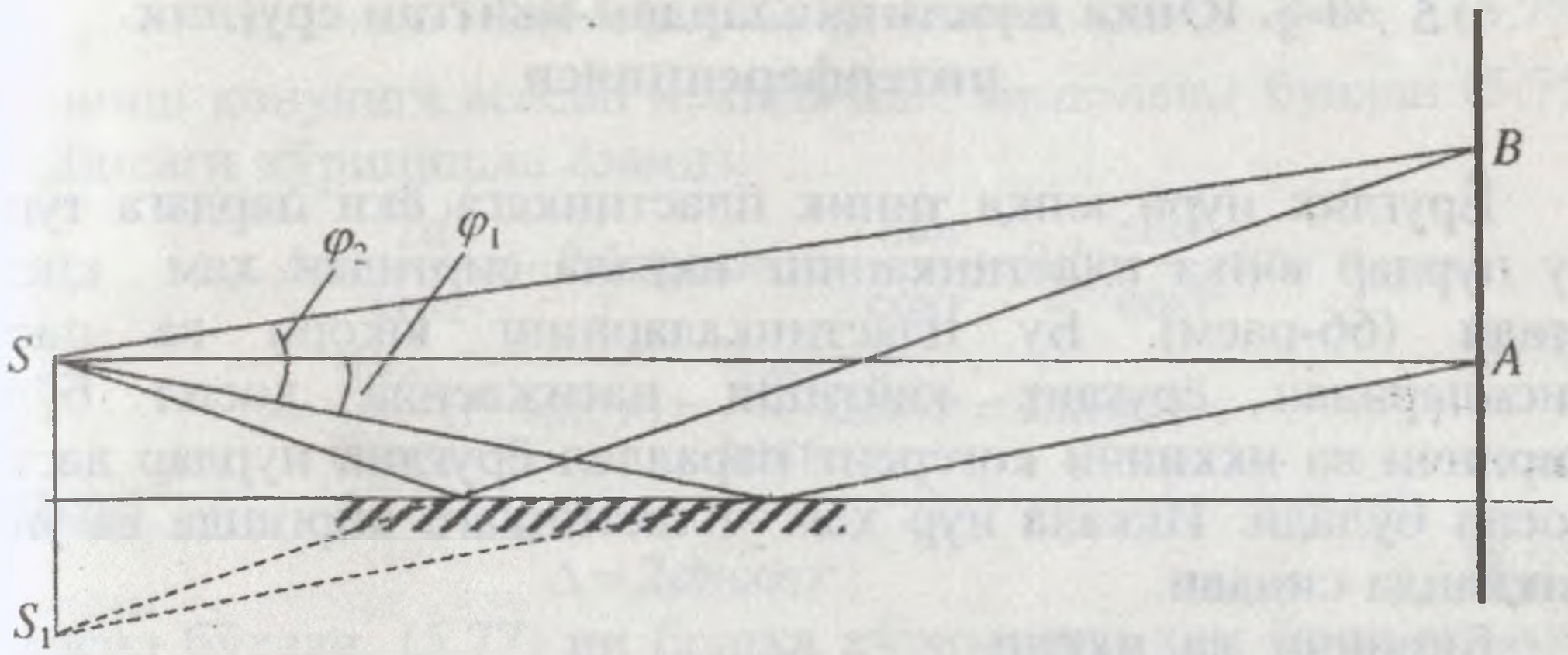


62-расм.

5. Ллойд кўзгуси

Нуқтавий манбадан ёруғлик дастаси ясси кузгуга 90^0 га яқин бурчак остида тушаётган бўлсин (63-расм).

Қайтган ёруғлик тушувчи ёруғлик дастаси билан учрашиб экранда (A ва B оралиқда) интерференцион манзарани ҳосил қилади. Бунда когерент манбалар ролини S бирламчи манба ва унинг мавҳум тасвири S^1 ўйнайди.

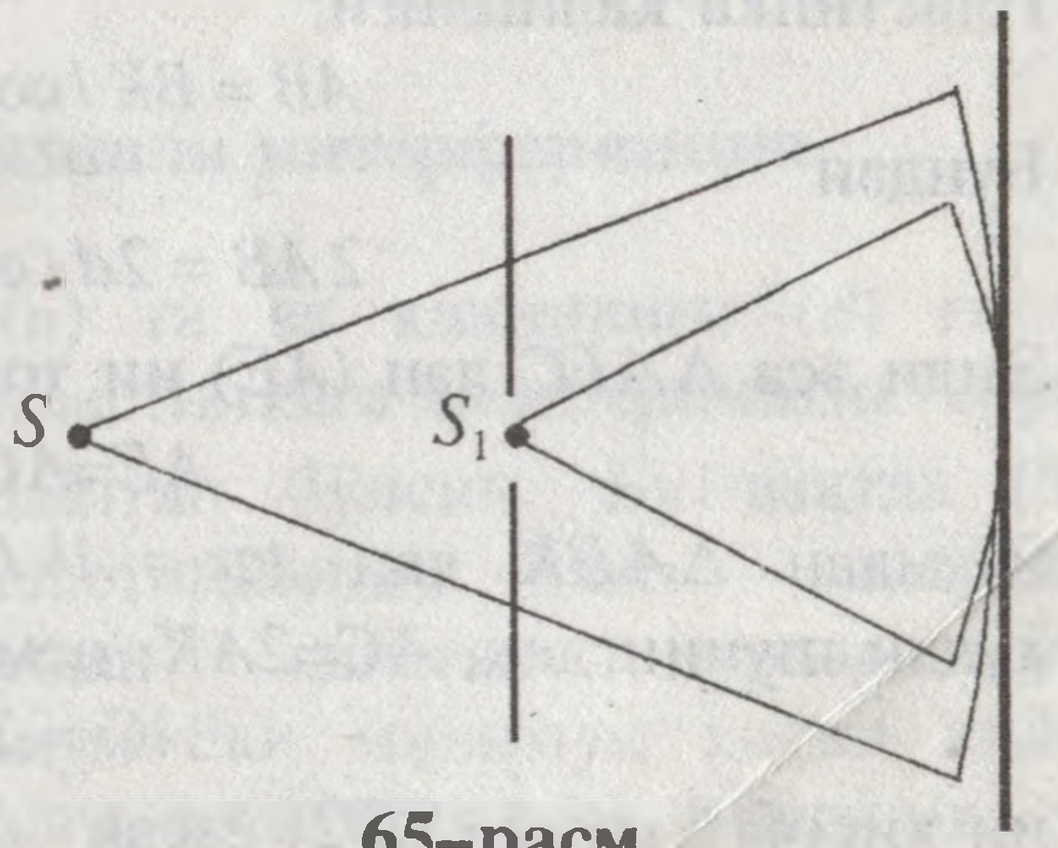


63–расм.

Илгариги ҳолларда экран марказида йўллар фарқи нолга тенглиги сабабли марказий максимум кузатилса, бу усулда ёруғликнинг кўзгу сиртидан қайтиши натижасида, ярим тўлқин узунлигининг йўқолиши натижасида экран марказида оптик йўл фарқи ½ га тенг бўлади ва бу жойда қоронғулик кузатилади.

6. Линник усули

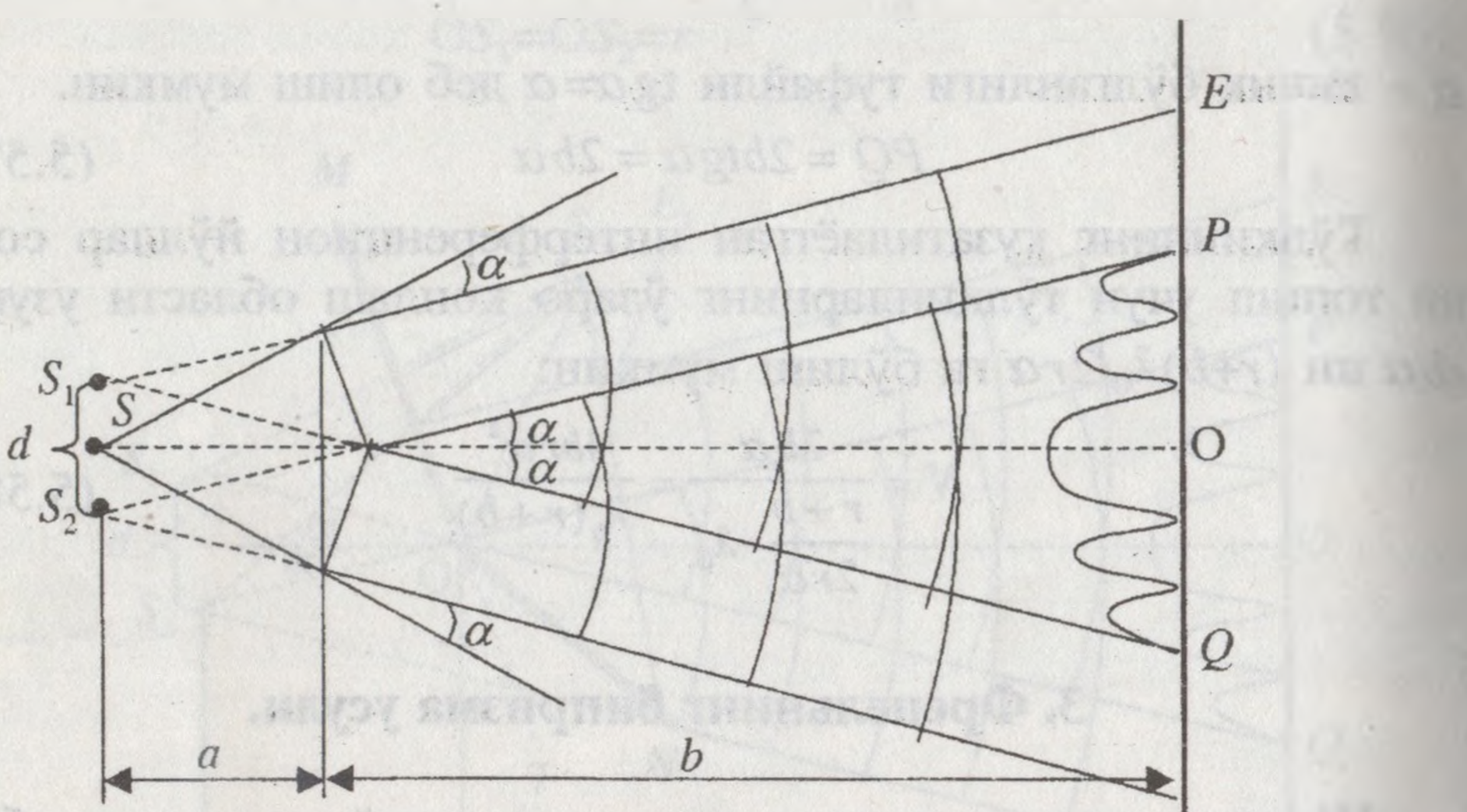
Нуқтавий S ёруғлик манбаидан чиқаётган нурлар йўлига (65-расм) марказида унча катта бўлмаган тешикга эга бўлган ярим тиниқ экран (пластинка) жойлаштирилади. Ярим тиниқ пластинка ўзига тушувчи тўлқин фронтини ўзгартирмай, маълум даражада сусайтириб (кучсизроқ) ўтказади. Гюйгенс принципига асосан S_1 тиркиш маркази шу тиркишда бўлган иккиламчи нурланиш манбаи вазифасини бажаради. S_1 ва S манбалардан тарқалаётган тўлқин фронтлари бир-бири билан учрашиб интерференцион манзарани ҳосил қилади.



65–расм.

Бошқа усуллардан фарқли ҳолда, В. П. Линник томонидан таклиф этилган бу усулда когерент манбалар экранга параллел бўлган тўғри чизиқда ётмасдан балки, унга тик бўлган чизиқда жойлашади ва интерференцион манзара концентрик ҳалқалар кўринишида ҳосил бўлади.

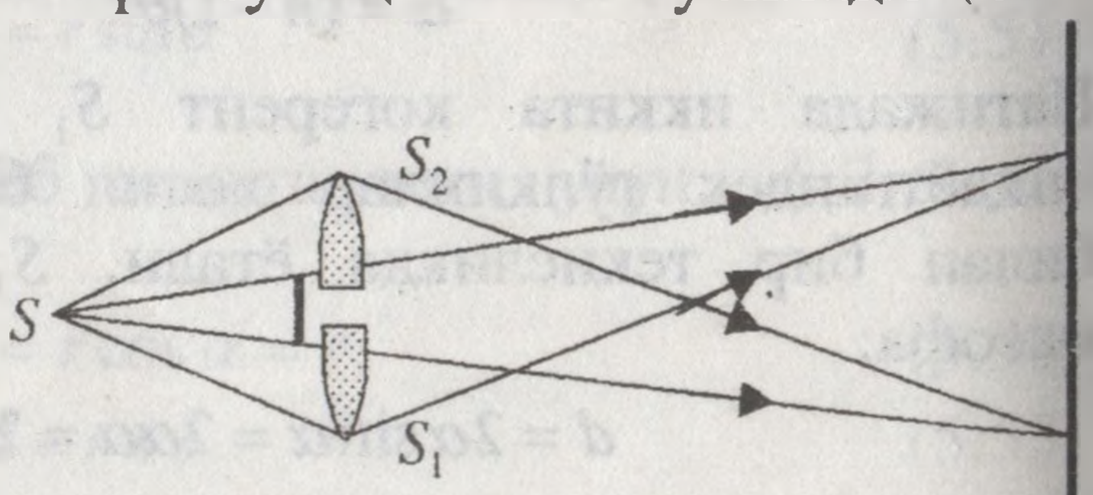
$$N = \frac{4ab(n-1)^2\theta^2}{\lambda\,(a+b)} \qquad (5.64)$$



61-расм.

4. Бийенинг икки линза усули

Қаварик линза диаметри бўйлаб кесилган бўлиб, унинг иккала қисми бир-биридан маълум масофада жойлаштирилади. Линза бўлаклари орасидаги масофа тўсиқ билан тўсилади (62-расм). Когерент манбалар ролини S_1 ва S_2 ярим линзалардан ҳосил бўлган S нуқтавий манбанинг ҳақиқий тасвирлари ижро этади. Бийенинг икки линзаси экранда етарли даражада равшанликни таъмин этолмайди.

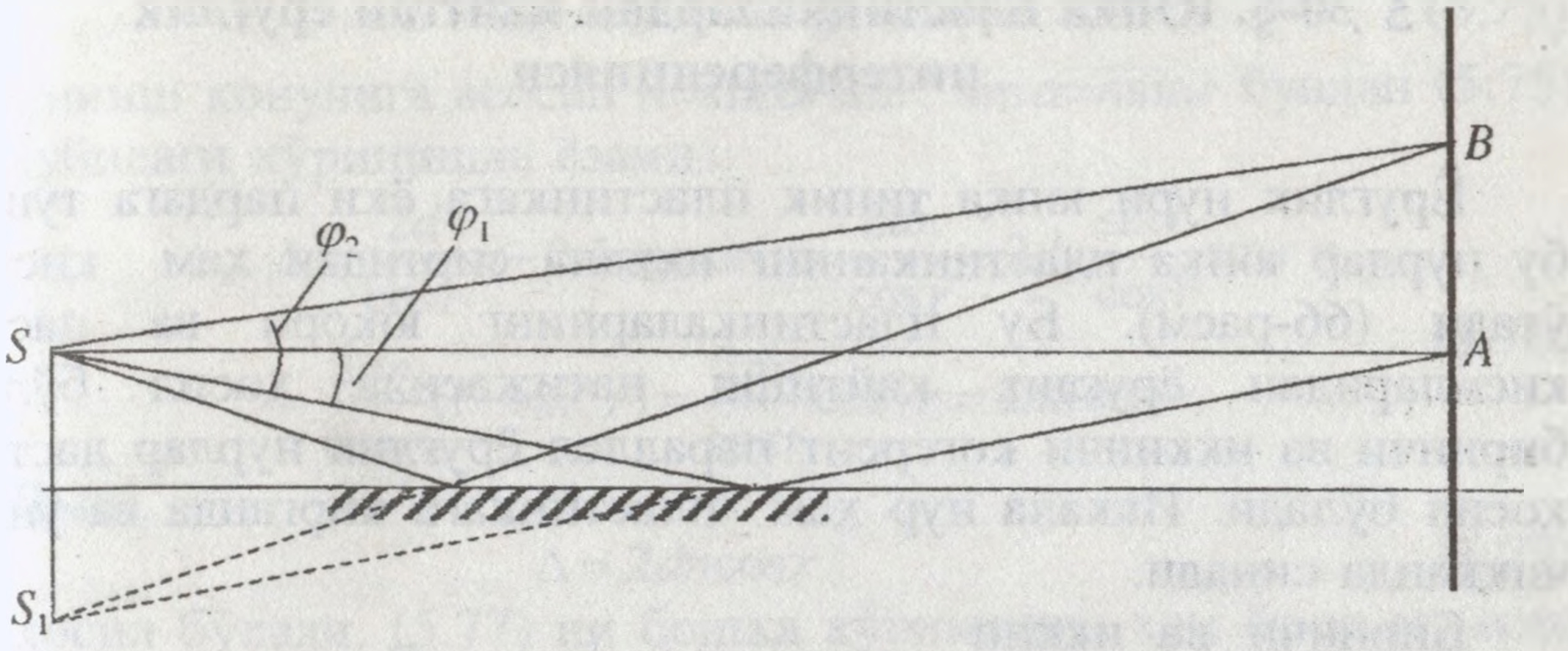


62-расм.

5. Ллойд кўзгуси

Нуқтавий манбадан ёруғлик дастаси ясси кузгуга 90^0 га яқин бурчак остида тушаётган бўлсин (63-расм).

Қайтган ёруғлик тушувчи ёруғлик дастаси билан учрашиб экранда (A ва B оралиқда) интерференцион манзарани ҳосил қилади. Бунда когерент манбалар ролини S бирламчи манба ва унинг мавҳум тасвири S^1 ўйнайди.

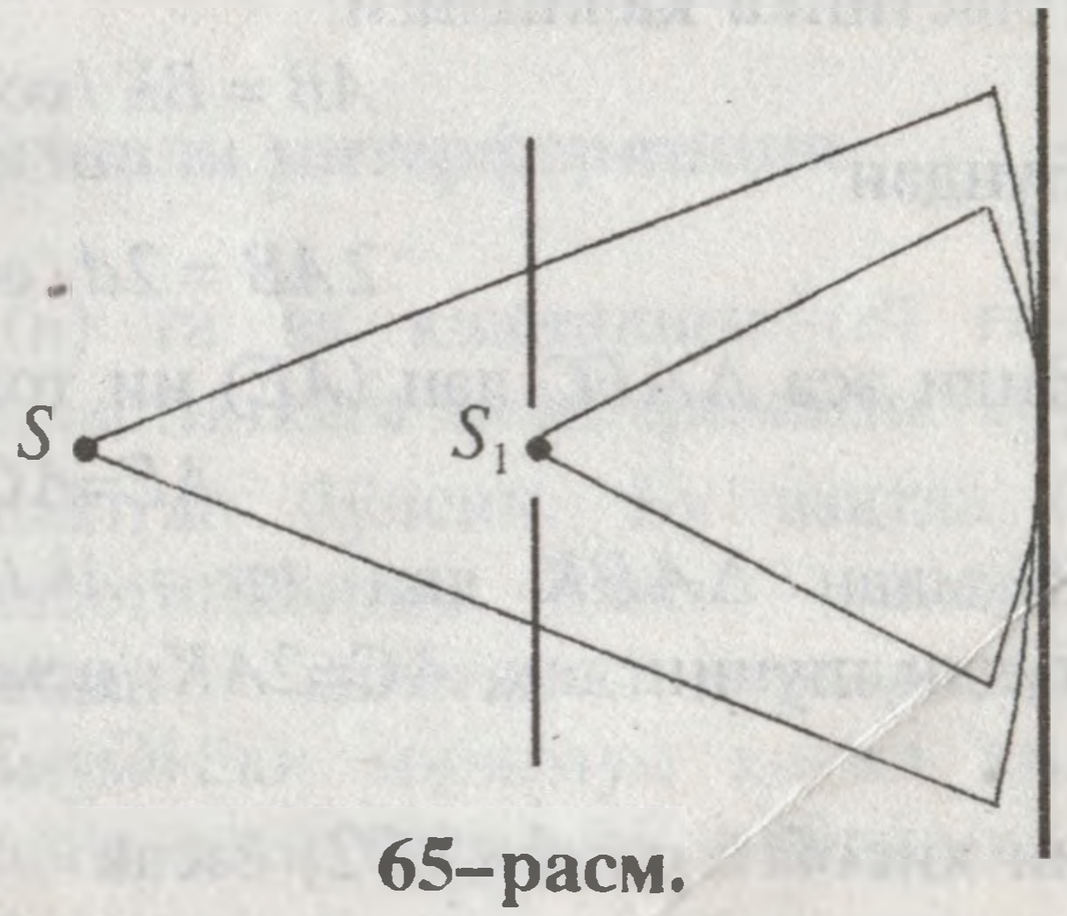


63–расм.

Илгариги ҳолларда экран марказида йўллар фарқи нолга тенглиги сабабли марказий максимум кузатилса, бу усулда ёруғликнинг кўзгу сиртидан қайтиши натижасида, ярим тўлқин узунлигининг йўқолиши натижасида экран марказида оптик йўл фарқи ½ га тенг бўлади ва бу жойда қоронғулик кузатилади.

6. Линник усули

Нуқтавий S ёруғлик манбаидан чиқаётган нурлар йўлига (65-расм) марказида унча катта бўлмаган тешикга эга бўлган ярим тиниқ экран (пластинка) жойлаштирилади. Ярим тиниқ пластинка ўзига тушувчи тўлқин фронтини ўзгартирмай, маълум даражада сусайтириб (кучсизроқ) ўтказади. Гюйгенс принципига асосан S_1 тиркиш маркази шу тиркишда бўлган иккиламчи нурланиш манбаи вазифасини бажаради. S_1 ва S манбалардан таркалаётган тўлкин фронтлари бир-бири билан учрашиб интерференцион манзарани хосил килади.



65–расм.

Бошқа усуллардан фарқли ҳолда, В. П. Линник томонидан таклиф этилган бу усулда когерент манбалар экранга параллел бўлган тўғри чизикда ётмасдан балки, унга тик бўлган чизикда жойлашади ва интерференцион манзара концентрик ҳалқалар кўринишида хосил бўлади.

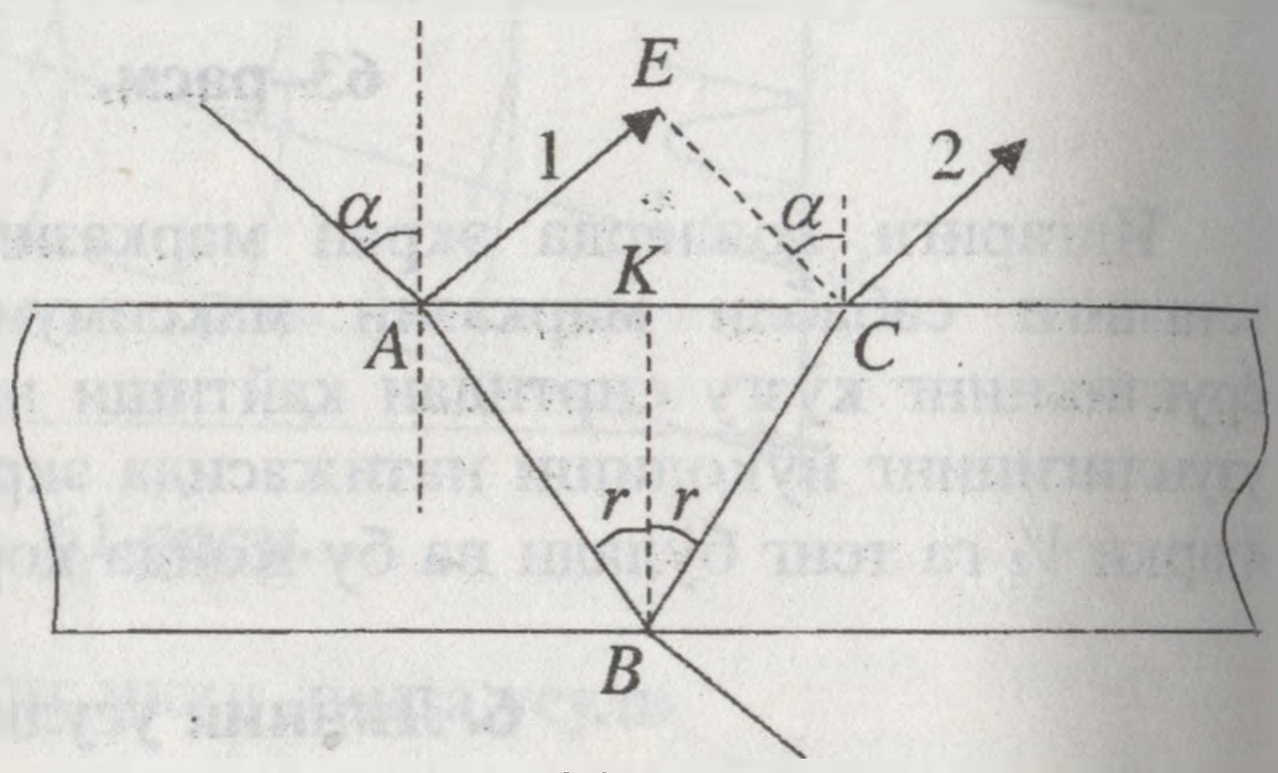
3 ,30-§. Юпқа пластинкалардан қайтган ёруғлик интерференцияси

Ёруғлик нури юпқа тиниқ пластинкага ёки пардага тушса, бу нурлар юпқа пластинканинг иккала сиртидан ҳам қисман ўтади (66-расм). Бу пластинкаларнинг юқори ва пастки қисмларидан ёруғлик қайтиши натижасида ҳосил бўлган биринчи ва иккинчи когерент параллел ёруғлик нурлар дастаси ҳосил бўлади. Иккала нур ҳам пластинкага кирганда ва ундан чиққанда синади.

Биринчи ва иккинчи нурлар оптик йўлларининг фарқи:

$$\Delta = L_2 n - L_1 \qquad (5.65)$$

n – пластинка материалининг синдириш кўрсаткичи.



66–расм.

$$L_1 = AE \qquad (5.66)$$

$$L_2 = AB + BC \qquad (5.67)$$

$$AB = BC \qquad AB + BC = 2AB \qquad (5.68)$$

Учбурчак ABK дан

$$\cos r = BK / AB \qquad d = BK \qquad (5.69)$$

Пластинка қалинлиги:

$$AB = BK / \cos r = d / \cos r \qquad (5.70)$$

Бундан

$$2AB = 2d / \cos r = L_2 \qquad (5.71)$$

Энди эса ΔAEC дан (AE) ни топайлик. $\sin\alpha = AE/AC$ бундан

$$AE = AC\sin\alpha \qquad (5.72)$$

Расмдан ΔABK дан $tgr = Ak / BK = AK / d$, бундан $AK = dtgr$, худди шунингдек, $AC = 2AK$, демак,

$$AC = 2dtgr \qquad (5.73)$$

ни ҳисобга олиб (5.72) ёзсак

$$AE = 2dtgr \cdot \sin\alpha \qquad (5.74)$$

ҳосил бўлади.

(5.71) ва (5.74) ни ҳисобга олган ҳолда (5.65) ни қайтадан ёзсак қуйидаги тенгликка эга бўламиз:

$$\Delta = 2dn/\cos r - 2dtgr\sin\alpha \qquad (5.75)$$

Синиш конунига асосан $n=\sin\alpha/\sin r$, $\sin\alpha=n\sin r$ бундан (5.75) ни қуйидаги кўринишда ёзамиз:

$$\Delta = \frac{2d}{\cos r}n - 2dntgr\sin r = \frac{2dn}{\cos r} - 2dn\frac{\sin r}{\cos r}\sin r = \qquad (5.76)$$

$$= \frac{2dn}{\cos r}(1-\sin^2 r) = \frac{2dn}{\cos r}\cos^2 r = 2dn\cos$$

Яъни,

$$\Delta = 2dn\cos r \qquad (5.77)$$

ҳосил бўлади. (5.77) ни бошқа кўринишда ҳам ёзиш мумкин:

$$\Delta = 2dn\cos r = 2dn\sqrt{1-\sin^2 r} = 2dn\sqrt{1-\sin^2\alpha/n^2} = 2d\sqrt{n^2-\sin^2\alpha} \qquad (5.78)$$

Ёруғлик оптик зичлиги катта муҳитдан қайтганда электр майдон кучланганлиги вектори ўз фазасини 180^0 га ўзгартиради. Шуни ҳисобга олиш учун (5.77) формулага ($\lambda/2$) катталикни қўшиш ёки айириш керак. Яъни

$$\Delta = 2d\sqrt{n^2-\sin^2\alpha} \pm \frac{\lambda}{2} \qquad (5.79)$$

Агар 1 ва 2 нурлар йўлига тўпловчи линза қўйилса, бу нурлар линза фокал текислигининг бирор нуқтасида йиғилиб интерференция ҳодисасини вужудга келтиради. Интерференция натижаси оптик йўллар фарқи (Δ) га боғлиқ бўлади.

$\Delta=(2m+1)\lambda/2$ шартни қаноатлантирувчи нуқталарда минимум ҳосил бўлса, $\Delta=2m\lambda/2$ шартни қаноатлантирувчи нуқталарда эса максимумлар ҳосил бўлади.

1. Тенг огишга тегишли интерференция

Синдириш кўрсаткичи (n) га ва қалинлиги (d) га тенг бўлган юпқа ясси параллел пластинкага монохроматик ёруғлик нури α бурчак остида тушаётган бўлсин. Бу вақтда (5.79) формуладан кўринадики, пластинканинг ҳаво - пластинка, пластинка ҳаво чегарасидан қайтган нурлар ўзаро интерференциялашиб, максимум ёки минимум ҳосил қилиши мумкин. Берилган қалинликдаги ясси параллел пластинка учун қайси нуқтада минимум ҳосил қилиши тушиш бурчаги α нинг қийматига боғлиқ.

$$\Delta = 2\alpha\sqrt{n^2-\sin^2\alpha} \pm \frac{\lambda}{2} = 2m\frac{\lambda}{2} \qquad (5.80)$$

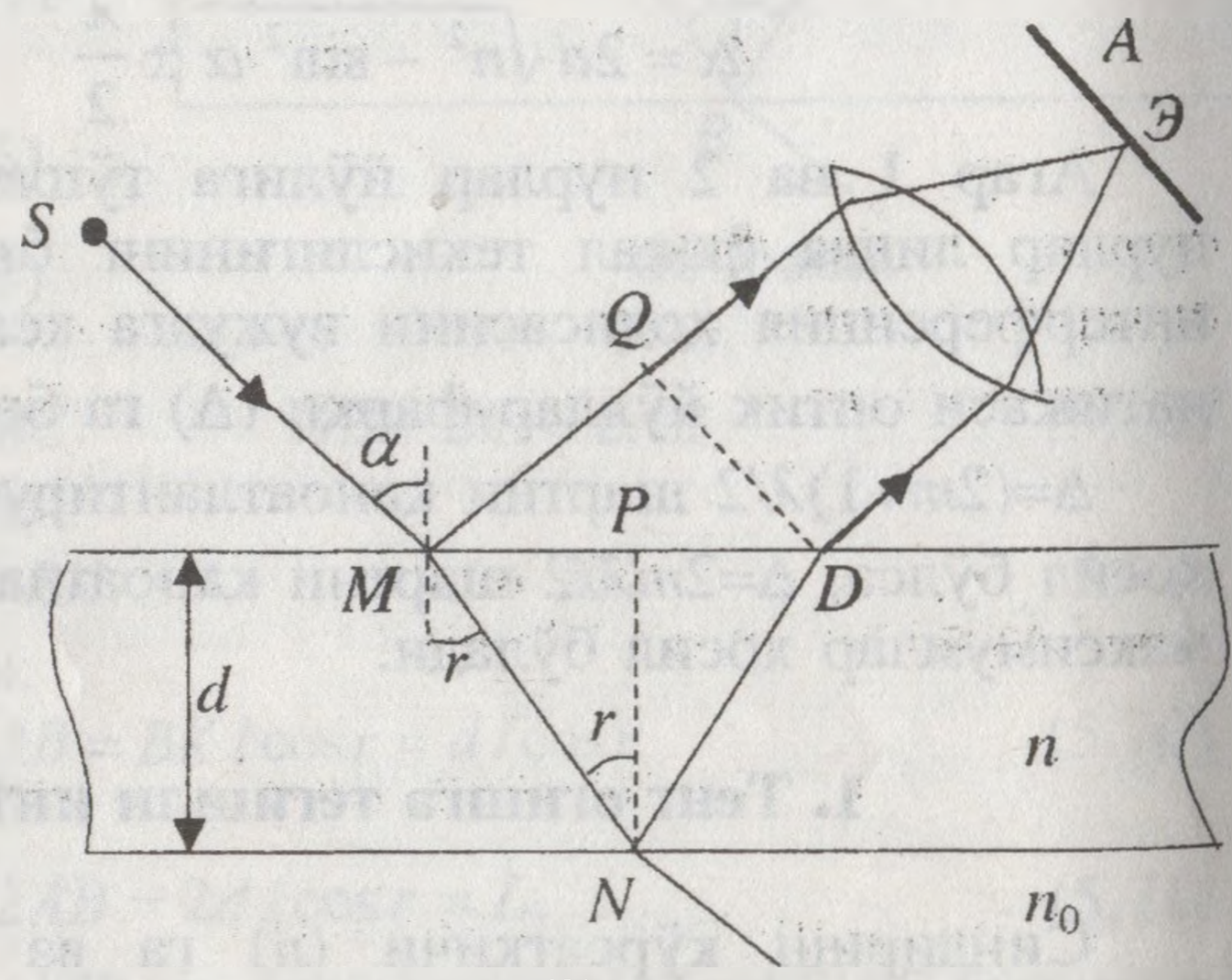
шартни қаноатлантирувчи бурчакда тушаётган параллел нурлар дастаси ўзаро интерференциялашиб, максимумни ва

$$\Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha} \pm \frac{\lambda}{2} = (2m+1)\frac{\lambda}{2} \qquad (5.81)$$

шартни қаноатлантирувчи бурчак остида тушаётган нурлар ўзаро интерференциялашиб минимумни беради.

Бошқача қилиб айтганда, фақат маълум бурчак остида тушувчи параллел нурлар дастаси пластинкадан қайтганда интерференциялашиб максимум ёки минимумни беради. Шунинг учун ҳам бундай интерференцияга тенг оғишга тегишли интерференция дейилади.

Бундай ҳолда ясси пластинкадан қайтувчи нурлар ўзаро параллелдир, яъни улар чексизликда учрашади. Шунинг учун ҳам бундай интерференцияга чексизликда жойлашган ёки локаллашган деб аталади. Бу вақтда интерференцияни кузатмоқ учун йиғувчи линзадан фойдаланилади. Интерференцион манзара линзанинг фокал текислигида ҳосил бўлади (67-расм).

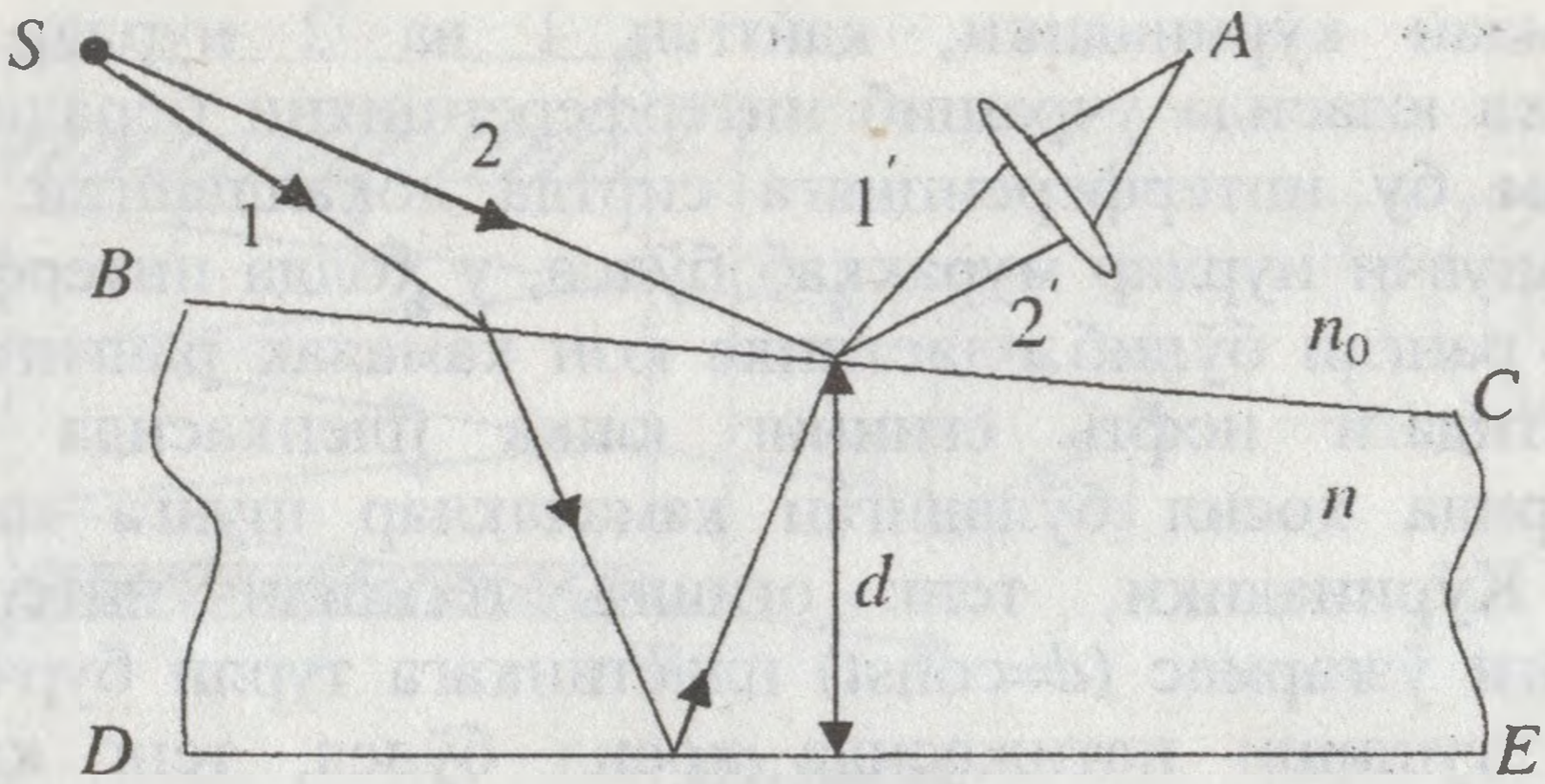


67–расм.

Агар пластинкага тушувчи нур монохроматик бўлмасдан мураккаб бўлса, у вақтда турли хил тўлқин узунликдаги нурлар турли бурчак остида тушади. Бу нурлар мос равишда турли бурчаклардан қайтиб, интерференцион манзара камалак сингари турли хил тўлқин узунликдаги нурларга ажралган бўлади.

2.Тенг калинликка тегишли интерференция

Понасимон юпқа пластинкага етарлича узоқликда жойлашган ёруғлик манбаидан ёруғлик дастаси тушаётган ҳолни қарайлик (68-расм).



68–расм.

Пластинканинг қалинлиги турли нуқталарда турлича бўлиб, унинг синдириш кўрсатгичи (n) га тенг бўлсин. BC ва DE пластинка сиртлари орасидаги бурчак кичик бўлиб; ёруғлик манбаи етарли узоқликда жойлашганлиги сабабли хамда понасимон пластинканинг кам ўзгариши туфайли 1 ва 2 нурларнинг тушиш бурчакларини деярли тенг деб олиш мумкин, у холда пластинкага тушиб қайтган биринчи ва иккинчи нурлар орасидаги оптик йўллар фарқи

$$\Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha} \pm \frac{\lambda}{2} \qquad (5.82)$$

шартдан топилади.

Агар оптик йўллар фарқи қуйидаги шартни қаноатлантирса

$$\Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha} \pm \frac{\lambda}{2} = m\lambda \qquad (5.83)$$

Пластинканинг бир хил қалинликдаги нуқталаридан қайтган нурлар максимумларини хосил қилади. Агар оптик йўллар фарқи қуйидаги шартни қаноатлантирса

$$\Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha} \pm \frac{\lambda}{2} = (2m+1)\frac{\lambda}{2} \qquad (5.84)$$

у холда минимумлар кузатилади, бунда m=0,1,2,3,... бўлиб, у интерференцион манзара тартибини ифодалайди.

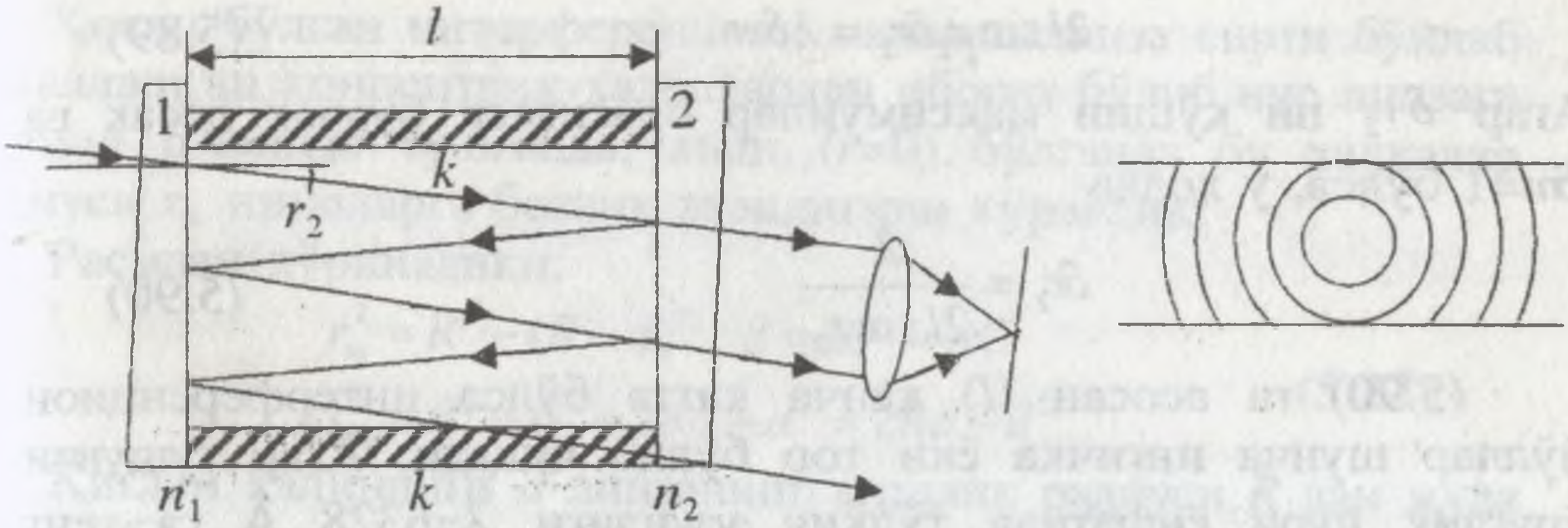
(5.83) ва (5.84) тенгликлардан кўринадики максимум ва минимумларни хосил бўлиши пластинканинг қалинлигига боғлиқ экан. Юқорида айтганимиздек пластинканинг бир хил қалинликдаги нуқталаридан қайтган нурлар максимум ёки минимумни беради. Шунинг учун ҳам бундай интерференцияга тенг қалинликка тегишли интерференция дейилади.

Расмдан кўринадики, қайтган 1 ва 2 нурлар бевосита пластинка юзасида учрашиб интерференцияни беради. Шунинг учун ҳам бу интерференцияга сиртда локаллашган дейилади. Агар тушувчи нурлар мураккаб бўлса, у ҳолда интерференцион манзара рангли бўлиб пластинка юзи камалак рангига бўялади. Сув бетидаги нефть ёғининг юпқа пленкасида ва совун пардаларида ҳосил бўладиган камалаклар шунга мисол бўла олади. Кўринадики, тенг оғишга тегишли интерференция қалинлиги ўзгармас (d=const) пластинкага турли бурчак остида ёруғлик тушиши натижасида ҳосил бўлса, тенг қалинликка тегишли интерференцион йўллар эса ўзгармас бурчак остида пластинкага тушувчи параллел нурлардан ҳосил бўлади. Реал шароитларда, яъни ёғ ва совун пардаларида ёруғлик тушиш бурчаги ҳам, парда қалинлиги ҳам ўзгаради, бу ҳолда аралаш интерференцион йўллар ҳосил бўлиши кузатилади.

31-§. Интерферометрлар

Интерференция ҳодисасига асосланиб ишловчи асбобларга интерферометрлар дейилади. Интерферометрлар ишлаш принципига ва тузилишига асосан 2 нурли ва кўп нурли интерферометрларга бўлинади. Ҳозирги вақтда асосан кўп нурли интерферометрлар ишлатилади. Шунинг учун ҳам биз кўп нурли интерферометрлардан бири бўлган Фабри-Перо интерферометри тўғрисида қисқача тўхталиб ўтайлик.

Фабри-Перо интерферометри иккита шиша ёки кварц пластинкадан иборат бўлиб уларнинг ички сиртлари жуда катта аниқликда ясси ва бир-бирига қатъий параллел жойлаштирилган бўлиб қайтариш коэффициенти жуда катта бўлган (R=0,90÷0,99) махсус парда билан қопланган дир. Пластинканинг ташқи сиртидан қайтган ёруғлик нурларининг зарарли таъсирини йўқотиш учун унинг ташқи сиртлари ички сиртлари билан маълум бурчак ҳосил қиладиган қилиб жойлаштирилади. Бу пластинкаларга ёруғлик манбаидан тарқоқ ёруғлик дастаси кичик φ_1 бурчак остида тушсин. Бундай ёруғликнинг синиш бурчаги φ_2 бўлиб, бу ёруғлик нури иккала пластинка ўртасида кўп марта қайтиши натижасида 1^* ва 2^* пластинкалардан синган нурлар тизими (1, 2, 3, 4) ва қайтган нурлар тизими ($1'$, $2'$, $3'$) ҳосил бўлади.



69-расм.

Агар 1^* ва 2^* пластинкалар орасидаги масофа ўзгармас бўлса бу интерферометрга Фабри-Перо эталони дейилади. Бундай интерферометрга чўзиқ манбадан тарқоқ ёруғлик дастаси тушганда тенг оғишга тегишли интерференцион нурлар концентрик халқалар шаклида ҳосил бўлади. Бундай манзарани кузатиш учун тўпловчи линзани 1–4 нурларнинг йўлига шундай жойлаштириш керакки линзанинг фокал текислигида экран жойлашсин. Интерференцияланувчи нурлар йўлларининг фарқи:

$$\Delta = 2l\cos r_2 \tag{5.85}$$

бунда l – пластинкалар орасидаги масофа.

Нурларнинг бир-бирини кучайтириш шарти

$$2l\cos r_2 = m\lambda \tag{5.86}$$

m=1,2,3... - интерференция тартиби бўлиб, (5.86) га асосан қуйидагига тенг

$$m = \frac{2l\cos\varphi_2}{\lambda} \tag{5.87}$$

бўлади.

Демак, l=const бўлганда (r_2) камайиши билан интерференция тартиби ошади. Агар синиш бурчаги кичик бўлса, яъни $r_2 \to 0$ бўлса, $\cos r_2 \to 1$ бўлади ва (m) энг катта қийматга эга бўлиб,

$$m = \frac{2l}{\lambda} \tag{5.88}$$

бўлади.

Бу ҳолда кузатиладиган интерференцион манзаранинг энг катта тартиби марказда ҳосил бўлади. (5.86) формуладан интерференцион йўл кенглигини аниқлаш мумкин:

$$2l \sin r_2 \delta r_2 = \lambda \delta m \qquad (5.89)$$

Агар δr_2 ни қўшни максимумлар орасидаги бурчак десак ва δm=1 бўлса, у ҳолда

$$\delta r_2 = \frac{\lambda}{2l \sin r_2} \qquad (5.90)$$

(5.90) га асосан (l) қанча катта бўлса, интерференцион йўллар шунча ингичка ёки тор бўлиб чиқади. Агар тушувчи ёруғлик нури сифатида тўлқин узунлиги λ=6328 Å га тенг бўлган (гелий-неон) лазери олинса у ҳолда интерференцион манзара жуда аниқ кўринади.

32-§. Ньютон ҳалқалари

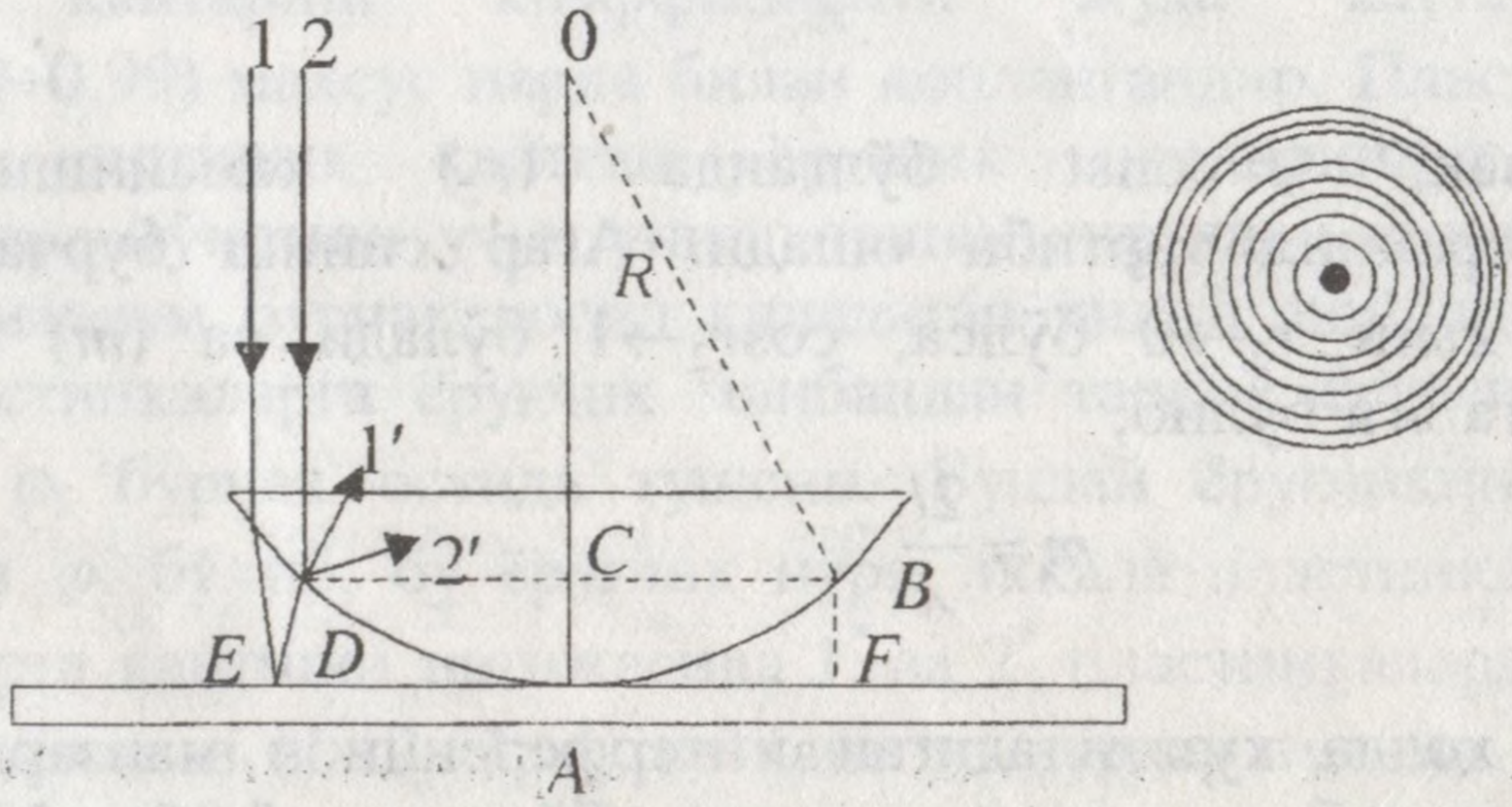
Тенг қалинликка тегишли интерференцияга Ньютон ҳалқалари мисол бўла олади. Бу ҳалқалар линза билан ўзаро тегиб турган қалин пластинкадан ёруғликнинг қайтиши натижасида юзага келади.

Шиша пластинка ва линза орасидаги ҳаво қатлам (n=1) понасимон кўринишга эга бўлиб, қатлам қалинлиги турли нуқталарда турлича бўлади.

1-нур линзадан ўтиб, шиша пластинкадан, қайтиб линза чегарасидан қайтган 2-нур билан D нуқтада учрашиб, интерференцион манзарани ҳосил қилади. D нуқтада максимум ёки минимум бўлиши қуйидаги шартдан топилади.

$$\Delta = 2d \cos r' \pm \lambda / 2 = m\lambda_{max} \qquad (5.20)$$

$$\Delta = 2d \cos r \pm \lambda / 2 = (2m+1)\lambda_{min} / 2 \qquad (5.21)$$



70–расм.

Ҳосил бўлган интерференцион манзара линза сирти бўйлаб локалланган концентрик халқалардан иборат бўлиб нур линзага нормал равишда тушганда, яъни (r=0) бўлганда бу халқалар радиуси r_m нималарга боғлиқ эканлигини кўрайлик.

Расмдан кўринадики:

$$r_m^2 = R^2 - (R-d)^2;\ \ d = BF = AC$$

$$r_m^2 = R^2 - R^2 + 2Rd - d^2 = 2Rd - d^2 \ldots \qquad (5.22)$$

Қатлам қалинлиги d линзанинг эгрилик радиуси R дан жуда кичик бўлганлиги учун ($R>>d$)d^2 ни ҳисобга олмаслик мумкин. У ҳолда (5.22) формула қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$r_m = \sqrt{2Rd} \ldots \qquad (5.23)$$

Ҳосил қилинган (5.20) ва (5.23) формулаларга асосан ва cos$r$=1 эканлигини эътиборга олган ҳолда ёруғ ҳалқалар радиуси учун қуйидаги тенгликни ҳосил қиламиз:

$$r_m^{\max} = \sqrt{R\lambda\left(m - \frac{1}{2}\right)} \ldots \qquad (5.24)$$

Қоронғи ҳалқалар радиуси эса қуйидагига тенг бўлади

$$r_m^{\min} = \sqrt{Rm\lambda} \ldots \qquad (5.25)$$

Ҳалқалар тартиби (m) ошган сари улар орасидаги фарқ $r_m - r_{m-1}$ камайиб боради. Бошқача қилиб айтганда, марказий қисмда концентрик ҳалқалар яққол кўриниб марказдан узоқлашган сари улар ўзаро қўшилиб кетади.

33-§. Ёруғликнинг турғун тўлқинлари. Винер тажрибаси

Худди механикадаги тебраниш ва тўлқинлар сингари ёруғликнинг ҳам турғун тўлқинларини ҳосил қилиш мумкин. Бундай ходиса Винер томонидан 1890 йилда тажрибада кузатилди. Винер тажрибасининг моҳияти қуйидагича.

Амплитудалари бир хил бўлган иккита когерент тўлқин бир-бирига қарама-қарши йўналишда тарқалсин. Ясси монохроматик ва чизиқли қутбланган нур синдириш кўрсаткичи бирдан катта бўлган (n>1) ва ёруғликни яхши қайтарувчи юзага нормал равишда тушаетган ҳолни қарайлик. Ёруғликнинг ютилишини эътиборга олмаймиз. Тушувчи нур билан когерент бўлган қайтган нур ўзаро қарама-қарши бўлган йўналиш бўйича тарқалади. Натижада тушган ва қайтган нурлар

интерференцияси юзага келади. *X* ўқининг мусбат йўналишида тушувчи ёруғлик нурининг тенгламаси қуйидагига тенг.

$$E_{туш} = E_0 \cos(\omega t - kx) \qquad (5.26)$$

ва қайтган нурнинг тенгламаси эса қуйидагича бўлади.

$$E_{қайт} = E_0 \cos(\omega t + kx + \pi) \qquad (5.27)$$

(5.27) тенгламага π нинг киритилиши ёруғликнинг синдириш кўрсаткичи $n>1$ юзадан қайтиши натижасида, фазанинг ўзгариши натижасида юзага келади. Қарама-қарши йўналиш бўйича *X* ўқи белгисининг ўзгариши қайтган тулқин йўналишининг ўзгаришига мос келади.

Натижавий тўлқинни аниқлаш учун (5.26) ва (5.27) ни ўзаро қўшамиз:

$$E = E_{туш} + E_{қайт} = 2E_0 \cos\left(kx + \frac{\pi}{2}\right)\cos\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right) =$$

$$= E_0' \cos\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right) \qquad (5.28)$$

Бу ерда

$$E_0' = 2E_0 \cos\left(kx + \frac{\pi}{2}\right) \qquad (5.29)$$

(8.28) ифода ҳамма нуткталари бир хил фазага эга бўлган тўлқин тенгламасидир. Бу тўлқиннинг амплитудаси эса (8.29) формулага асосан масофага боғлиқ ҳолда даврий равишда ўзгаради. Мана бундай тўлқинга турғун тўлқин дейилади. (8.29) формулага асосан турғун тўлқин амплитудаси 0 дан $2E_0$ гача гармоник қонун асосида ўзгаради. Амплитудаси нолга тенг бўлган нуқталар қуйидаги шартдан аниқланади:

$$\cos\left(kx + \frac{\pi}{2}\right) = 0 \text{, яъни } kx + \frac{\pi}{2} = (2m+1)\frac{\pi}{2}$$

бу ерда m=0,1,2... бутун натурал сонлар.

Бундай нуқталарга турғун тўлқин тугунлари дейилади ва бу тугун нуқталар координаталари қуйидагича аниқланади:

$$X_{тугун} = \frac{m\lambda}{2} \qquad (5.30)$$

(8.30) ифодадан кўринадики, қўшни тугун нуқталар бир-биридан $\lambda/2$ масофага фарқ қилади. Амплитудаси $2E_0$ га тенг бўлган нуқталар қуйидаги шартни қаноатлантиради:

$$\cos\left(kx+\frac{\pi}{2}\right)=1,\ \text{яъни}\ kx+\frac{\pi}{2}=m\pi$$

бу ерда m=0,1,2,... бутун сонлар.

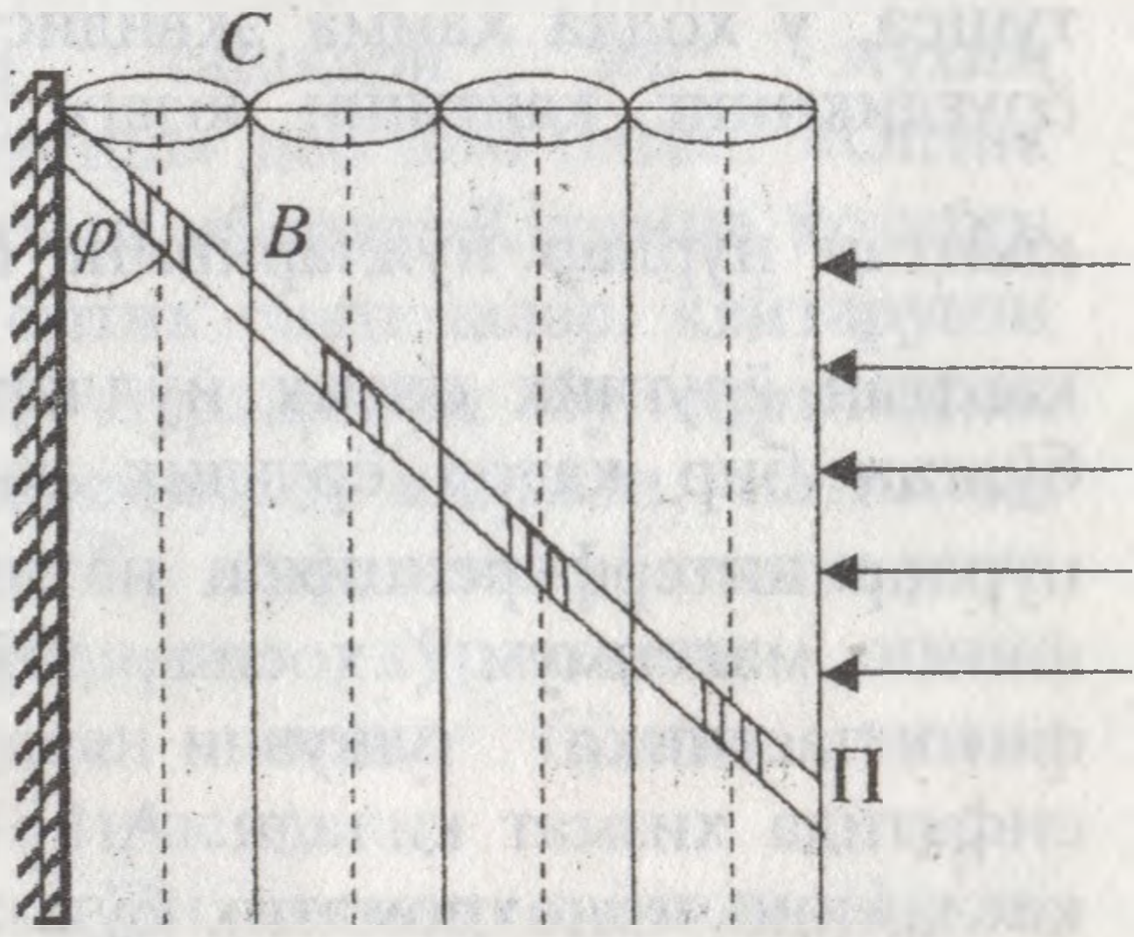
Бундай нукталарга турғун тўлқиннинг дўнгликлари дейилади ва уларнинг координатадари қуйидагича бўлади:

$$X_{\text{дунглик}}=\frac{\pi}{2}\left(m-\frac{1}{2}\right).$$

Бу ифодадан кўринадики, ёруғликнинг электр майдони биринчи дўнглиги m=1 қайтарувчи кўзгунинг сиртидан $\pi/4$ масофада жойлашади. Демак, тугунлар ва дўнгликлар орасидаги масофа $\pi/4$га, қўшни дўнгликлар орасидаги масофа $\pi/2$ га тенг бўлар экан.

Ёруғлик электр майдонининг фазасини π га ўзгартирсак, унинг тугунлари турғун тўлқиндаги магнит векторининг дўнгликлари билан мос келади ва аксинча, яъни электр векторининг тугун ва дўнгликалри магнит векторининг тугун ва дўнгликларига нисбатан $\pi/4$ масофага силжигандир. Винер курилмасининг схемаси қуйидагича:

Кумуш қатлам билан қопланган ясси металл кўзгу параллел монохроматик ёруғлик дастаси билан ёритилади. Юзи тиниқ фотографик эмульсия билан қопланган ясси ва юпқа шиша П пластинка металл кўзгу сиртига нисбатан унча катта бўлмаган φ бурчак остида жойлаштирилган. Металл кўзгудан қайтган нур тушувчи нур билан интерференциялашади ва натижада турғун тўлқинлар ҳосил бўлади. Бу вақтда кўзгу олдида бир-бирига нисбатдан $\pi/4$ масофада силжиган электр ва магнит векторларининг тугунлар системаси кузатилади. П пластинкани тегишли эритмага солсак, турғун тўлқиннинг дўнглик жойлари корайиб чиқади. Қўшни корайган жойлар орасидаги AB масофа φ бурчакка қуйидагича боғлик:



71-расм.

$$AB = \frac{AC}{\sin\varphi} = \frac{\pi}{2\sin\varphi}.$$

Расмдан кўринадики, φ бурчак етарлича кичик бўлса, қорайган жойлари орасидаги масофа етарлича катта бўлади. Винер тажрибасида φ=1° қилиб олинган у вақтда AB масофа 1-2 мм, ни ташкил этади.

а) Рангли фотографиянинг Липпанча усули

Ёруғлик турғун тўлқинларининг ҳосил бўлишидан фойдаланиб. Липпман 1891 йилда рангли фотография ишлаб чиқди. Липпман усулининг моҳияти қуйдагилардан иборат: Шиша пластинкага тиниқ қалин фото-эмульсия қатлами суртилади. Эмульсиянинг остига симоб қатлами ўрнаштирилади. Шундай шиша пластинка нормал равишда тушувчи параллел ёруғлик дастаси билан ёритилади (72-расм).

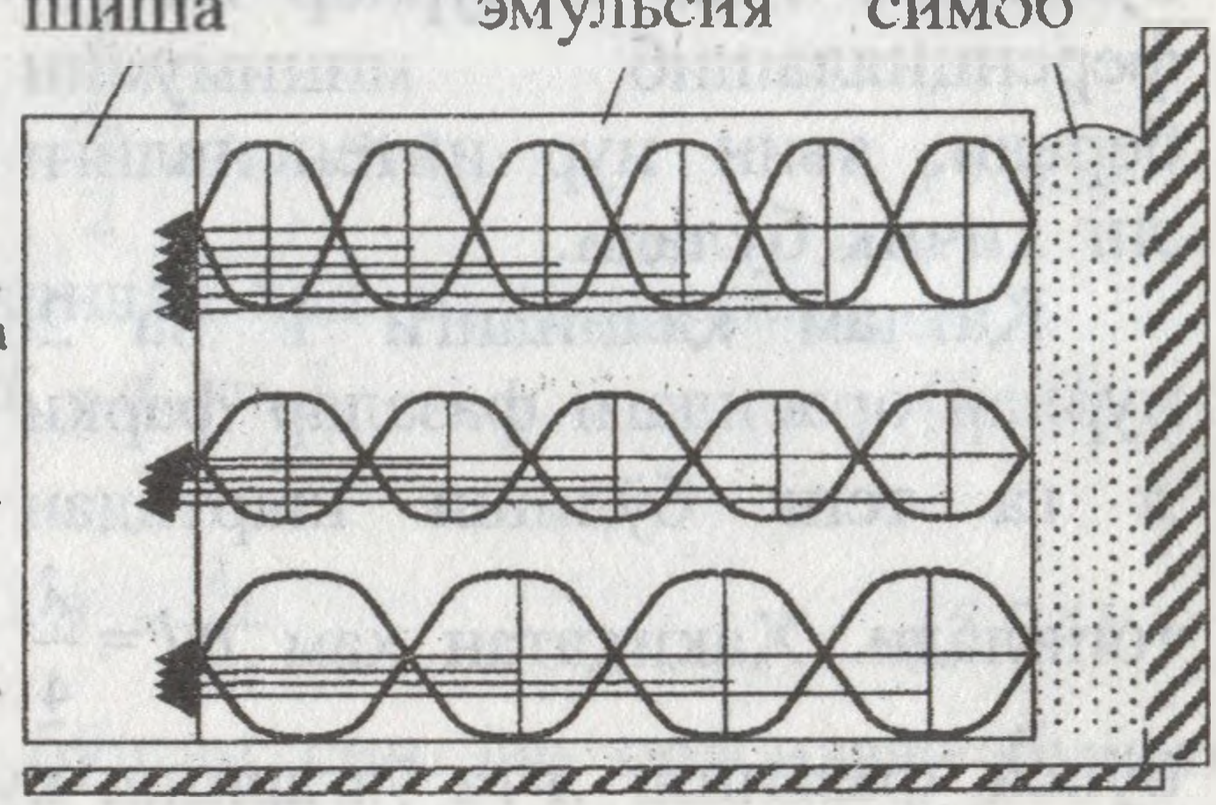
Пластинка юзига тўлқин узунлиги λ_1 га тенг бўлган монохраматик ёруғлик нури (мисол учун қизил) тушсин. Бундай вақтда симоб сиртидан қайтган ёруғлик нури тушувчи нур билан биргаликда турғун тўлқинни ҳосил қилади.

Ёруғлик электр векторининг дўнгликларида шундай қорайишлар (кумушнинг максимал равишда емирилиши) ҳосил бўладики, бу ҳолда эмульсия қалинлигида бир-биридан $\lambda/2$ масофада жойлашган кумушнинг ярим тиниқ, эквидистант қатламлари ҳосил бўлади.

Шундай ишланган пластинкага нормал равишда оқ ёруғлик тушса, у ҳолда ҳамма эквидистант қатламлар юзасидан қисман ёруғликнинг қайтиши юзага келади ва қўшни қатламлардан қайтган нурлар йўлларининг фарқи $\Delta d = 2\frac{\lambda}{2} = \lambda_1$ бўлади, яъни қайтган ёруғлик оптик йўллар фарқи Δd бутун сонларга тенг бўлган бир қатор ёруғлик дасталаридан иборат бўлади. Кўп нурлар интерференцияси натижасида λ_1 тўлқин узунлиги учун аниқ максимум ҳосил бўлади. Бу вақтда ишланган фотопластинка тушувчи ёруғликни селектив қайтарувчи сифатида хизмат қилади. Агар эмульсиянинг ёруғликни сезувчи қатламини монохроматик бўлмаган оқ ёруғлик билан ёритсак, у ҳолда пластинкада алоҳида монохроматик ташкил этувчиларга мос келадиган қатор қорайган сиртлар ҳосил бўлишини

кўрамиз. Қўшни яримтиниқ текисликлар орасидаги масофа қизил нур учун бинафша нурга нисбатан катта бўлади. Бутун пластинкага оқ ёруғликни ташлаб сезамизки, ҳар бир тўлқин «ўзининг» ярим тиниқ текисликлари йиғиндисидан қайтади.

Демак, ишланган Лимпан пластинкаси қайтган ёруғликда тасвирнинг ҳақиқий рангини кўришга имкон беради. Лимпан ана шу усул билан рангли буюмларнинг расмини олишга муваффақ бўлди.



72-расм.

б) Ёруғлик интерференциясининг ишлатилиши

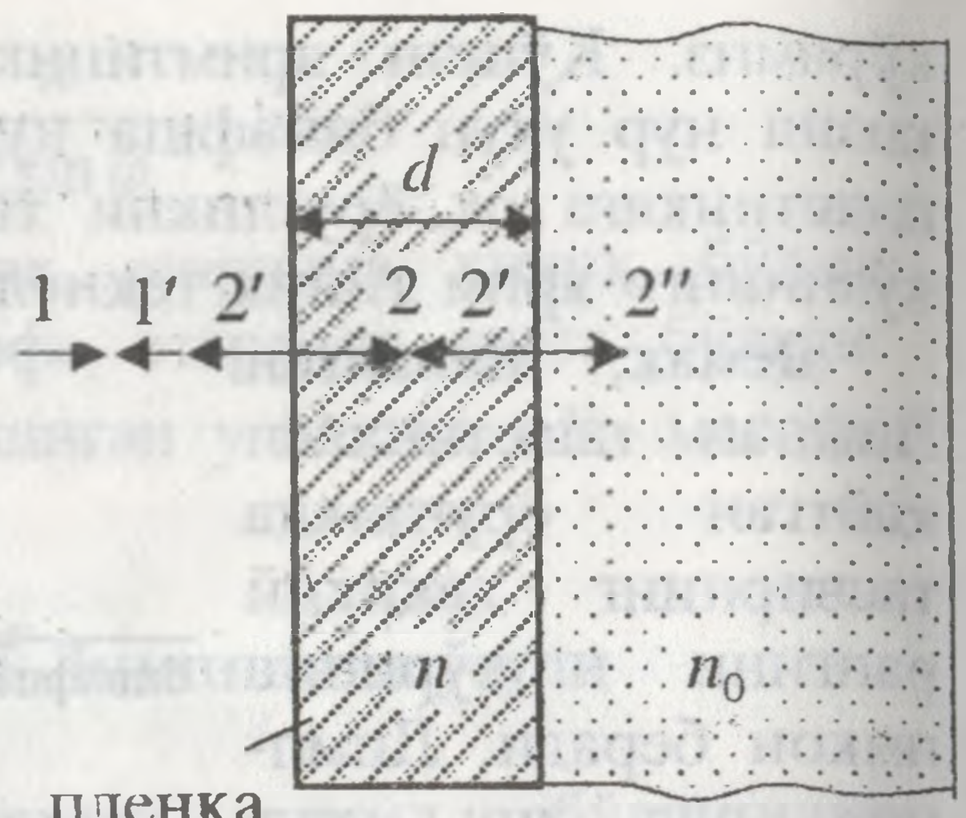
Ёруғликнинг интерференцияси фан ва техникада кенг қўламда қўлланилади. Бу ҳодиса газ ҳолатидаги моддаларнинг синдириш кўрсаткичларини, узунликларини, бурчакларни аниқ ўлчаш, юзаларнинг силлиқлигини назорат қилиш учун ишлатилади.

Френель бипризмаси ёрдамида интерфереционн йўллар ўртасидаги масофани ўлчаб ёки Ньютон ҳалқаларининг радиусларини билиб, ёруғлик нурининг тўлқин узунлигини ёки ёруғликнинг тўлқин узунлиги маълум бўлса, линзанинг эгрлик радиусини аниқлаш мумкин.

Интерференциянинг бундан ташқари энг муҳим қўлланишларидан бири «оптик ёритиш» деб ном олган. «Оптик ёритиш»нинг моҳияти қуйидагилардан иборат. Кўпгина ҳозирги замон оптик асбоблари мураккаб оптик системалар, қайтарувчи сиртлардан ташкил топган бўлиб, нурларнинг бу сиртлардан ўтиши ва қайтиши туфайли интенсивлиги камаяди, натижада асбобларнинг ёритиш кучи пасаяди. Бу эффектни йўқотиш учун оптик системалар сиртида синдириш кўрсаткичи оптик материал синдириш кўрсаткичидан кичик бўлган юпка, шаффоф қатлам ҳосил қилинади (73-расм).

Бу қатламга тушувчи ёруғлик нури қисман қайтади (1') ва бир қисми плёнкага утади утган нурнинг бир қисми эса плёнка – оптик жисм чегарасидан ҳам қисман қайтади (2') нурни

қолган қисми эса оптик жисм ичига утади. Қайтган 1' ва 2' нурлар когерентдир. Қатлам қалинлиги маълум қийматга эга бўлганда, 1 ва 2 нурлар интерференциялашиб минимумни беради, яъни нур интенсивлиги энг кичик бўлади.

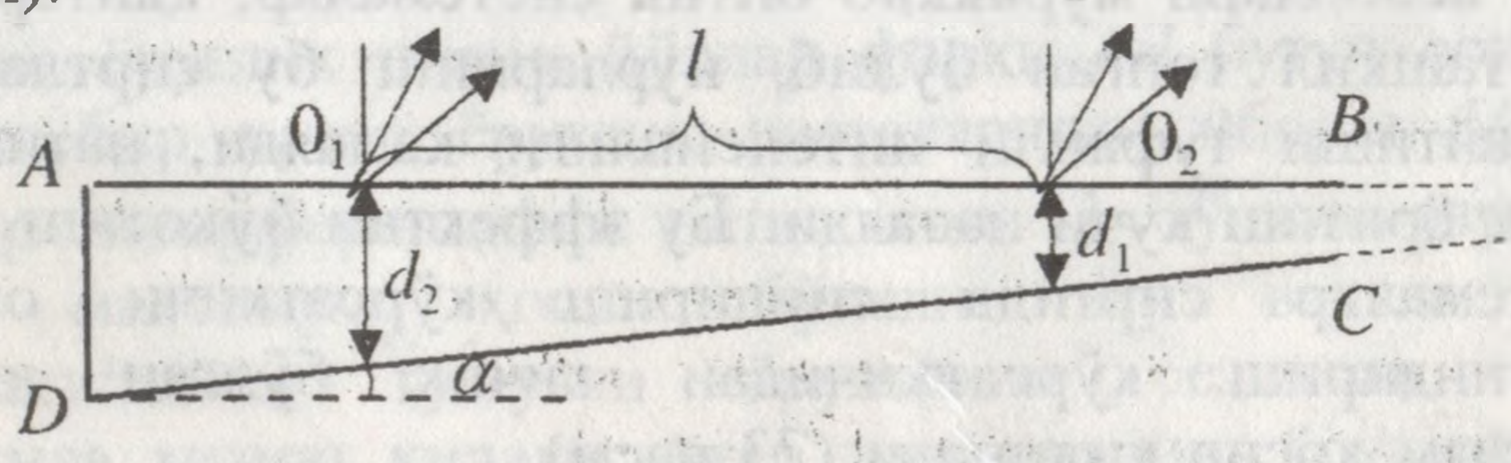


73-расм.

Қатлам қалинлиги 1' ва 2' нурлар орасидаги фазалар фарқи π га тенг бўлиши шартидан топилади. Ҳақиқатан ҳам $nd = \frac{\lambda}{4}$ бўлса, фазанинг π га ўзгариши кузатилади, чунки йўллар фарқи $\frac{\lambda}{4} + \frac{\lambda}{4} = \frac{\lambda}{2}$ га тенг бўлади.

Кўп ҳолларда сиртнинг қайтариш коэффициентини камайтириш билан биргаликда, уни ошириш ҳам талаб этилади. Масалан, қайтариш коэффициенти жуда юқори бўлган кўзгулар ҳосил қилиш мақсадида (лазерлар резонаторлари ана шундай кўзгулардан иборат). Бунинг учун ҳам ёруғликнинг интерференция ҳодисаси жуда қўл келади. Бу вақтда синдириш кўрсаткичи катта ва кичик бўлган юпқа (11-13 тагача) қатламлар ҳосил қилиниб, бу қатламлардан қайтувчи нурлар орасидаги фазалар фарқи 2π га тенг қилиб олинса, қайтган нурлар бир-бирини кучайтиради. Натижада қайтариш коэффициенти 0,99 бўлган кўзгу ҳосил қилиш мумкин.

Интерференция ходисаси асосида кичик бурчакларни қуйидагича аниқлаш мумкин. Қалинлиги ҳар хил бўлган пластинкага (плёнкага) нурлар нормал равишда тушсин (74-расм).



74-расм.

Фараз қилайлик, 0_1 ва 0_2 нуқталарда иккита қўшни интерференцион максимум хосил бўлсин, унда бу нуқталарда ёруглик нурларининг йўллар фарқи Δ_1 ва Δ_2 га тенг бўлади:

$$\Delta_1 = 2d_1 n - \frac{\lambda_0}{2} = m\lambda_0 \qquad (5.31)$$

$$\Delta_2 = 2d_2 n - \frac{\lambda_0}{2} = (m-1)\lambda_0 \qquad (5.32)$$

(5.31) ва (5.32) ни бир-биридан ҳадлаб айирсак:

$$2n(d_1 - d_2) = \lambda_0 \qquad (5.33)$$

ёки

$$d_1 - d_2 = \frac{\lambda_0}{2n} \qquad (5.34)$$

қалинлиги d_1 ва d_2 га тенг бўлган сиртлар орасидаги бурчак синуси:

$$\sin\alpha = \frac{d_1 - d_2}{l} \qquad (5.35)$$

α жуда кичик бўлгани учун

$$\alpha = \frac{d_1 - d_2}{l} \quad \text{ёки} \quad l \cong \frac{2n}{\alpha} = \frac{\lambda_0}{2n\alpha} \qquad (5.36)$$

$$\alpha = \frac{\lambda}{2nl} \qquad (5.37)$$

Агар $\lambda_0 = 5\cdot10^{-5}$ см, $n=1{,}5$; $l=5$ мм бўлса,

$$\alpha = \frac{5\cdot10^{-3}\,мм}{3\cdot5\,мм} = \frac{1}{3000}\ \text{рад}$$

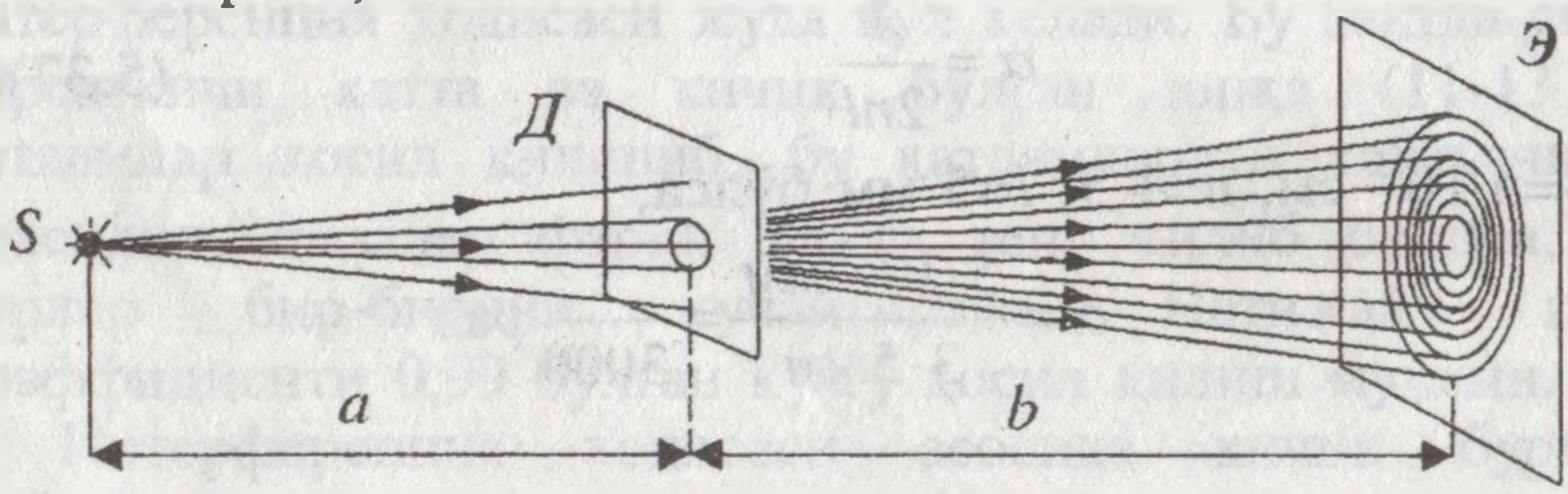
бўлади.

VI БОБ. ЁРУҒЛИК ДИФРАКЦИЯСИ

34-§. Умумий тушунча

Маълумки, бир жинсли муҳитда ёруғлик тўғри чизиқ бўйлаб тарқалади, яъни ёруғлик тўлқин фронти шаклида ҳеч қандай ўзгариш рўй бермайди. Агар модда синдириш кўрсаткичи кескин ўзгарувчи тўсиқлардан иборат бўлиб, бу тусиқлар ўлчами қанча кичик бўлса, унда тарқалаётган тўлқин фронтининг формаси шунча кескин ўзгаради. Бу вақтда ёруғликнинг тўғри чизиқ бўйлаб тарқалиш қонунидан четланиш рўй беради. Бундай четланишлар тўпламига ёруғликнинг дифракцияси дейилади.

Яққол дифракцион манзараларни ёруғликнинг ношаффоф тўсиқ яқинида тарқалганида кузатиш мумкин. Бутун тўлқин фронти бўйлаб амплитуда ва фазалар ўзгариши бир хил бўлмаган барча ҳолатларда дифракция ҳодисаси кузатилади. Масалан, ношаффоф экран олиб, экраннинг марказида ўлчами кичик бўлган думалоқ *Д* тирқишга нуқтавий ёруғлик *S* манбаидан нур ташласак, орқадаги *Э* экранда ёруғ ва қоронғи концентрик ҳалқалардан иборат дифракцион манзарани кузатиш мумкин (75-расм).



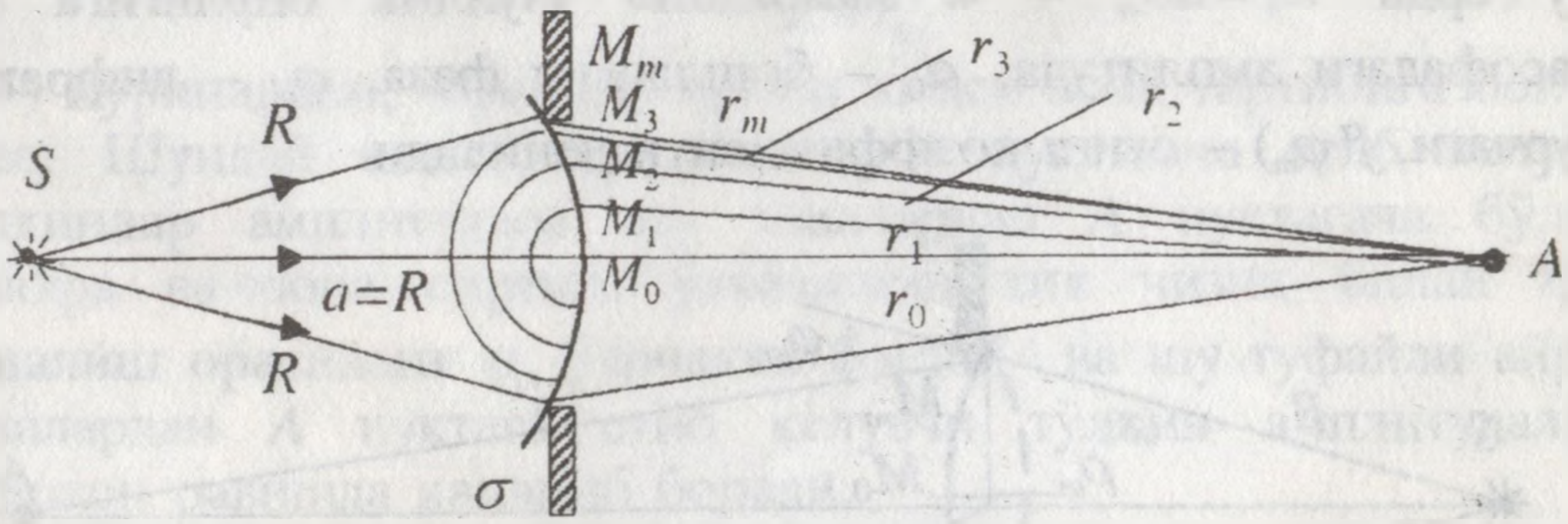
75–расм.

Тирқишнинг диаметри *Д* қанча кичик бўлса, дифракцион манзара шунча яққолроқ кузатилади, яъни ёруғлик нури апертураси тирқиш диаметрига боғлиқ. Умуман дифракция икки турга бўлинади. Френель ва Фраунгофер дифракциялари. Тўлқин фронти сферик бўлган ёруғлик нурлари дифракцияси Френель дифракциясини хосил қилса, тўлқин фронти ясси (параллел) бўлган тўлқинлар дифракцияси эса Фраунгофер дифракциясини хосил қилади. Ёруғликнинг дифракцияси Гюйгенс-Френель принципи асосида тушунтирилади.

35-§. Гюйгенс-Френель принципи. Френель зоналари

Гюйгенс принципи қуйидагича таърифланади. Тўлқин бориб етган ҳар бир нуқтани иккиламчи янги тўлқин манбаи деб ҳисоблаш мумкин. Бу тамоил асосида ёруғликнинг дифракциясини тушунтириш мумкин, лекин у турли йўналишда тарқалувчи нурлар интенсивлиги таксимотини тушунтира олмайди. Шу сабабли Гюйгенс тамоилининг бу камчилигини Френель иккиламчи когерент тўлқинлар интерференцияси тушунчасини киритиб тўлдирди ва бу тамоил Гюйгенс амплитудаси ва фазаларини ҳисобга олиб, фазонинг исталаган нуқтасида натижавий тўлқин амплитудасини аниқлашга имкон беради. Френель сферик тўлқин фронтига эга бўлган нурлар дифракциясини кузатиб, уларни тушунтиришда тўлқин фронтини махсус зоналарга бўлади. Бу зоналар бир манбадан чиқаётган ёруғлик бўлганлиги учун улар когерент ва улардан A нуқтага етиб келувчи тебранишларнинг босиб ўтган йўллари бир-биридан $\frac{\lambda}{2}$ масофага фарқ қилади. Фараз қилайлик, нуқтавий манбадан чиқаётган ёруғлик нури диаметри $Д$ га тенг бўлган думалоқ тирқишдан ўтишда дифракцияланиб, $Э$ экранга тушаётган бўлсин. Экраннинг исталган A нуқтасида дифракцион максимум ёки минимум булишини Френель қуйидагича изоҳлади.

Манбадан тирқишгача бўлган масофа $a=R$ тирқишдан экрангача бўлган масофа $r_0=b$ бўлсин (76-расм).



76–расм.

$$M_1A-M_0A=M_2A-M_1A=M_3A-M_2A=\ldots\lambda/2$$

Тўлкин фронти зоналарга бўлиниши маркази A нуқтада бўлган сфералар чизиш йўли билан бажарилади, уларнинг радиуслари:

$$r_1 = r_0 + \frac{\lambda}{2};\ r_2 = r_0 + 2\frac{\lambda}{2};\ r_3 = r_0 + 3\frac{\lambda}{2};$$

$$r_m = r_0 + m\frac{\lambda}{2} \qquad (m = 1,2,3,....) \tag{6.1}$$

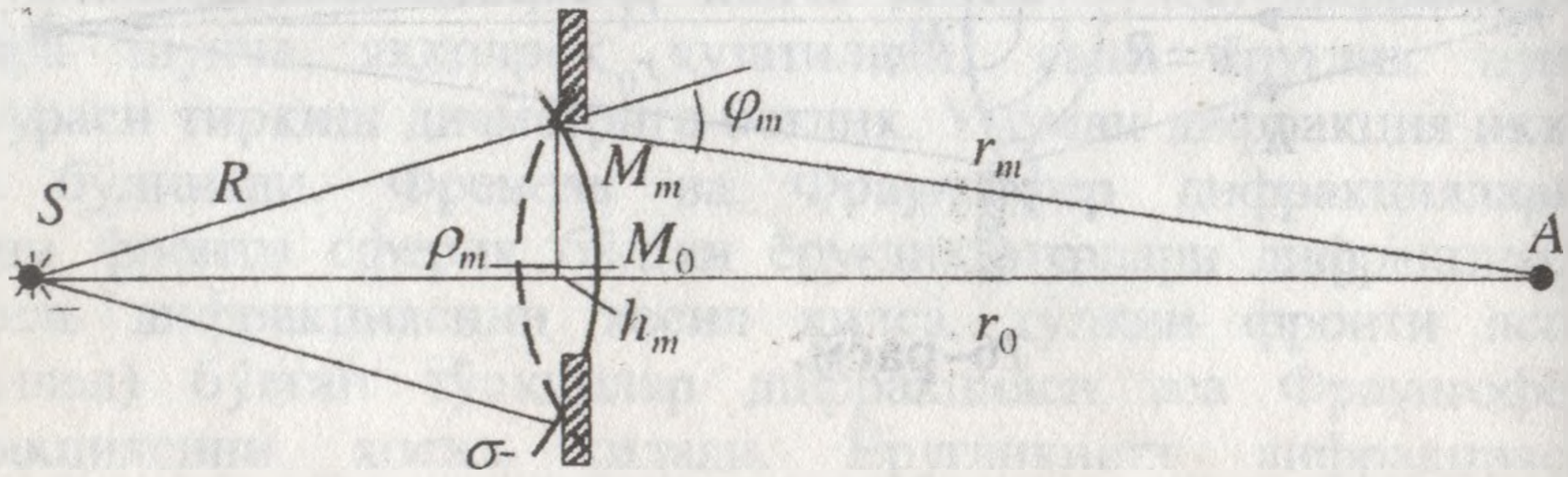
Бундай зоналарга бўлишнинг афзаллиги шундаки, қўшни зоналардан A нуқтага етиб келувчи нурлар қарама қарши фазада етиб келади ва зоналар сони m жуфт бўлса, барча қўшни зоналардан етиб келувчи нурлар бир-бирини компенсациялайди ва A нуқтада қоронғилик, зоналар сони m тоқ бўлса, қўшни зоналар бир-бирини компенсациялаб, яна битта тоқ зонадан етиб келувчи нурлар A нуқтада ёруғликни ҳосил қилади. Шундай қилиб, A нуқтада дифракцион максимум ёки минимум кузатилиши зоналар сонининг жуфт ёки тоқлигига боғлиқ экан.

а) Натижавий амплитудани ҳисоблаш

Френель ёруғлик манбаини сирт билан алмаштиради (77-расм). M_m нуқта яқинидаги m – Френель зонаси томонидан A нуқтага таъсир этаётган галаёнланиш қуйидаги тебраниш формуласи орқали аниқланади:

$$E_m = f(\varphi_m)\frac{E_0^1}{r_m}\Delta\sigma_m \cdot \cos(\omega t - kr\alpha_0) = E_{0m}\cos(\omega t - kr - \alpha_0) \tag{6.2}$$

Бу ерда $E_0^1 = \Delta\sigma_m$ – « манбадан» узунлик бирлигига тенг масофадаги амплитуда, α_0 – бошланғич фаза, φ_m – дифракция бурчаги, $f(\varphi_m)$ – оғиш коэффициенти дейилади.



77-расм.

(φ_m=0) бўлганда $f(\varphi_m)$=max, агар $\varphi_m \geq \frac{\pi}{2}$ бўлса $f(\varphi_m)$=0 гач монотон камаяди. (6.2) дан кўринадики, A нуқтада m – зон вужудга келтирган амплитуда ғалаёнланиши E_{om} шу зона юзасиг ($\Delta\sigma_m$), φ_m ва r_m га боғлиқ. 77-расмдан кўринадики m - Френел зонасининг радиуси қуйидагига тенг:

$$\rho_m^2 = R^2 - (R - h_m)^2 = r_m^2 - (r_0 + h_m)^2 = \left(r_0 + m\frac{\lambda}{2}\right)^2 - (r_0 + h_m)^2 \quad (6.3)$$

R ва r_0 га нисбатан λ нинг жуда кичик эканлигини ҳисобг олсак, яъни $\left(\frac{\lambda}{2}\right)^2$ ни эътирборга олмасак, сферик сегмен баландлиги h_m учун қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$h_m^2 \approx \frac{r_m^2 - r_0^2}{2(R + r_0)} = \frac{mr_0}{R + r_0} \cdot \frac{\lambda}{2} \quad (6.4)$$

радиуси r_m га тенг бўлган m - сферик сирт юзаси σ_m эс қуйидагига тенг бўлади.

$$\sigma_m = 2\pi\rho_m h_m = \frac{m\pi Rr_0}{R + r_0}\lambda \quad (6.5)$$

Худди шундай усул билан $(m-1)$ зона юзасини ҳисоблаймиз:

$$\sigma_{m-1} = \frac{(m-1)\pi R r_0}{R + r_0}\lambda \quad (6.6)$$

(6.5) ва (6.6) га асосан m - Френель зонасининг юзас қуйидагига тенг бўлади:

$$\Delta\sigma_m = \sigma_m - \sigma_{m-1} = \frac{\pi Rr_0}{R + r_0}\lambda \quad (6.7)$$

(6.7) кўринадики, Френель зонаси юзаси зона тартибига боғли эмас. Шундай қилиб, зоналардан A нуқтагача етиб келувч тўлқинлар амплитудаси шу зоналардан A нуқтагача бўлга масофа ва зона сиртига ўтказилган тик чизиқ билан r_m йўналиш орасидаги φ_m бурчакка боғлиқ ва шу туфайли айри зоналардан A нуқтага етиб келувчи тўлқин амплитудалар монотон равишда камайиб боради.

$$E_{01} > E_{02} > E_{03} > .. > E_{om} > ...$$

A нуқтага қўшни зоналардан етиб келувчи тўлқин фазалар қарама-қарши бўлганлиги учун, натижавий тебранишла амплитудаси қуйидагича топилади:

$$E_0 = E_{01} - E_{02} + E_{03} - E_{04} + \ldots + E_{0m} \qquad (6.8)$$

охирги E_{0m} ҳад олдидаги ишора m жуфт бўлганда манфий, m тоқ бўлганда мусбат бўлади. E_{0m} нинг монотон равишда камайиши ўртада жойлашган зона амплитудасини қўшни зоналар амплитудалари орқали тақрибан қуйидагича ифодалашга имкон беради:

$$E_{0m} = \frac{1}{2}\left(E_{0(m-1)} + E_{0(m+1)}\right).. \qquad (6.8а)$$

Бу ифода (6.8) ифодани соддалаштиришга имкон беради. (6.8) тенгликдаги ҳар бир тоқ амплитудани уларнинг ярим йиғиндиси ($E_{0m} = \frac{E_{0m} + E_{0m}}{2}$) орқали ифодалаб қуйидаги тенгликларни ҳосил қиламиз (m жуфт бўлганда):

$$E_0 = \frac{E_{01}}{2} + \left(\frac{E_{01}}{2} - E_{02} + \frac{E_{03}}{2}\right) + \left(\frac{E_{03}}{2} - E_{04} + \frac{E_{03}}{2}\right) + \ldots$$

$$\ldots + \left(\frac{E_{01\,m-3}}{2} - E_{0(m-2)} + \frac{E_{0(m-1)}}{2}\right) + \frac{E_{0(m-1)}}{2} - E_{0m} \qquad (6.9)$$

m - тоқ бўлганда:

$$E_0 = \frac{E_{01}}{2} + \left(\frac{E_{01}}{2} - E_{02} + \frac{E_{03}}{2}\right) + \ldots + \left(\frac{E_{0(m-2)}}{2} - E_{0(m-1)} + \frac{E_{0m}}{2}\right) + \frac{E_{0m}}{2} \qquad (6.10)$$

Агар (6.9) ва (6.10) тенгликларда (6.8а) ни эътиборга олган ҳолда ёзсак, (6.9) ва (6.10) тенгликлардаги қавс ичидаги ифодалар нолга тенг бўлади. Натижада мос равишда қуйидаги тенгликларга эга бўламиз.

$$E_0 = \frac{E_{01}}{2} + \frac{E_{0m}}{2} \ldots \qquad (6.11)$$

$$E_0 = \frac{E_{01}}{2} + \frac{E_{0(m-1)}}{2} - E_{0m} \qquad (6.12)$$

Агар m етарлича катта бўлса ($M>>1$) амплитудани ҳисобга олиб $E_{0(m-1)} = E_{0m}$ деб олиш мумкин. Бу ҳолда (6.12) қуйидаги кўринишга эга бўлади.

$$E_0 = \frac{E_{01}}{2} - \frac{E_{0m}}{2} \qquad (6.13)$$

Энди (6.11) ва (6.12) ни бирлаштириб қуйидаги тенгликни хосил қиламиз

$$E_0 = \frac{E_{01}}{2} \pm \frac{E_{om}}{2} \qquad (6.14)$$

(6.3) ва (6.4) лардан фойдаланиб m - зона радиусини ва зоналар сонини топамиз.

$$\rho_m = \sqrt{\frac{Rr_0}{R + r_0} m\lambda}\ ; \qquad m = \rho_m^2 = \frac{R + r_0}{\lambda R r_0} \qquad (6.15)$$

(6.13) айни пайтда тиркиш ўлчамини зоналар сони m орқали ифода этади. Ясси тўлқин учун (R=∞):

$$\rho_m = \sqrt{r_0} m\lambda\ ; \qquad m = \frac{\rho_m^2}{r_0 \lambda} \qquad (6.16)$$

Маълумки ёруғлик интенсивлиги I амплитуданинг квадратига тўғри пропорционал, шунинг учун (6.14) га асосан SA йўналишда r_m - масофанинг ўзгариши билан A нуқтада максимум (m ток бўлганда) ёки минимум (m жуфт бўлганда) кузатилади. Дифракция кузатувчи тиркиш ўлчами $Д$ ҳамда R ва r_0 масофалар ўзгармаган пайтда A нуқтада дифракцион максимум ёки минимум кузатилиши ёруғлик тўлқин узунлигига боғлиқ экан. Агар (m=∞) бўлса, E_{0m}=0 бўлади ва (6.14) дан $E = \frac{E_{01}}{2}$ бўлади.

Ҳақиқатдан ҳам (6.16) кўринадики, ясси тўлқин фронтига эга бўлган (R=∞) λ=5,10^{-7} м тўлқин узунликдаги ёруғлик диаметри $Д$=0,5 см бўлган тиркишдан r_0=0,5 м узоқликдаги экранда m=100 зона ташкил этади. Зоналар сони шундай бўлган ҳолда тиркиш диаметрининг оширилиши A нуқтадаги ёруғлик интенсивлигига таъсир қилмайди, чунки масофани 50 м гача оширилганда бу тиркишда фақатгина битта марказий зона жойлашади, холос.

б) Зонали пластинка

Жуфт ва ток Френель зоналаридан келаётган тебранишлар тескари фазали бўлиб, учрашганда улар бир бирларини сусайтирадилар. Агар ёруғлик тўлқинининг йўлига барча жуфт (ток) зоналарни тўсувчи пластинка (зонали пластинка) қўйсак, у ҳолда A нуқтада тебраниш амплитудаси (ёруғлик интенсивлиги) кескин ортади. Махсус шаффоф экранда радиуси натурал сонларнинг квадрат илдизларига тенг, концентрик ҳалқалар чизиб ва бу ҳалқалар оралиғини биттадан қолдириб қора ранга

бўяб (ёруғликни ўтказмайдиган қилиб) 1875 йил Соре биринчи бўлиб, зонали пластинка тайёрлаган. Ундан керакли ўлчамли фотонусха олиш мумкин. Агар зонали пластинкага ясси тўлқин фронтига эга бўлган, нур тушаётган бўлса, ($R=\infty$), у зонали пластинкадан ўтиб r_0 масофада A нуқтада тўпланади. (6.14) да $r_0=F$ масофани зонали пластинканинг кейинги фокуси деб олсак:

$$F = r_0 = \frac{\rho_m^2}{m\lambda} \quad \text{ёки} \quad \frac{1}{F} = \frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{m\lambda}{\rho_m^2} = \frac{1}{r_0} \qquad (6.17)$$

Бундан кўринадики, зонали пластинка йиғувчи линза вазифасини бажаради. Агар иккиламчи тўлқинлар фазасини π га ўзгартирсак, бош фокусда ёруғлик интенсивлигини зонали пластинкага нисбатан яна 4 марта ошириш мумкин.

в) Натижавий амплитудани график усулда ҳисоблаш

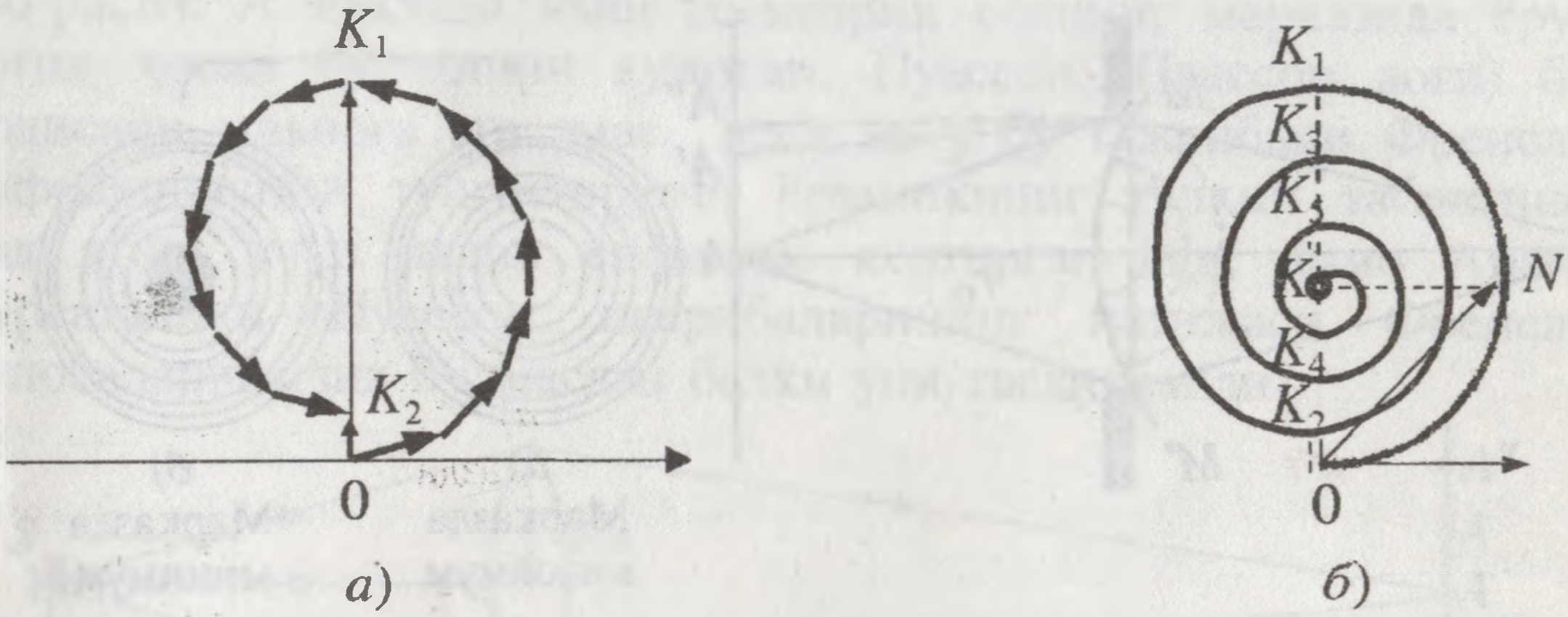
Натижавий тўлқин амплитудасини ҳисоблашда график усулдан фойдаланиш анча қулайдир. Бунинг учун амплитуда вектори тушунчаси киритилади. Бу E_0 вектор узунлиги сон жиҳатидан амплитуда қийматига тенг бўлиб, унинг берилган $0X$ йўналиши билан ташкил этган бурчаги бошланғич α_0 фаза каби олинади. Натижавий тебраниш амплитудаси шу векторларнинг векторли йиғиндиси сифатида ифодаланади.

Тўлқин фронтини Френель зоналарига ўхшаш кичик бўлакчаларга бўлайлик. Шу кичик зоначадан A нуқтага (77-расм) етиб келувчи амплитуда векторининг бошланғич фазаси ноль ва сон қиймати $\overline{E_{01}}$ бўлсин. Кейинги кичик зонадан келувчи тўлқин амплитудаси E_{02} ва унинг $\overline{E_{01}}$ билан ташкил этган бурчаги (фазалар фарқи) α_0 бўлсин. $\overline{E_{03}}$ ҳам худди шундай $\overline{E_{02}}$ га нисбатан жойлашсин. У вақтда биз сон қиймати жиҳатидан бир-бирига тенг ва бир-бирига нисбатан α_0 бурчакка бурилган синиқ чизиқ - векторлар спиралини (C нуқтага ўралган) ҳосил қиламиз (78-расм). A нуқтадаги натижавий тебраниш амплитудаси шу векторларнинг векторли йиғиндисига тенг бўлади.

Агар тўлқин фронтидаги биринчи Френель зонасини 8 га тенг бўлиб, ифодаласак, бу кичик зонанинг охирги вектор

йўналиши бошланғич вектор йўналишига қарама-қарши бўлад (78а-расм).

Худди шунингдек бошланғич икки Френель зонасида чиқувчи нурлар амплитудасини ҳам ҳисоблаш мумкин. Б вақтда натижавий амплитуда $E_0=E_{02}-E_{03}$ га тенг бўлиб, унин қиймати нолдан фарқли лекин жуда кичик бўлади (78б-расм Учинчи Френель зонаси очиқ, бўлганда тебраниш амплитудас яна ортади (78а-расм).



78-расм.

Натижада, Френель зоналарининг сони ортиши била (зоналар сонининг жуфт ёки тоқлигига қараб) натижави тебраниш амплитудаси гоҳ ошиб, гоҳ камайиб туради. Аг Френель зоналарининг сони чексиз бўлса, натижавий амплиту $\vec{E}=\vec{OC}=\vec{E}_{01}/2$ биринчи зонадан келувчи тебраниш амплитудас қийматининг ярмига тенглашади (78б-расм).

36-§. Френель дифракциясининг хусусий ҳоллари

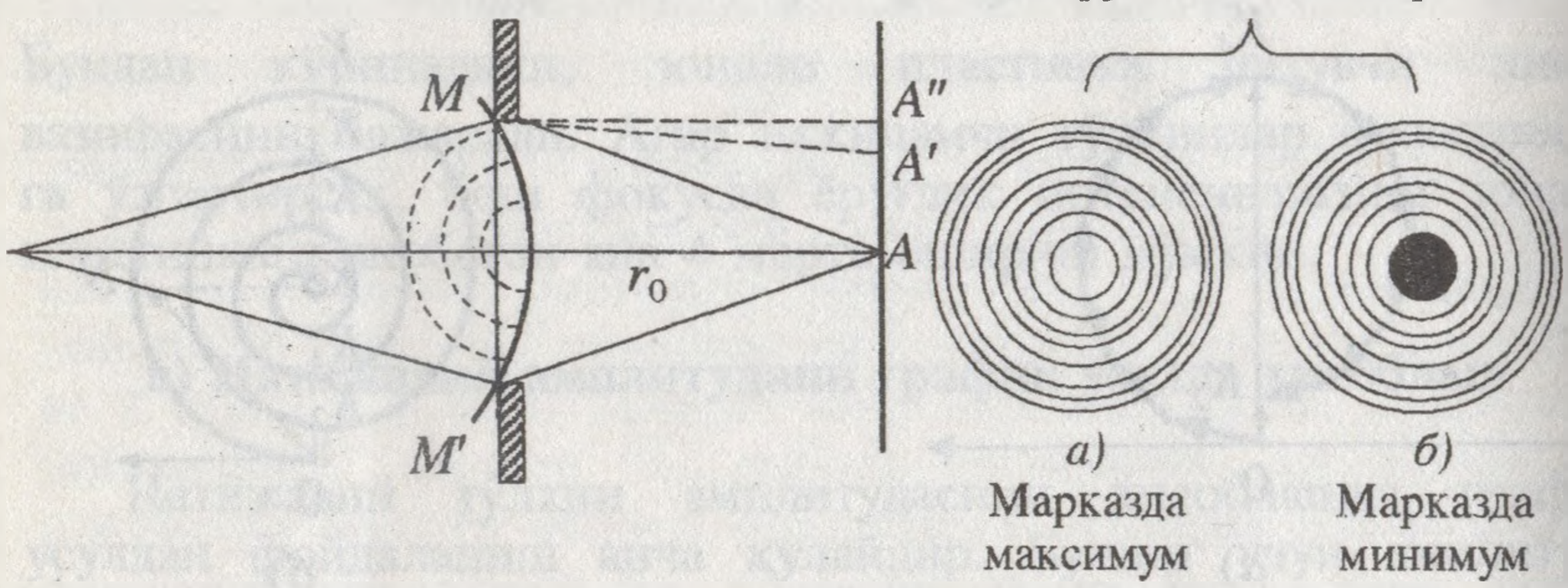
а) Доиравий тешикдан ҳосил бўладиган дифракция

Нуктавий ёруғлик манбаидан R масофада жойлашган диаметри MM га тенг бўлган думалоқ тешикдан ёруғли дифракциясини r_0 масофада жойлашган $Э$ экранда кузатайли Ёруғликнинг тўғри чизиқ бўйлаб таркалиш қонунига кўр экранда чегараси аниқ ёритилган доирадан иборат манзар кузатилиши лозим эди. Ҳақиқатда эса ёруғликнинг дифракцияс туфайли бутунлай бошқача манзара яъни дифракцион манзар кузатилади. $Э$ экран марказидаги A нуқтадаги ёруғли

интенсивлиги I думалоқ тешикда жойлашувчи Френель зоналарининг сонига боғлиқ (79 - расм).

Тешик ўлчамига ва ёруғликнинг тўлқин узунлиги λ га боғлиқ равишда A нуқтага таъсир этувчи Френель зоналари жуфт ёки тоқ бўлади. Агар Френель зоналарининг сони m тоқ бўлса, A нуқтада дифракцион максимум кузатилади (79а-расм). m жуфт бўлса, марказда минимум кузатилади (79б-расм). Дифракцион манзара:

Дифракцион манзара:



79–расм.

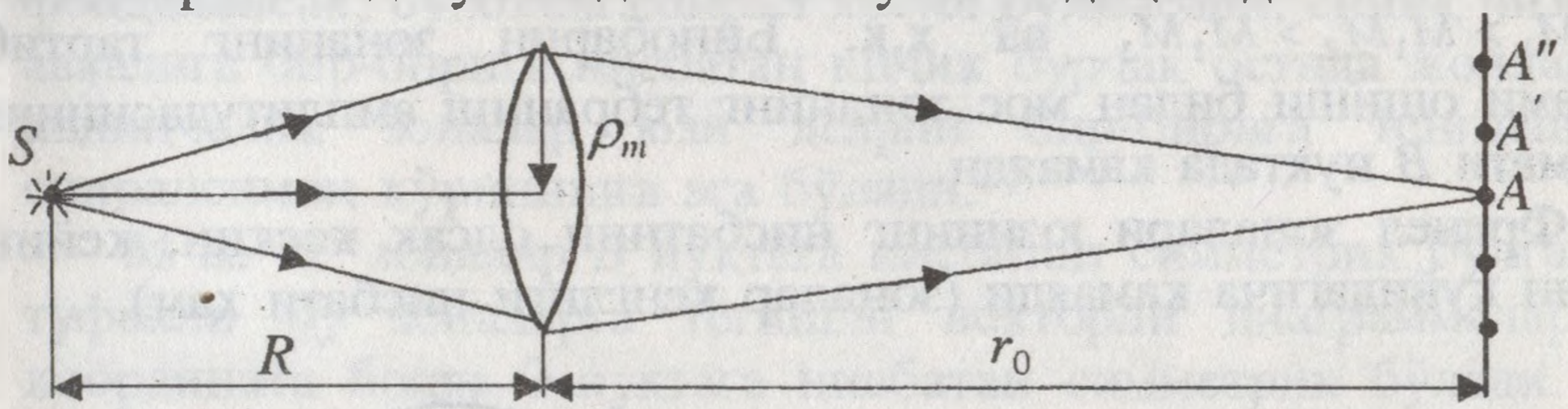
m–чи зона радиуси $\rho_m = \sqrt{m\lambda \dfrac{Rr_0}{R + r_0}}$ формуладан топилади. Экран маркази A нуқтадан узоқлашган сари (A^{I},A^{II},A^{III}) дифракцион манзара (ёруғ ва қоронғу ҳалқалар) йўқола боради, чунки интенсивлик $I \sim E_{0m}^{2}$ камая боради.

Агар думалоқ тешикда фақатгина битта Френель зонаси жойлашса, у вақтда дифракцион манзара кузатилмайди. Агар m Френель зоналарининг сони жуда катта бўлса, у вақтда геометрик соянинг жуда кичик соҳасидаги концентрик ҳалқалардан иборат манзара кузатилади, холос.

б) Доиравий (ношаффоф) экрандан ҳосил бўладиган дифракция

S – нуқтавий манба билан $Э$ экран ўртасига ρ - радиусли думалоқ ношаффоф экранни шундай жойлаштирайликки, бу экран m-та марказий Френель зонасини тўсиб қолсин, у вақтда экран марказидаги A нуқтага (m+1) зонадан бошлаб тебраниш

амплитудалари етиб келади. 35-§ дагидек мулоҳаза юритсак, А нуқтадаги ёруғлик интенсивлиги $I \approx E_{0\lambda}^2 \approx \frac{E_{01(m+1)}^2}{2}$ га тенг бўлишини кўрамиз, яъни марказда ёритилган (m жуфт ёки тоқ бўлишидан қатъий назар) доғ кузатилади, унинг атрофида қоронғу ва ёруғ концентрик халқалар жойлашади. *А* нуқтадан узоқлашган сари халқалар кескинлиги камайиб, маълум масофадан кейин бир текис ёритилган манзара ҳосил бўлади (80-расм). *А* нуқтада яъни геометрик соянинг марказида ёруғ доғни ҳосил бўлишини кузатган. Пуассон (Пуассон доғи) бу ҳодисани маънога эга эмас деди ва у бу тажрибани Френель дифракциясини тушунтирувчи ёруғликнинг тўлқин табиатини рад этиш учун далил сифатида келтирган эди, аммо Араго кўрсатадики Пуассон тажрибаларининг натижаси Френель хулосаларига зид бўлмасдан балки уни тасдиқлайди:

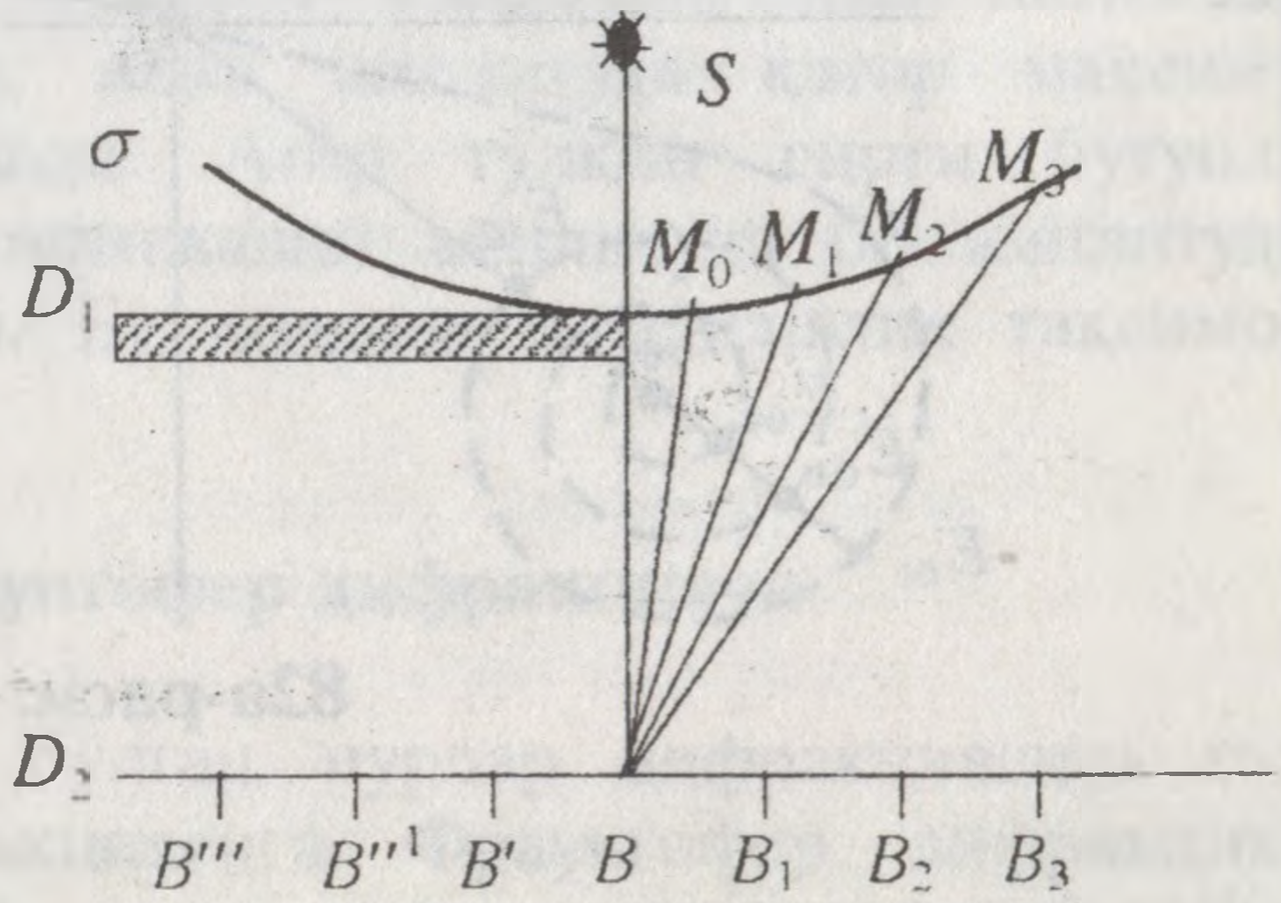


80–расм.

в) Ношаффоф экран четидан ҳосил бўладиган дифракция

Ёруғликнинг нуқтавий манбаи *S* дан тарқалаётган нурлар тўғри чизиқли четга эга бўлган D_1 экранга тушади. Кузатиш D_2 экранда олиб борилади 81-расм.

Ярим текисликнинг тўғри чизиқли четидан тўлқин фронти чегараланганлиги учун дифракция ҳодисаси кузатилади.

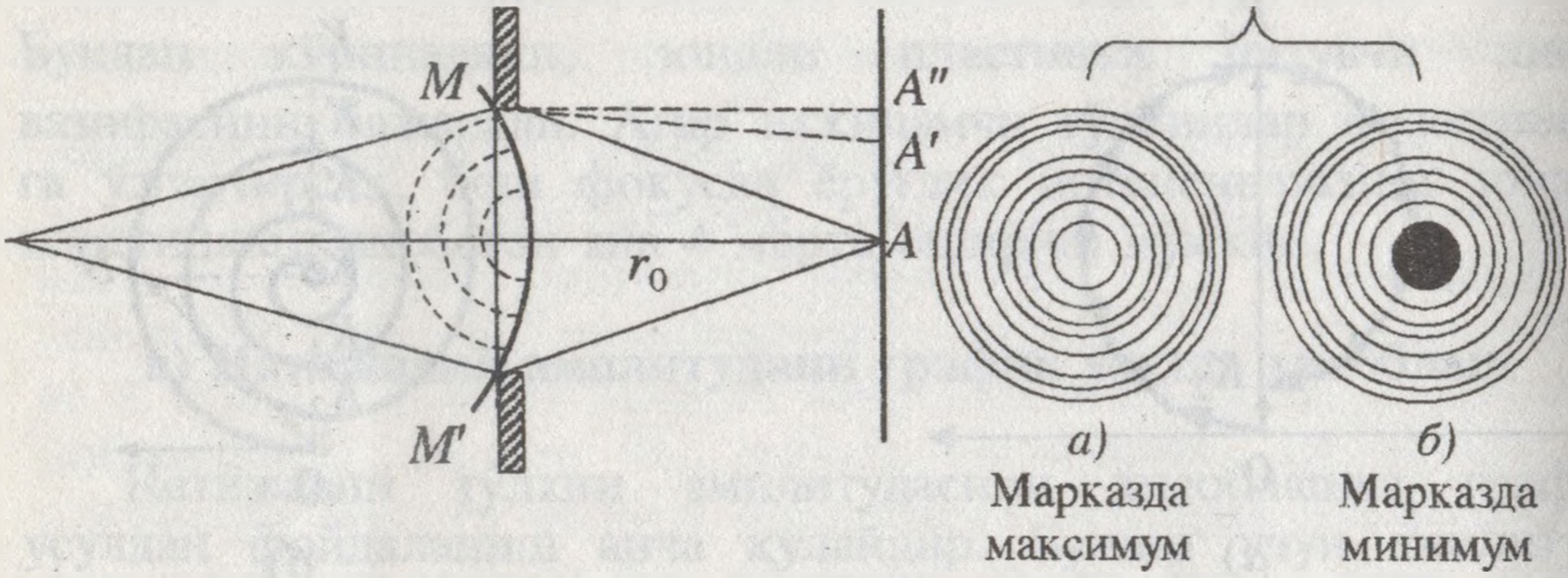


81–расм.

интенсивлиги I думалоқ тешикда жойлашувчи Френель зоналарининг сонига боғлиқ (79 - расм).

Тешик ўлчамига ва ёруғликнинг тўлқин узунлиги λ га боғлиқ равишда A нуқтага таъсир этувчи Френель зоналари жуфт ёки тоқ бўлади. Агар Френель зоналарининг сони m тоқ бўлса, A нуқтада дифракцион максимум кузатилади (79а-расм). m жуфт бўлса, марказда минимум кузатилади (79б-расм). Дифракцион манзара:

Дифракцион манзара:



79–расм.

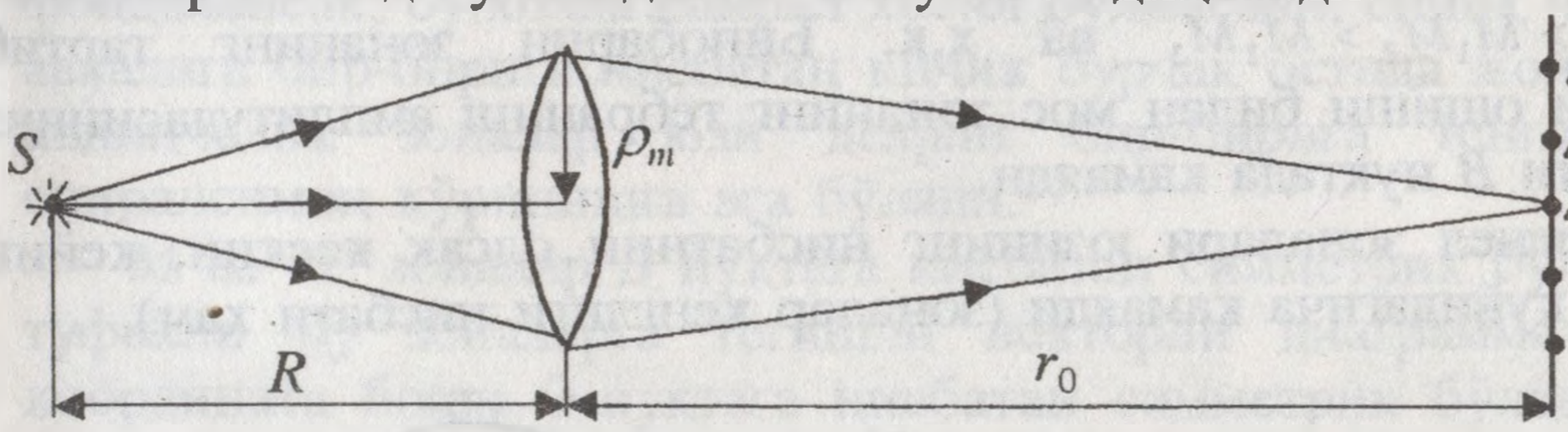
m–чи зона радиуси $\rho_m = \sqrt{m\lambda \frac{Rr_0}{R+r_0}}$ формуладан топилади. Экран маркази A нуқтадан узоқлашган сари (A^{I},A^{II},A^{III}) дифракцион манзара (ёруғ ва қоронғу ҳалқалар) йўқола боради, чунки интенсивлик $I \sim E_{0m}^{2}$ камая боради.

Агар думалоқ тешикда фақатгина битта Френель зонаси жойлашса, у вақтда дифракцион манзара кузатилмайди. Агар m Френель зоналарининг сони жуда катта бўлса, у вақтда геометрик соянинг жуда кичик соҳасидаги концентрик ҳалқалардан иборат манзара кузатилади, холос.

б) Доиравий (ношаффоф) экрандан ҳосил бўладиган дифракция

S – нуқтавий манба билан $Э$ экран ўртасига ρ - радиусли думалоқ ношаффоф экранни шундай жойлаштирайликки, бу экран m-та марказий Френель зонасини тўсиб қолсин, у вақтда экран марказидаги A нуқтага (m+1) зонадан бошлаб тебраниш

амплитудалари етиб келади. 35-§ дагидек мулоҳаза юритсак, А нуқтадаги ёруғлик интенсивлиги $I \approx E_{0\lambda}^2 \approx \frac{E_{01(m+1)}^2}{2}$ га тенг бўлишини кўрамиз, яъни марказда ёритилган (m жуфт ёки тоқ бўлишидан қатъий назар) доғ кузатилади, унинг атрофида қоронғу ва ёруғ концентрик ҳалқалар жойлашади. *A* нуқтадан узоқлашган сари ҳалқалар кескинлиги камайиб, маълум масофадан кейин бир текис ёритилган манзара ҳосил бўлади (80-расм). *A* нуқтада яъни геометрик соянинг марказида ёруғ доғни ҳосил бўлишини кузатган. Пуассон (Пуассон доғи) бу ҳодисани маънога эга эмас деди ва у бу тажрибани Френель дифракциясини тушунтирувчи ёруғликнинг тўлқин табиатини рад этиш учун далил сифатида келтирган эди, аммо Араго кўрсатадики Пуассон тажрибаларининг натижаси Френель хулосаларига зид бўлмасдан балки уни тасдиқлайди:

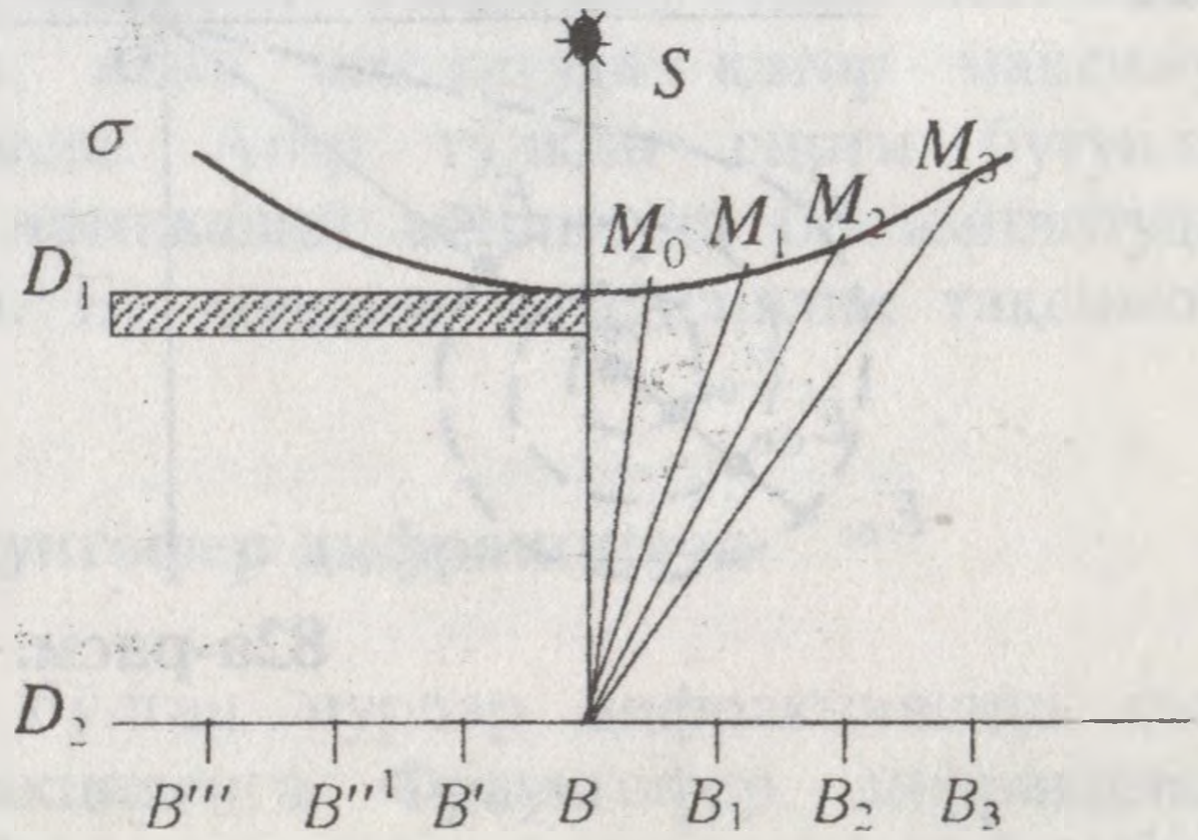


80–расм.

в) Ношаффоф экран четидан ҳосил бўладиган дифракция

Ёруғликнинг нуқтавий манбаи *S* дан тарқалаётган нурлар тўғри чизиқли четга эга бўлган D_1 экранга тушади. Кузатиш D_2 экранда олиб борилади 81-расм.

Ярим текисликнинг тўғри чизиқли четидан тўлқин фронти чегараланганлиги учун дифракция ҳодисаси кузатилади.



81–расм.

Дифракцион манзарани D_2 экранда баҳолаш учун худди аввалги ҳолларда гидек тўлқин фронтини зоналарга бўлиш керак. Лекин бу ҳолда ярим текислик ҳар бир зонани ярмини кесади (81-расм).

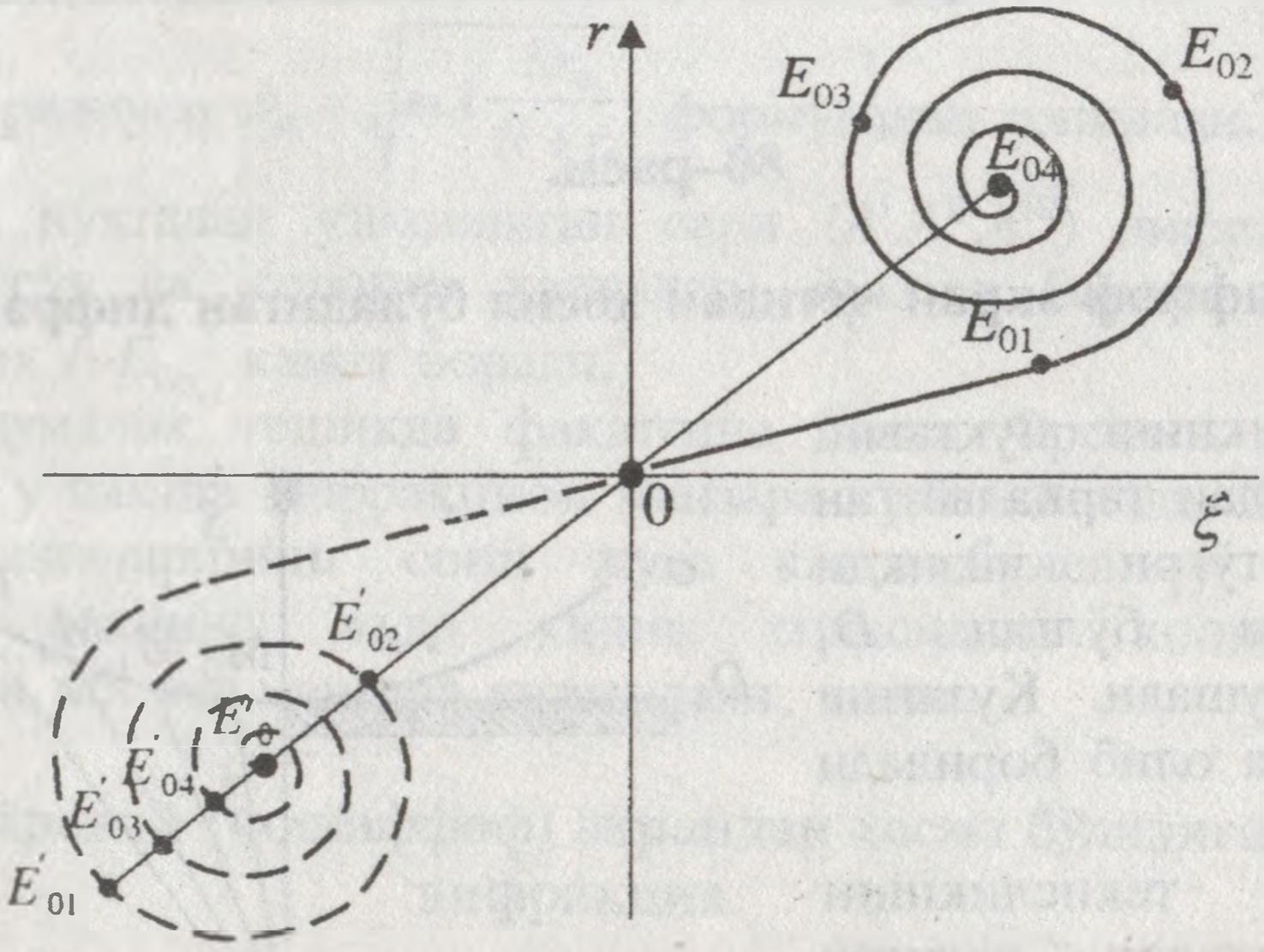
Натижада ҳар бир зонанинг ярми таъсирсиз қолади ва қисман очиқ қолган зоналар таъсирини ҳисобга олиш дифракция масаласини ҳал этишни қийинлаштиради. Бинобарин тўлқин фронтини зоналарга бўлишни бошқа усулини қараймиз.

Тўлқиннинг сферик фронти σ ни S ва M_1, M_1^{I}, M_2, M_2^{I} ва ҳ.к. нуқталар орқали ўтувчи ва экран D_1 қиррасига параллел бўлган текисликлар билан шундай бўламизки, қуйидаги шарт бажарилсин:

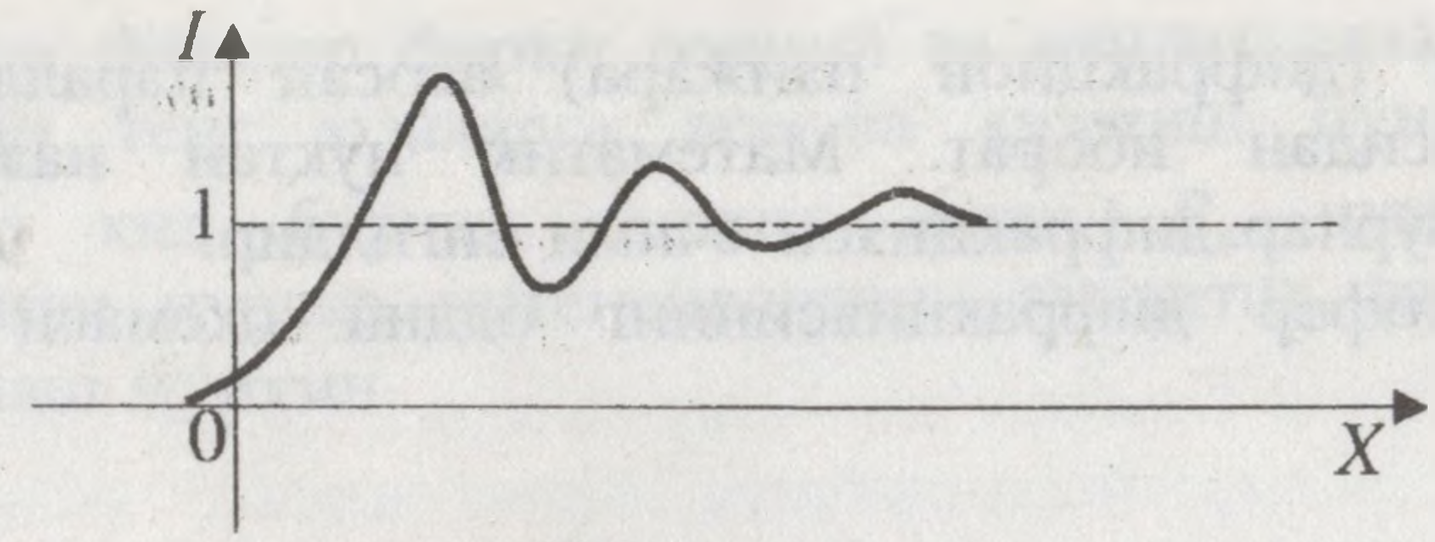
$$M_1B - M_0B = M_2B - M_1B = \ldots = M_1^IB = M_2^IB - M_1^IB = \ldots = \lambda/2$$

$M_0B, M_1B = M_1^IB$ ва ҳ.к. расм текислигида жойлашган бўлиб $M_0M_1 > M_1M_2 > M_2M_3$ ва ҳ.к. Бинобарин зонанинг тартиб рақами ошиши билан мос зонанинг тебраниш амплитудасининг қиймати B нуқтада камаяди.

Френел зоналари юзининг нисбатини олсак кескин, кейин секин қуйидагича камаяди (зоналар кенглиги нисбати ҳам).



82а-расм.



82б-расм.

$$\Delta\sigma_1 : \Delta\sigma_2 : \Delta\sigma_3 : \Delta\sigma_4 \ldots = 1 : 0{,}41 : 0{,}32 : 0{,}27 \ldots$$

Бинобарин зонанинг тартиб рақами ошиши билан мос зонанинг тебраниш амплитудасининг қиймати B нуқтада камаяди. Агар ҳар бир зонани кичик зоначаларга бўлсак, уларнинг юзи ҳам юқоридагидек муносабатда бўлади. Шунинг учун амплитудаларни график усулда қўшиш қоидасидан фойдалансак, бу холда спирал хосил бўлмасдан, синиқ чизиқлар аввалига бир-бирига нисбатан кичик бурчак остида жойлашади, кейинчалик зоналар юзи деярли бир-бирига тенглашганда спиралсимон кўринишга эга бўлади.

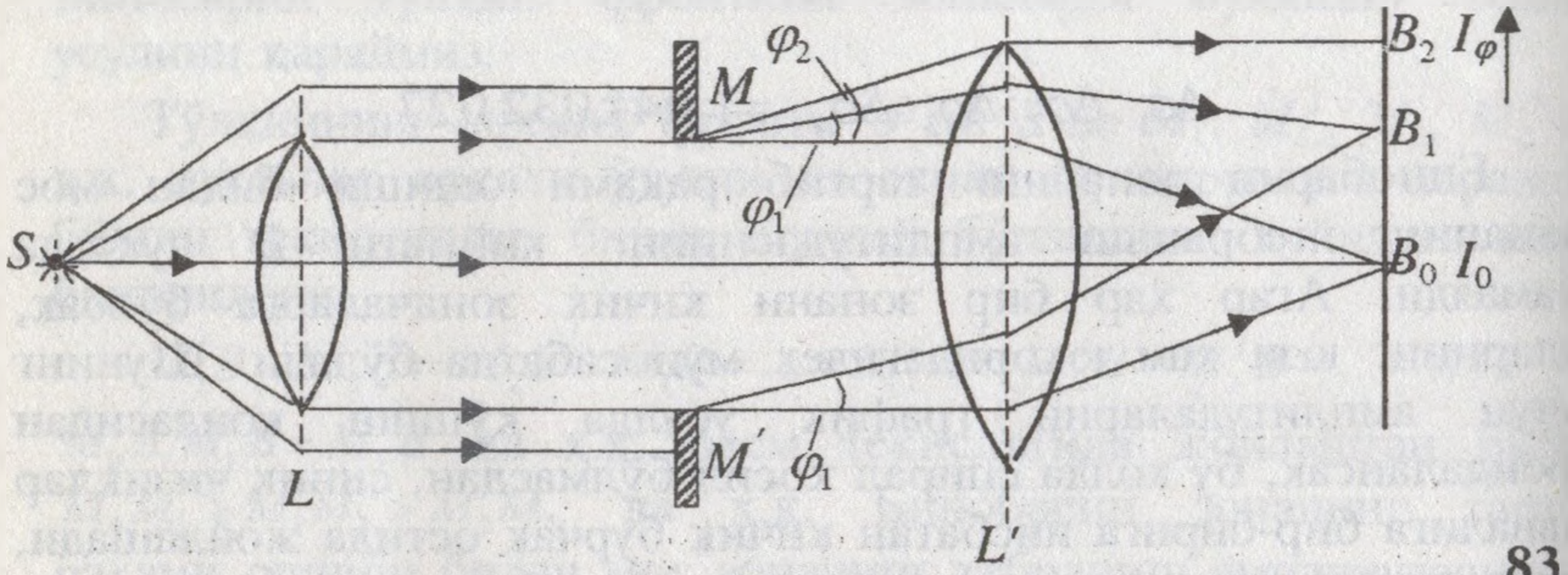
M ва M^1 зоналар B нуқтага нисбатан симметрик бўлганлиги туфайли бу зоналарга тегишли векторли диаграммалар хам координата боши 0 нуқтага нисбатан симметрик бўлади. Агар зоналар кенглиги жуда кичик қилиб олинса, синиқ чизиқлар силлиқ чизиққа айланиб, Корню спирали ҳосил бўлади (82а-расмга қаранг). Ёпилмаган зоналардан келувчи нурлар спиралнинг ўнг (мусбат) қисмини ташкил этади ва натижавий тебраниш $0F$ вектори билан тасвирланади. Агар B нуқтани геометрик соя соҳасидан штрихланган зоналар томонига силжитсак, бу зоналарнинг сонини ўзгариши билан натижавий амплитуда ҳам ўзгаради, яъни амплитуда қатор максимум қийматларни қабул қилади. Агар тўлқин сирти бутунлай очилган бўлса, у ҳолда натижавий амплитуда $0F$ амплитудан икки марта катта бўлади. Бу ҳолдаги интенсивлик тақсимоти 83б-расмда кўрсатилган.

37-§. Фраунгофер дифракцияси

Тўлқин сирти ясси бўлган нурлар дифракциясига яъни параллел нурлар дифракциясига Фраунгофер дифракцияси дейилади (1822 й.) У Френель дифракциясидан принципиал жиҳатидан фарқ қилмайди, амалда оптик асбоблардаги

дифракция (дифракцион панжара) асосан параллел нурлар дифракциясидан иборат. Математик нуқтаи назардан ҳам параллел нурлар дифракцияси ечими енгилдир.

Фраунгофер дифракциясининг оддий схемаси 83-расмда берилган.



83-расм.

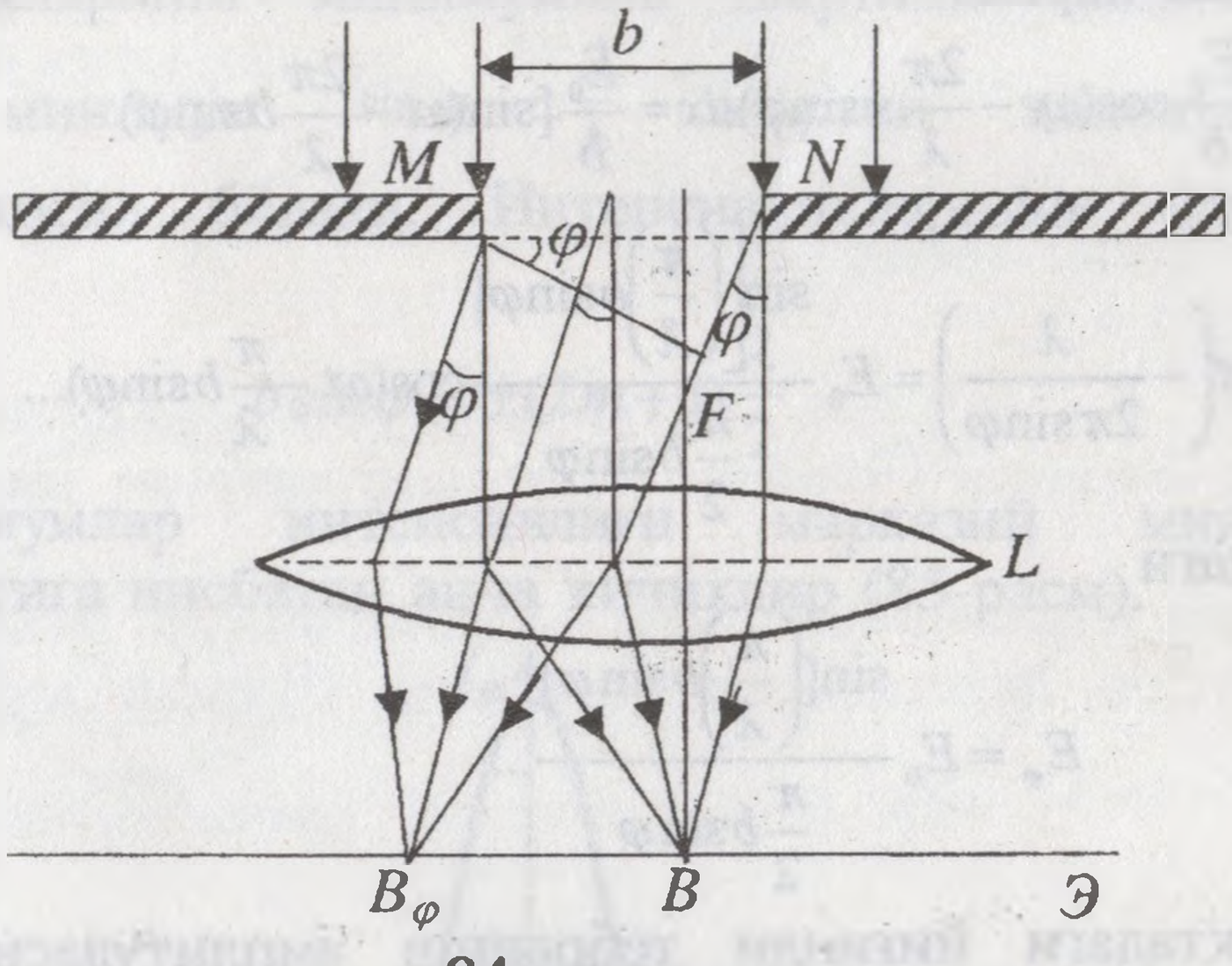
Линза фокусида жойлашган нуқтавий *S* манбадан чиқувчи ёруғлик нурлари *L* линзадан ўтиб параллел нурлар дастасига айланади ва *MM′* тирқишли экранга тушиб турли бурчаклар φ_1, $\varphi_2, \varphi_3, \ldots$ остида дифракцияланади. *L′* линза ёрдамида бу дифракцияланган нурлар *Э* экранда дифракцион манзарани ҳосил қилади. Умуман тирқиш деб кенглиги кичик (0,01-0,02 мм) ва узунлиги бир неча миллиметрга тенг бўлган тўғри бурчакли тешикка айтилади. Агар тирқишнинг узунлиги энидан бир неча марта катта бўлса, у ҳолда бундай тирқишга чексиз узун тирқиш дейилади.

38-§. Якка тирқишдан ҳосил бўладиган Фраунгофер дифракцияси

Ясси монохроматик ёруғлик тўлқини *b* кенгликдаги тирқишга тушиб, *L* линза фокал текислигидаги *Э* экранда дифракцион манзарани беради (84-расм).

Исталган B_φ нуқтадаги тебраниш амплитудасини ҳисоблаш учун *b* тирқишдаги тўлқин сиртини ўзаро тенг ва параллел бўлган зоналарга бўламиз. Бу зоналарнинг ҳар бири B_φ нуқтага етиб келувчи янги тўлқин манбаи бўлади, қўшни зоналардан

келувчи тўлқин фазалар фарқи доимий ва амплитудалари тенг, чунки зоналар тенг юзаларга эга ва кузатиш йўналишига нисбатан бир хил бурчак ташкил этади. B_φ нуқтасидаги дифракцияланган нурлар интенсивлигини аналитик ва график усулда ҳисоблаш мумкин.



84–расм.

а) Аналитик усул

Бу усулда «b» тиркишга тушувчи тўлқин сиртини dx кенгликдаги элементар зоналарга ажратилади. Ҳар бир зонадан ҳосил бўладиган ғалаён қуйидаги тенглама билан ифодаланади:

$$dE_0 = c\,dx \cdot \cos \omega t \ldots \qquad (6.16а)$$

бунда c – доимий катталик.

Агар тиркиш кенглиги бўйича тушувчи тўлқин амплитудасини E_0 билан ифодаласак, у ҳолда бу катталик қуйидагича аниқланади:

$$E_0 = \int_0^b c \cdot dx \ldots \qquad (6.16б)$$

Бундан $c = E_0/b$ ва

$$dE_0 = (E_0 / b) \cdot \cos \omega t \ldots \qquad (6.16в)$$

M нуқтадан X масофада MF текисликда кенглиги dx га тенг бўлган ихтиёрий зона туфайли ҳосил бўлган ғалаён қуйидаги тенглик билан ифодаланади:

$$dE = \frac{E_0}{b} dx \cos(\omega t - kx \sin\varphi) \qquad (6.16г)$$

бу ерда $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ тўлқин сони; B_φ нуқтадаги натижавий ғалаённи топиш учун b тиркиш эни кенглигидаги бутун кичик элементар ғалаёнланишлар йиғиндисини олиш керак, яъни (6.16г) ни интеграллаш керак:

$$E = \int_0^b \frac{E_0}{b} \cos(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} x \sin\varphi) dx = \frac{E_0}{b} [\sin(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} b \sin\varphi) -$$

$$- \sin\omega t \left(- \frac{\lambda}{2\pi \sin\varphi} \right) = E_0 \frac{\sin\left[\left(\frac{\pi}{\lambda} \right) b \sin\varphi \right]}{\frac{\pi}{2} b \sin\varphi} \cos(\omega t - \frac{\pi}{\lambda} b \sin\varphi) \ldots \qquad (6.17)$$

Бу ифодадаги

$$E_\varphi = E_0 \frac{\sin[\left(\frac{\pi}{\lambda} \right) b \sin\varphi]}{\frac{\pi}{2} b \sin\varphi} \ldots . \qquad (6.18)$$

B_φ нуқтадаги йиғинди тебраниш амплитудасини беради. Ёруғликнинг электр майдон кучланганлигини (6.17) ифода ёрдамида аниқлашда қуйидаги тригонометрик ифодадан фойдаланади:

$$\sin\alpha - \sin\beta = 2 \sin \frac{\alpha - \beta}{2} \cos \frac{\alpha + \beta}{2} \ldots . \qquad (6.19)$$

Дифракция бурчаги φ=0 бўлгандаги дифракцион манзара марказидаги ёруғлик интенсивлиги I_0 га тенг бўлсин. Натижада маълум φ бурчак остида дифракцияланган нурлар интенсивлиги қуйидаги тенглик орқали аниқланади:

$$I = I_0 \frac{\sin^2 \left[\left(\frac{\pi}{\lambda} \right) b \sin\varphi \right]}{\left(\frac{\pi}{\lambda} b \sin\varphi \right)^2} \qquad (6.20)$$

Бу тенгликдан қуйидагича хулоса келиб чиқади:

$$I_{-\varphi} = I_{+\varphi} \qquad (6.21)$$

яъни дифракцион манзара линза марказига нисбатан симметрик равишда жойлашган бўлади (85 - расм).

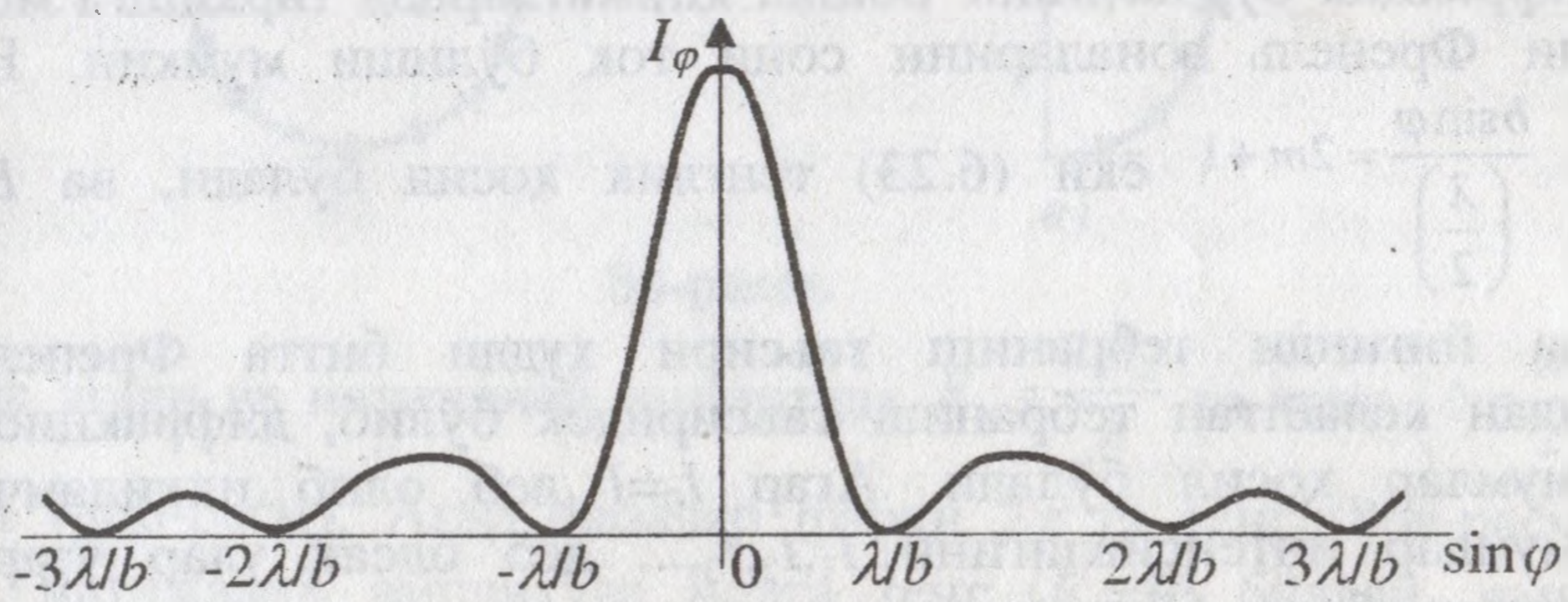
Агар φ=0 бўлса, $\lim_{\alpha\to 0}\frac{\sin_\alpha}{\alpha}=1$ бўлганлиги учун (6.18) дан E_φ=E_0 бўлади, фазалар фарки

$$\delta=\frac{\pi}{\lambda}b\sin\varphi=\pm m\pi,\ (m=1,2,3,....)\ \text{яъни}\ b\sin\varphi=\pm m\lambda \qquad (6.22)$$

бўлса, E_φ=0 бўлади. Шундай қилиб, $b\sin\varphi=\pm m\lambda$ интенсивликларнинг минимумлик шартини ташкил қилади. Биринчи минимум $\sin\varphi=\pm\frac{\lambda}{b}$ шартни қаноатлантирувчи бурчакда ҳосил бўлади. Интенсивликларнинг максимумлик шарти:

$$b\sin\varphi=\pm(2m+1)\frac{\lambda}{2} \qquad (6.23)$$

I_φ максимумлар интенсивлиги марказий минимум I_0 интенсивлигига нисбатан анча кичикдир (85-расм).



85–расм.

Ҳосил бўлган дифракцион максимум ва минимумлар қуйидагича тушунтирилади. Дифракцияланувчи иккита нурлар йўллар фаркини фикран ҳар бирининг узунлиги 1/2λ га тенг бўлган кесмачаларга ажратамиз. Натижада тиркишга тушаётган тўлқин фронти тенг бўлакларга бўлинади ва иккита қўшни зоналардан келаётган нурларни B_φ нуқтадаги йўлларнинг фарқи ҳам 1/2λ тенг бўлади. Бу ҳолда Френель зоналарини сони m қуйидагича аниқланади. Агар тиркиш кенглиги AB=b бўлса, дифракцияланувчи иккита ёруғлик тўлқинларининг йўллар фарқи Δ=$b\sin\varphi$ бўлиб, иккинчи томондан юқорида келтирилган мулоҳазамизга асосан $\Delta=m\frac{\lambda}{2}$, бинобирин

$$m = \frac{b\sin\varphi}{\left(\frac{\lambda}{2}\right)} \ldots \qquad (6.24)$$

Дифракция бурчаги (φ) нинг баъзи қийматларида тиркишга жойлашадиган Френель зоналарининг сони жуфт бўлиб, бу ҳол учун қуйидаги шарт бажарилади:

$$\frac{b\sin\varphi}{\left(\frac{\lambda}{2}\right)} = 2m$$

ёки (6.22) тенглик ҳосил бўлади.
Бундан m=1,2,3,4,5,...

Натижада B_φ нуқтада тўлқинлар қарама-қарши фазада учрашиб бир-бирини ўчиради, яъни дифракцион минимумлар ҳосил бўлади.

Дифракция бурчагининг бошқа қийматларида тиркишга мос келувчи Френель зоналарини сони тоқ бўлиши мумкин. Бу ҳолда $\frac{b\sin\varphi}{\left(\frac{\lambda}{2}\right)} = 2m+1$ ёки (6.23) тенглик ҳосил бўлади, ва B_φ нуқтада йиғинди тебраниш таъсири худди битта Френель зонасидан келаётган тебраниш таъсиридек бўлиб, дифракцион максимумлар ҳосил бўлади. Агар I_0=I деб олиб иккиламчи максимумлар интенсивлигини $I_1,I_2,I_3,\ldots$ деб олсак улар ўзаро қуйидаги нисбатда бўлади:

$$I_0 : I_1 : I_2 : I_3 = 1 : 0{,}045 : 0{,}016 : 0{,}008 \qquad (6.25)$$

Максимум ва минимумлар ҳолати тўлқин узунлиги λ га боғлиқ. Шунинг учун бу келтирилган мулоҳазалар монохроматик рангдаги тўлқин узунликлари учун ўринлидир. Агар тушувчи ёруғлик оқ бўлса, у ҳолда дифракцион манзара марказида оқ, атрофи эса рангли бўлади, (бинафша ранг марказга якин, қизил ранг узокда жойлашади.

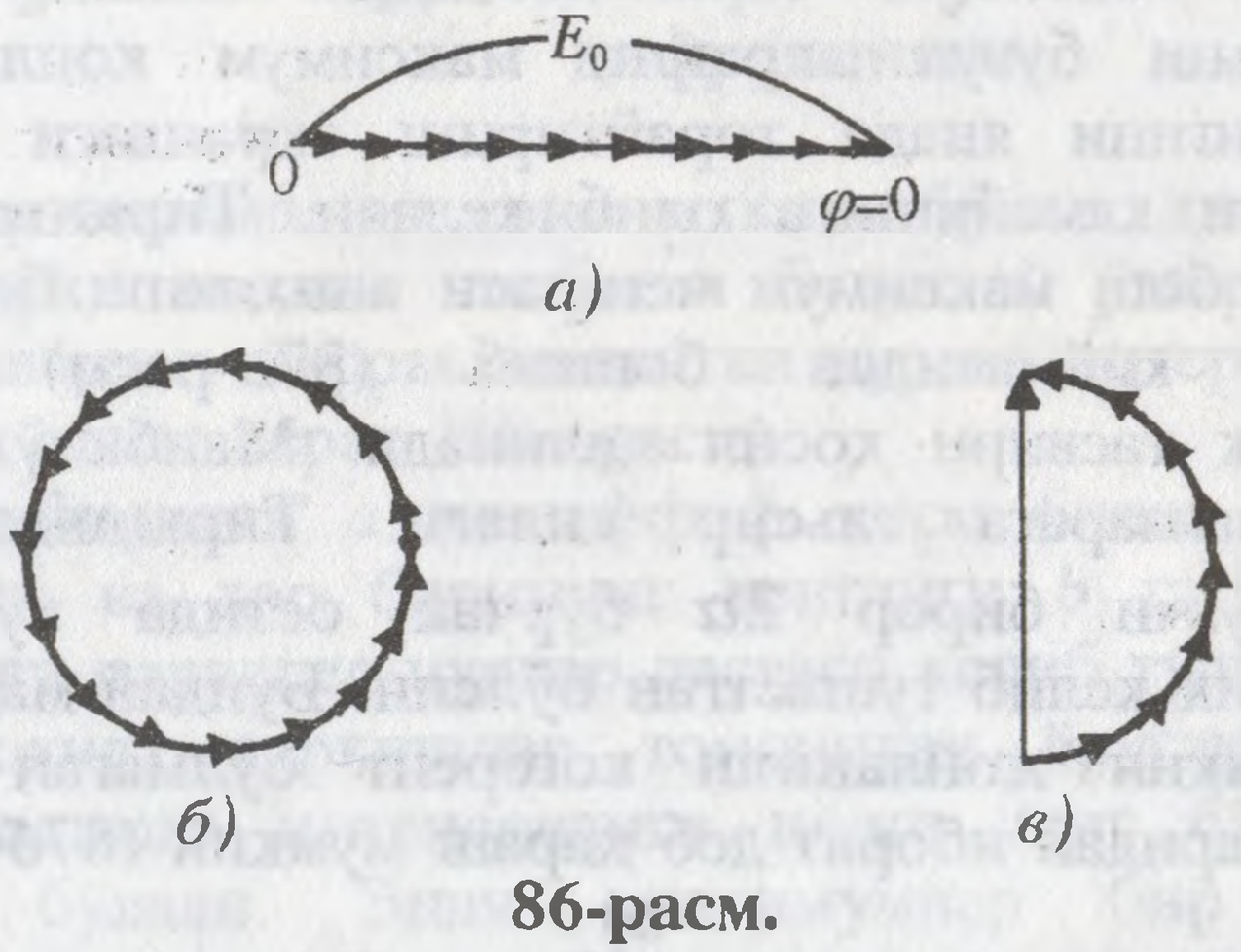
б) Амплитудаларни график усулда қўшиш

Бу усулда ҳам тиркиш кенглигидаги тўлқин сиртини бир хил кенгликдаги жуда кичик зоналарга бўламиз. Ҳар бир зонадан тарқалувчи элементар тўлқин бир хил ΔE_0 амплитудага эга бўлсин. Дифракция бурчаги φ га қараб, бу тўлқинлар

фазалари бир биридан δ миқдорга фарқ қилсин. φ=0 бўлса δ=0, у вақтда B_φ нуқтадаги йиғинди тўлқин амплитудаси E_0 элементар тўлқинлар амплитудасининг алгебраик йиғиндисидан иборат бўлади (86а-расм).

$$E_\varphi = E_0 = \Delta E_0 + \Delta E_0 + \Delta E_0 + \ldots + \Delta E_0 = m\Delta E_0$$

Агар тиркиш четки нуқталаридан келувчи нурлар фазалар фарқи $\delta=\pi$ бўлса, зоналардан келувчи элиментар тулкин амплитудалари ярим айлана



86-расм.

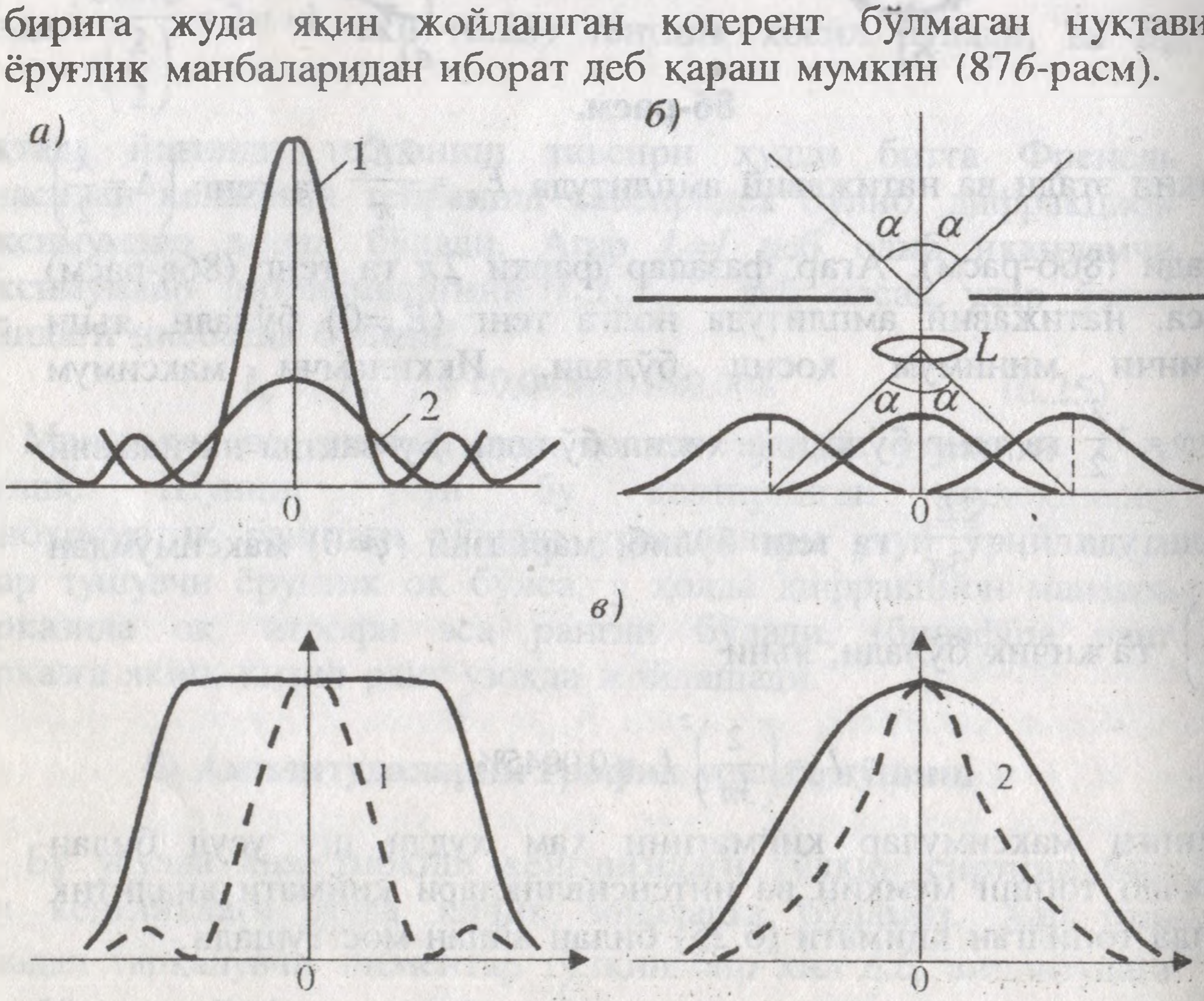
ташкил этади ва натижавий амплитуда $E_\varphi = \frac{2E_0}{\pi}$ га тенг $\left(\Delta = \frac{\lambda}{2}\right)$ бўлади (86б-расм). Агар фазалар фарқи 2π га тенг (86в-расм) бўлса, натижавий амплитуда нолга тенг (E_φ=0) бўлади, яъни биринчи минимум ҳосил бўлади. Иккиламчи максимум $b\sin\varphi = 3\frac{\lambda}{2}$ га тенг бўлганда ҳосил бўлади. Бу вақтда натижавий амплитуда $E_1 = \frac{2E_0}{3\pi}$ га тенг бўлиб, марказий (φ=0) максимумдан $\left(\frac{2}{3\pi}\right)^2$ га кичик бўлади, яъни

$$I_1 = \left(\frac{2}{3\pi}\right)^2 I_0 \approx 0{,}0045\%$$

Кейинги максимулар қийматини ҳам худди шу усул билан аниқлаб топиш мумкин ва интенсивликлари қиймати аналитик усулда топилган қиймати (6.25) билан айнан мос тушади.

39-§. Тирқиш кенглиги ва ёруғлик манбаи ўлчамининг дифракцияга таъсири

Юқоридаги мулоҳазалардан кўринадики, тирқиш кенглиги ва ёруғлик манбаи ўлчами дифракцион манзарага таъсир қилади. Ҳақиқатдан ҳам $b\sin\varphi = \pm m\lambda$ формуладан кўринадики, тирқиш кенглиги b қанча кичик бўлса, sinφ нинг қиймати шунча катта бўлади. Агар $b=\lambda$ бўлса ($m=1$ учун) $\sin\varphi=1$, $\varphi = \pi/2$, яъни биринчи максимум экран четидан чексиз узоқликда жойлашади, яъни бутун экранни максимум қоплаб олади. Тирқиш кенглигини янада торайтириш экрандаги максимум ёритилганлигини камайишига олиб келади. Тирқиш кенглиги ортиши билан, бош максимум чегараси аниқлаша боради ва b нинг маълум қийматидан бошлаб (87*а*-расм) марказда манбанинг аниқ тасвири ҳосил қилинади. Манба ўлчами ҳам дифракцион манзарага таъсир қилади. Тирқишдан чексиз узоқликда турувчи бирор 2α бурчак остида кўринадиган манбадан ёруғлик келиб тушаётган бўлсин. Бундай манбани бир бирига жуда яқин жойлашган когерент бўлмаган нуқтавий ёруғлик манбаларидан иборат деб қараш мумкин (87*б*-расм).



87-расм.

Манбанинг четки нуқталаридан келувчи нурлар дифракцияси бутун манбадан келувчи нурлар дифракциясини характерлайди. Тажриба кўрсатадики манба ўлчамига боғлиқ бўладиган дифракция тирқиш ўлчамига ҳам боғлиқ. Тирқиш ўлчами қанча кичик бўлса, дифракцион манзара шунча яққолроқ бўлади Тирқиш кенглиги қанча катта бўлса, дифракцион манзара шунча хиралашади (87*в*-расм).

40-§. Икки тирқишдан ҳосил бўладиган Фраунгофер дифракцияси

Агар тирқишлар сони иккита бўлса, дифракцион манзара якка тирқишникига нисбатан бутунлай ўзгаради. Энди қўшни тирқишлардан дифракцияланган нурлар интерференциясини ҳам ҳисобга олиш керак (88*а*-расм).

Бир-биридан a ношаффоф қисм билан ажратилган ўзаро параллел ва ҳар бирининг кенглиги b га тенг бўлган икки тирқишга параллел нурлар дастаси келиб тушаётган бўлсин.

Алоҳида тирқишлар томонидан ёруглик тарқалмайдиган йўналишларда интенсивлиги нолга тенг бўлган минимумлар ҳосил бўлади. Энди максимумлар бир тирқиш ҳолида кузатганимиздек барча йўналишларда ҳосил бўлмайди. баъзи йўналишларда иккита тирқишлардан келаётган ёруглик нурлари бир-бирини йўқотади. Демак, бир тирқишдан фаркли ҳолда иккита тирқиш амал қилаётганда қўшимча минимумлар ҳосил бўлади. Йўллар фарқи $\Delta=\lambda/2,3\lambda/2,5\lambda/2$ ва ҳ.к. га тенг бўлган йўналишларда (мисол тариқасида чап томонидаги M ва M_1 четки нуқталаридан келаётган нурлар) интенсивлиги нолга тенг бўлган қўшимча минимумлар ҳосил бўлади, яъни

$$M_1F_1=MM_1\sin\varphi=(m+1/2)\lambda/2 \qquad (6.26)$$

Бунда $m=0,1,2,3$

Бир тирқишнинг таъсири иккинчи тирқиш томонидан кучайтирилади, агар қўйидаги шарт бажарилса:

$$M_1F_1=MM_1\sin\varphi=m\lambda \qquad (6.27)$$

Бундай максимумларга бош максимумлар дейилади. Юқорида кўрсатилган *а* ва *в* катталиклар йиғиндисини d билан ифодалаб, қўшимча минимумлар ва бош максимумлар шартини қўйидагича ёзамиз:

$$d\sin\varphi=(2m+1)\lambda/2 \text{ (қўшимча минимумлар)} \qquad (6.28)$$

$$d\sin\varphi=m\lambda \text{ (бош максимумлар)} \qquad (6.29)$$

Қайд этиш лозимки, бир тиркиш ҳолида аввалги минимумлар ҳосил бўлиш шарти $b\sin\varphi=(m+1)\lambda$ эди.

Қўшни тиркишдан дифракцияланаётган нурларнинг йўллар фарқи:

$$d\sin\varphi=m\lambda \qquad (6.30)$$

Ана шундай йўналишларда дифракцион максимумлар кузатилиб, бу максимумларга бош максимумлар дейилади. Бундан ташкари $d\sin\varphi=(2m+1)\frac{\lambda}{2}$ йўналишларда қўшимча минимумлар ҳосил бўлади $(m=0,\pm1,\pm2,\pm3,\ldots)$

41-§. Дифракцион панжара

Бир биридан тенг узоқликда жойлашган ва бир хил кенгликдаги параллел тиркишлар тизимига дифракцион пажара дейилади. Бундай панжара ёруғликни ўтказадиган b ва ўтказмайдиган a кенгликлардан иборат бўлиб, $d=a+b$ га дифракцион панжара доимийси (даври) дейилади. Доимийси d га тенг бўлган N та тиркишли дифракцион панжарага нормал равишда ясси монохроматик тўлқин тушаётган бўлсин (88а-расм). У ҳолда қўшни тиркишлардан φ бурчак остида дифракцияланаётган нурлар орасидаги йўллар фарқи $\Delta=d\sin\varphi$ га тенг бўлади. Шу фарқ $m\lambda$ га тенг бўлган йўналишларда бош максимумлар ва $(mN+1)\frac{\lambda}{N}$ йўналишларда қўшимча минимумлар деб аталувчи $N-1$ та минимум ҳосил бўлади. (88б-расм). Шундай қилиб, бош максимумлар шарти

$$d\sin\varphi=mN\frac{\lambda}{N}=m\lambda \qquad (6.31а)$$

бунда $(m=0,\pm1,\pm2,\pm3,\ldots)$ дифракция тартиби.

Қўшимча минимумлар шарти:

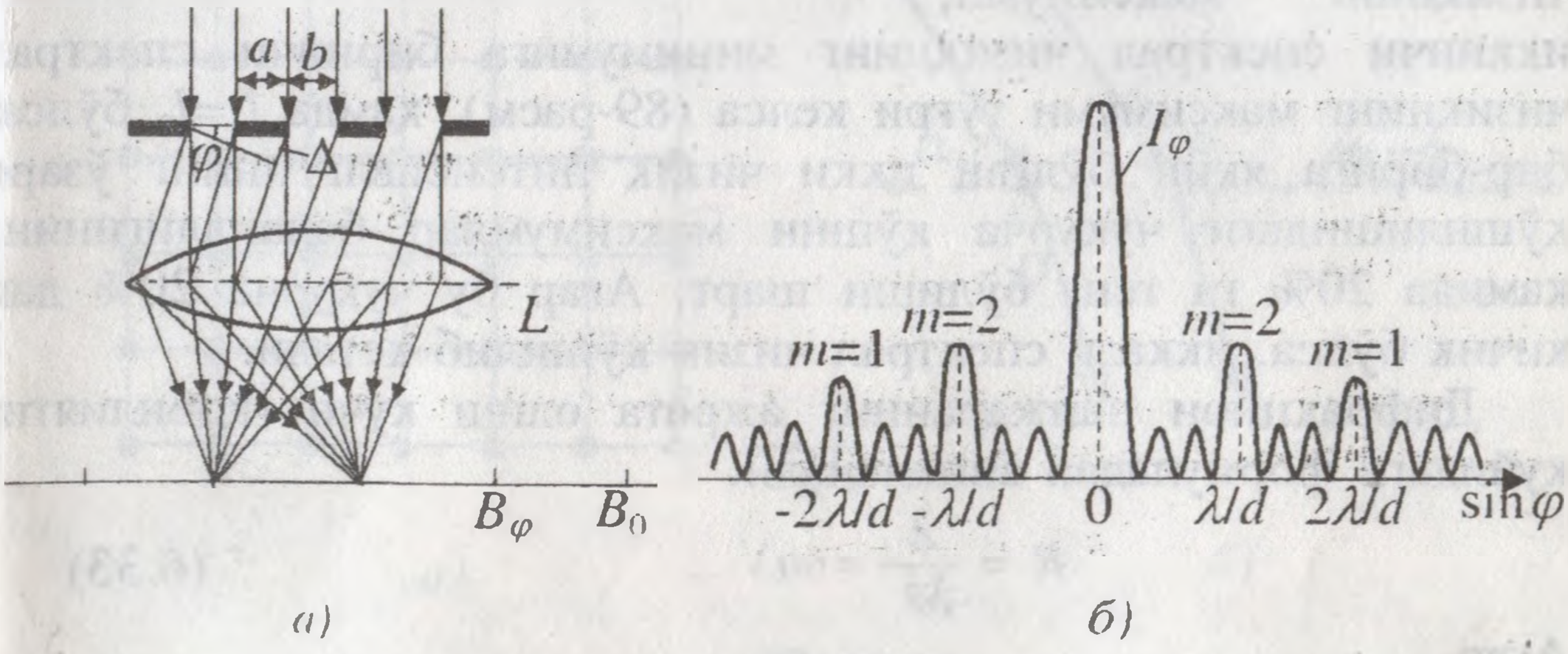
$$d\sin\varphi=(mN+1)\frac{\lambda}{N} \qquad (6.31б)$$

Қўшимча минимумлар оралиғида интенсивлиги жуда кичик бўлган иккиламчи максимумлар ҳам ҳосил бўлади. Қўшни бош максимумлар орасидаги бу иккиламчи максимумлар сони $N-2$ га тенг бўлади. Дифракцион панжаралар нурланишнинг спектрал таркибини ўрганишда жуда кенг қўлланилади. Уларни ажрата олиш қобилияти анча юқори ($\sim10^5$). Дифракцион пажарада

максимум ва минимумларни ҳосил бўлиши қуйидагича тушунтирилади. Ҳар бир алоҳида тирқишдан B_φ нуқтага етиб келаётган тебранишлар учун $d\sin\varphi=2m\lambda/2$ шарт бажарилганда интерференция натижасида экранда қоронғулик ҳосил бўлади, яъни асосий интерференцион минимумлар кузатилади. Энди $d\sin\varphi=(2m+1)\lambda/2$ тенглик бажарилса экранда ёруғлик интерференцион максимумлар ҳосил бўлади. Тирқишлар сони иккита бўлган ҳолни қараймиз.

Бунда φ нинг шундай қийматлари мавжуд бўладики, иккита қўшни тирқишларнинг мос нуқталаридан (мисол биринчи ва иккинчи тирқишларнинг чап четларидан) келаётган тебранишлар B_φ нуқтада бир хил фазада учрашади. Фазалар фарқи $\delta=2\pi n$ бўлганда $d\sin\varphi=2m\lambda/2$; $m=0,1,2,3,\ldots$ бўлиб ёруғ интерференцион максимумлар кузатилади. Бу максимумларга асосий максимумлар дейилади.

Дифракция бурчаги φ нинг бошқа баъзи қийматларида иккита тирқиш мос нуқталаридан келаётган тебранишлар қарама-қарши фазада учрашади, яъни $d\sin\varphi=(2m+1)\lambda/2$ шарти бажарилиб қўшимча минимумлар ҳосил бўлади. Бундан ташқари φ нинг шундай қийматлари ҳам мавжудки, бунда икала тирқишнинг мос нуқталаридан экранни бирор нуқтасига келиб тушувчи тебранишлар бир хил ёки қарама-қарши фазада ҳам бўлмайди. Бу нурлар интерференциялашиб максимумни ҳам ёки минимумни ҳам ҳосил қилмайди. Бу ҳолда B_φ нуқтадаги ёритилганлик бирор оралиқ интенсивликка эга бўлади.



а) *б)*

88–расм.

Энди тиркишлар сони иккита эмас, балки тўрт ёки саккизта бўлган ҳолларни кўрайлик. Бу ҳолда кузатиладиган интерференцион манзарада интенсивликнинг тақсимланиши қуйидаги 89-расмда келтирилган.

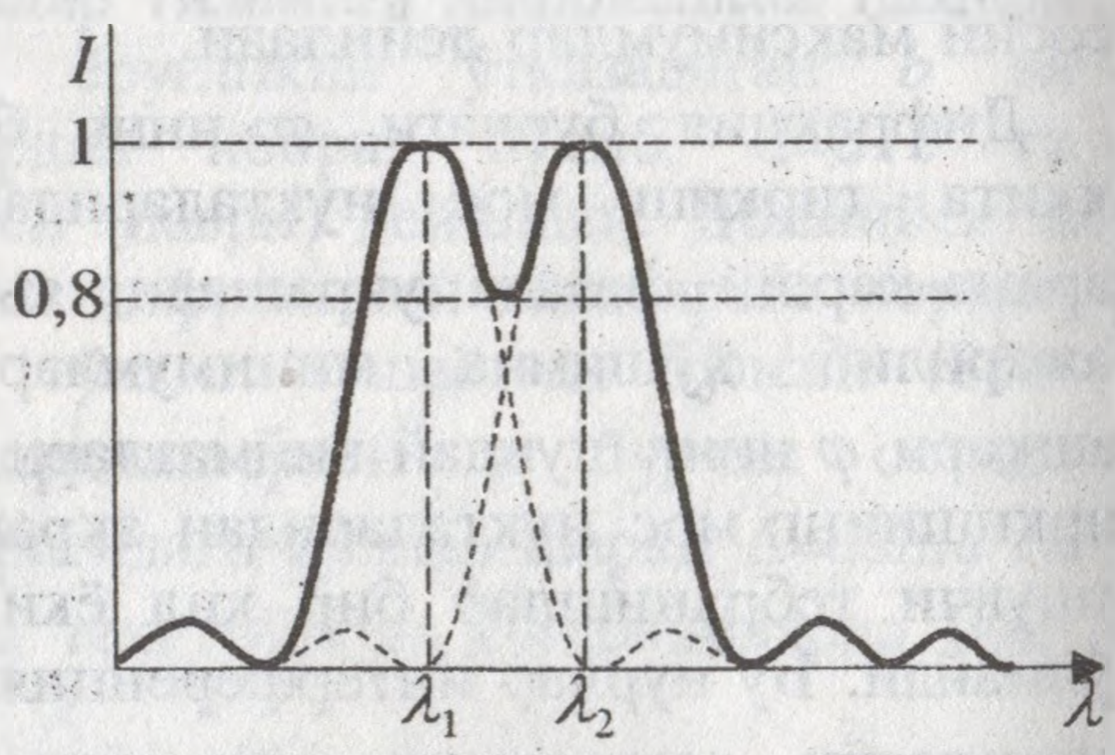
Асосий минимумлар ва максимумлар ўз ўрнини ўзгартирмайди, лекин максимумлар торроқ ва ёруғроқ, уларнинг фазаси эса қоронғуроқ бўлади.

Таъкидлаш керакки, $d\sin\varphi=m\lambda$ шарт бажарилганда N та тиркишдан иборат дифракцион панжарадаги дифракцияланган нурлар интенсивлиги якка тиркиш ҳолидагидан N марта ортиқ бўлмасдан балки N^2 марта катта бўлади. Бу эса кўп тиркишдан дифракцияланган нурлар интерференциясининг натижасидир;

$$(I_\varphi)_{max} = I_0\left(\frac{\sin\alpha}{\alpha}\right)^2 N^2 \qquad (6.32)$$

бу тенгликда $\alpha = \frac{\pi}{\lambda} b\sin\varphi$,

I_0 – эса тушувчи нурнинг интенсивлиги.



89–расм.

Релей шартига асосан икки спектрал чизиқни тўла ажратиб кўриш фақат шу вақтда мумкинки, агар биринчи спектрал чизиқ интенсивлигининг минимумига иккинчи спектрал чизиқнинг максимуми, иккинчи спектрал чизиқнинг минимумига биринчи спектрал чизиқнинг максимуми тўғри келса (89-расм), ҳамда $I_1=I_2$ бўлса, бир-бирига якин бўлган икки чизиқ интенсивлигининг ўзаро қўшилишидаги чуқурча қўшни максимумлар баландлигининг камида 20% га тенг бўлиши шарт. Агар бу чуқурча 20% дан кичик бўлса, иккала спектрал чизиқ қўшилиб кетади.

Дифракцион панжаранинг ажрата олиш кучи (қобилияти) қуйидаги формуладан аниқланади:

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = mN \ldots \qquad (6.33)$$

Агар

$$d\sin\varphi = m\lambda \ldots \qquad (6.34)$$

шартига асосан sinφ нинг максимал қийматини бирга тенг эканлигини ҳисобга олсак, у ҳолда

$$m = \frac{d}{\lambda} \quad \text{ва} \quad R = \frac{d}{\lambda} \cdot N \ldots \qquad (6.35)$$

Дифракцион панжаранинг бурчакли дисперсиясини (6.34) тенгликка асосан қуйидагича аниқлаш мумкин:

$$D_\varphi = \frac{\delta\varphi}{\delta\lambda} = \frac{m}{d\cos\varphi} \qquad (6.36)$$

Бундан

$$m = D_\varphi \cdot d \cdot \cos\varphi \ldots \qquad (6.37)$$

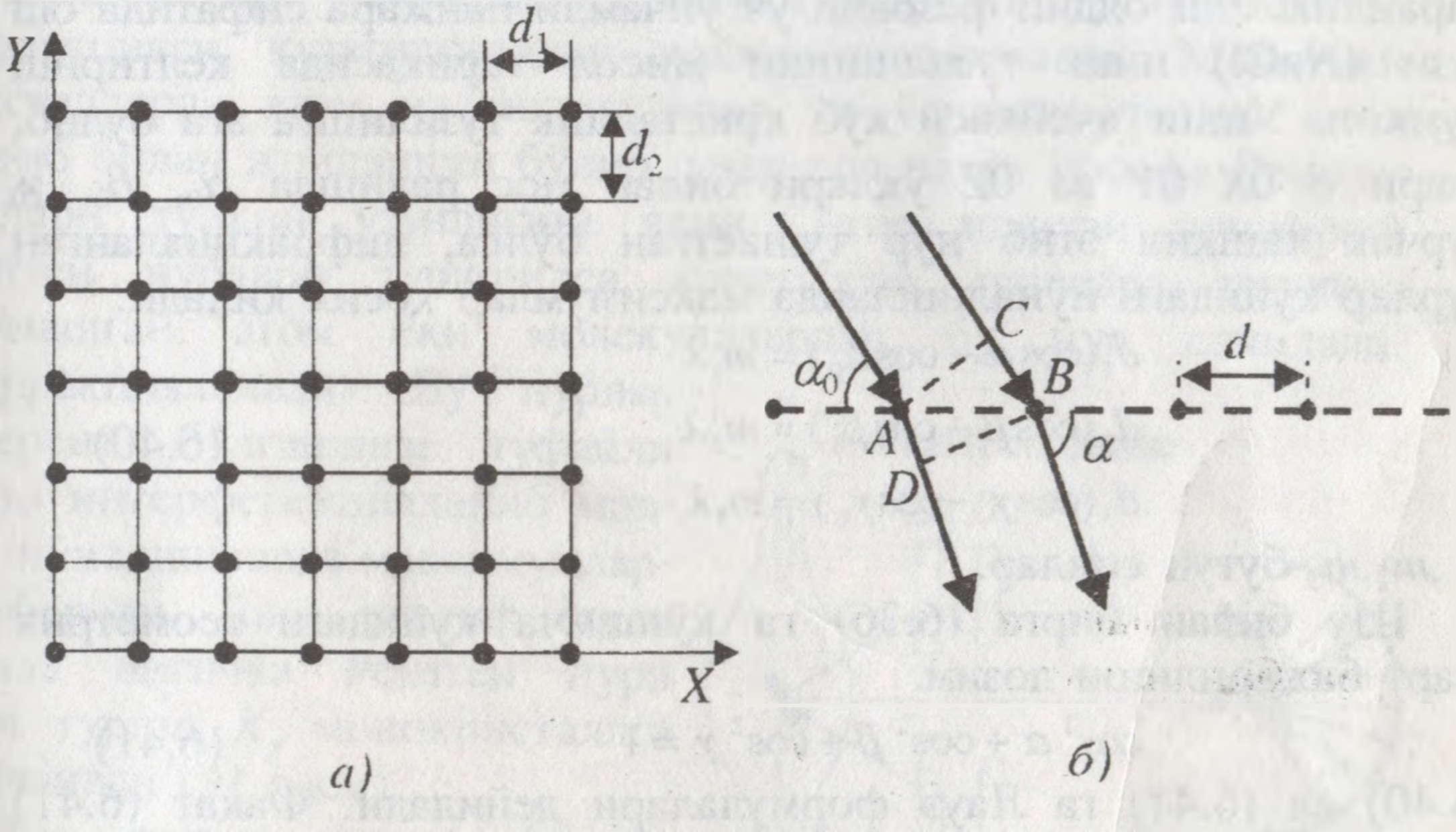
42-§. Икки ўлчамли дифракцион панжара

Агар бир ўлчамли чизиқли дифракцион панжара биржинслимасликлар занжирчаларидан иборат бўлса (90*б*-расм). У ҳолда бундай биржинслимасликларда нурни сочилиши натижасида ҳосил бўладиган максимумлар қуйидаги шартга асосан аниқланади:

$$\Delta l = AD - CB = d\cos\alpha - d\cos\alpha_0 = m\lambda$$

ёки

$$d(\cos\alpha - \cos\alpha_0) = m\lambda \ldots \qquad m=0,1,2,3,.. \qquad (6.38)$$



90–расм.

Агар иккита бир ўлчамли дифракцион панжара ўзаро тик ҳолда устма-уст жойлаштирилса икки ўлчамли дифракцион панжара ҳосил бўлади (90*а*-расм).

Панжаранинг *X* ва *Y* ўқлари бўйича доимийлар d_1 ва d_2 бир хил бўлиши ёки бўлмаслиги ҳам мумкин. Агар шундай панжарага 0*X* ва 0*Y* ўқлари билан α_0 ва β_0 бурчак ташкил этувчи нурлар тушаётган бўлса, у вақтда бу нурларнинг 0*X* ва 0*Y* ўқлари билан ташкил этган дифракция бурчаклари α ва β ўзаро қуйидагича муносабатда (бош максимумлар шарти):

$$d_1(\cos\alpha - \cos\alpha_0) = m_1\lambda \qquad (6.39а)$$

$$d_2(\cos\beta - \cos\beta_0) = m_2\lambda \qquad (6.39б)$$

m_1, m_2 лар бутун сонлар, бу шарт объективнинг фокал текислигида ўзаро кесишган гипербола тугунларида бажарилади. Оддий ҳолни қараймиз. Ёруғлик боғлами панжарага тик йўналган бўлсин. Бу ҳолда *X* ўқи йўналишида максимумларни ҳосил бўлиш шарти қуйидагича бўлади:

$$d_1\sin(90^0 - \alpha) = d_1\cos\alpha = m_1\lambda$$

$$d_2\sin(90^0 - \beta) = d_2\cos\beta = m_2\lambda$$

43-§. Уч ўлчамли дифракцион панжара

Фазовий тузилишга эга бўлган дифракцион панжарани қарайлик. Энг оддий фазовий уч ўлчамли панжара сифатида ош тузи (NaCl) нинг тузилишини мисол тариқасида келтириш мумкин. Унинг ячейкаси куб кристаллик тузилишга эга булиб, даври *d* 0*X* 0*Y* ва 0*Z* ўқлари билан мос равишда α_0, β_0, γ_0 бурчак ташкил этиб нур тушаётган бўлса, дифракцияланган нурлар қуйидаги йўналишларда максимумлар ҳосил қилади:

$$d_1(\cos\alpha - \cos\alpha_0) = m_1\lambda$$

$$d_2(\cos\beta - \cos\beta_0) = m_2\lambda \qquad (6.40)$$

$$d_3(\cos\gamma - \cos\gamma_0) = m_3\lambda$$

m_1, m_2, m_3-бутун сонлар.

Шу билан бирга (6.36) га қўшимча қуйидаги геометрик шарт бажарилиши лозим.

$$\cos^2\alpha + \cos^2\beta + \cos^2\gamma = 1 \qquad (6.41)$$

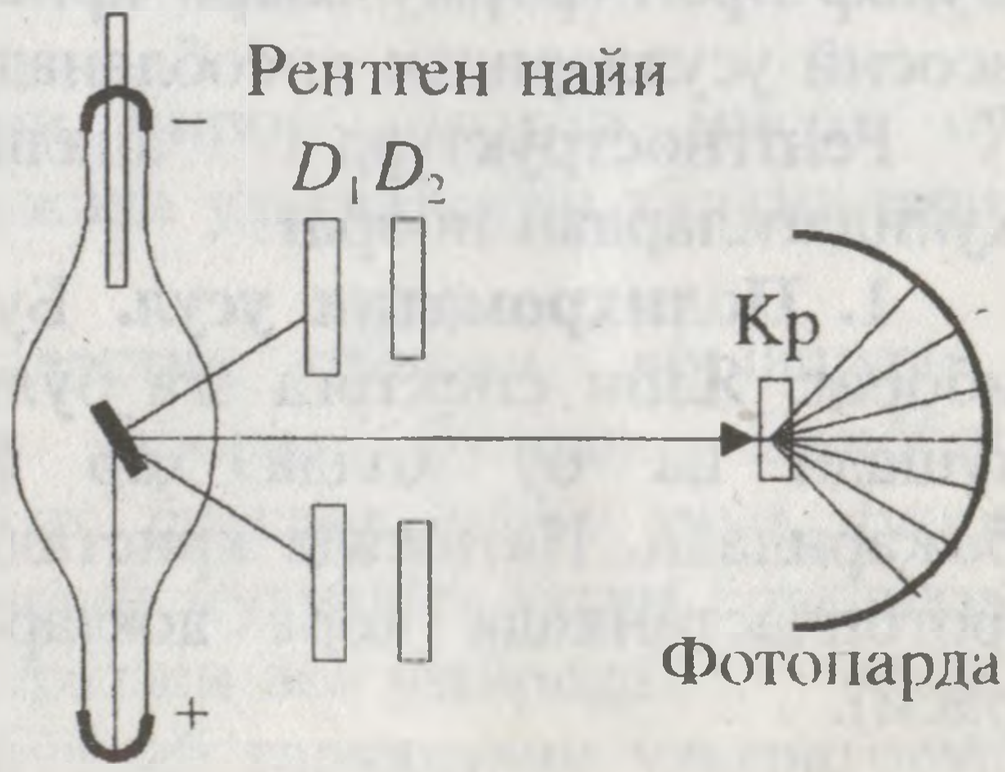
(6.40) ва (6.41) га Лауэ формулалари дейилади. Фақат (6.41) шартни қаноатлантирувчи тўлқин узунликдаги нурлар учун дифракцион максимумлар кузатилади. Шундай қилиб, агар бир ўлчамли дифракцион панжарани оқ ёруғлик билан ёритсак ҳар

бир тўлқин узунликдаги нурлар учун алоҳида максимумлар пайдо бўлади, яъни спектрга ажратилади. Агар шундай нурлар икки ўлчамли панжарага ташланса турли тўлқин узунликдаги нурлар учун маълум тартиб билан жойлашган рангли доғлар ҳосил бўлади. Уч ўлчамли панжарада эса фақатгина (6.41) шартни қаноатлантирувчи тўлқин узунликдаги нурлар учун максимумлар кузатилади.

44-§. Рентген нурлари дифракцияси

Амалда уч ўлчамли дифракцион панжара ясаш жуда қийин. Сунъий равишда шу типдаги панжарани суюқлик ёки газларда ультратовуш тўлқинлари тарқалишида ҳосил қилинади. Уч ўлчамли панжарага энг яхши мисол бўлиб, табиатдаги кристаллар хизмат қилади. Бироқ бу кристаллик панжаралар тугунлари орасидаги масофа 10^{-10} *м* бўлганлигидан кўзга кўринадиган нур учун ($\lambda=7{,}6\div4{,}0\cdot10^{-7}$ *м*) дифракция кузатилмайди, чунки панжара доимийси $d\sim\lambda$ бўлгандагина дифракцион манзара яққол кузатилади. Бундай шарт Рентген нурлари соҳасида бажарилади.

Рентген 1895 йилда ўз номи билан аталувчи нурларни кашф этди. Бу нурлар электромагнит тўлқинлардан иборат деган фикр 1912 йилда Лауэ томонидан Рентген нурларининг ($\lambda=10^{-2}\div10^{2}$ Å) дифракцияси кузатилганидан кейин тасдиқланди. Маълумки кристалларда атом ва молекулалар уч ўлчамли фазада аниқ тартиб билан жойлашган бўлиб, улар орасидаги масофа Рентген нурлари тўлқин узунлигига якин. Агар шундай панжарага Рентген нурлари туширилса кристаллик панжара тугунида жойлашган атом ёки молекулалардан бу нур сочилади. (дифракцияланади) Бу нурлар когерент бўлганлиги туфайли ўзаро интерференцияланиб маълум йўналишларда максимумларни беради. Лауэ таклиф этган усулда ингичка Рентген нури тинч турган K_p монокристаллга ташланади (91-расм).



91–расм.

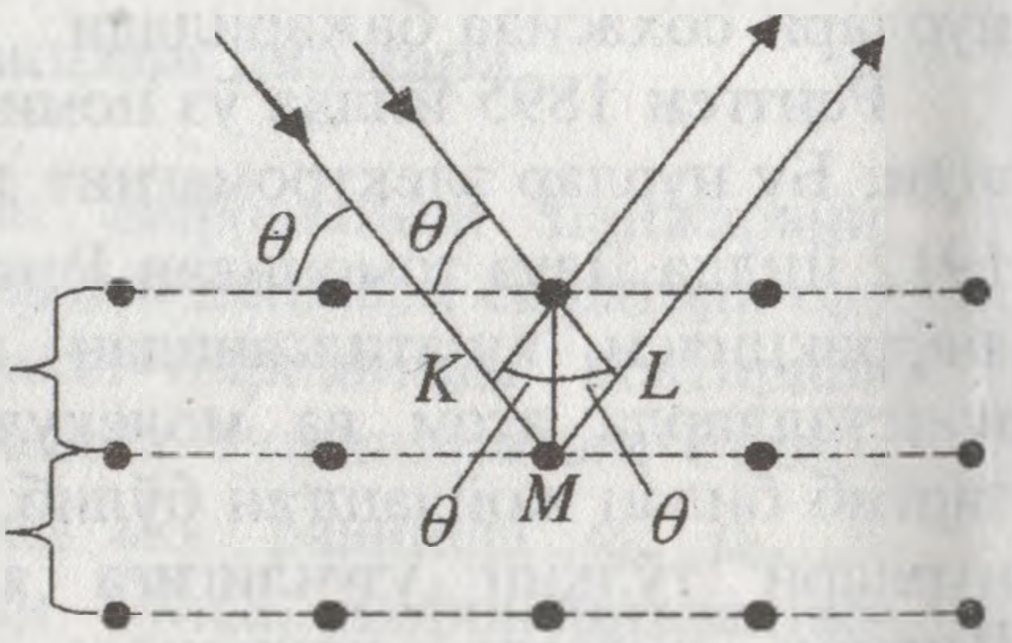
Бу вақтда ҳосил бўлган дифракцион манзара маълум тартиб билан жойлашган

нуқталар сифатида фотопардада қайд қилинади. Бу манзарага Лауэграмма дейилади. Лауэ усулини монокристаллар ўлчами анча катта бўлгандагина ишлатилиши мумкин.

Дебай-Шеррер таклиф этган усулда эса монохроматик Рентген нури кукун ҳолдаги кристаллага ташланади. Монокристаллар хаотик равишда ориентацияланганлиги учун ҳар доим шундай ориентирланган кристаллик панжаралар топиладики шу йўналишлардан қайтган Рентген нурлари фотопардада маълум тартиб билан жойлашган эгри чизиқларни ҳосил қилади. Бу вақтда қайтган нурлар рус физиги Вульф ва англиялик Брэгглар томонидан кашф килинган шартни (6.42) қаноатлантирувчи бурчакларда дифракцион максимумларни ҳосил қилади. Вульф ва Брэгглар қатлам қалинлиги d га тенг кристаллик панжарага θ сирпанувчи бурчак остида Рентген нурлари ташлаб шундай сирпаниш бурчаги остида қўшни қатламлардан келаётган нурлар босиб ўтган йўллар орасидаги Δ фарқ $\Delta=KM+ML$ га тенг бўлишини (92-расм) ва

$$\Delta = 2d\sin\theta = m\lambda \qquad (m = 0,\pm1,\pm2,\ldots) \qquad (6.42)$$

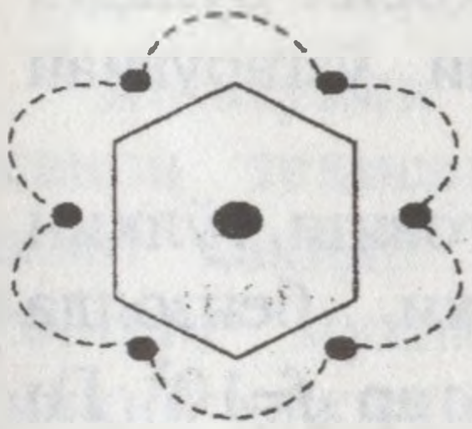
шартни қаноатлантирувчи йўналишларда дифракцион максимумлар кузатилишини аниқладилар. (6.42) га Вульф-Брэгг формуласи дейилади. Ташқи кўринишлари ҳар хил бўлишига қарамасдан Лауэ (6.40) ва Вульф-Брэгг (6.42) формулалари билан бир хил натижа беради. Умуман Лауэ ва Вульф-Брэгг формулалари кристаллар тузилишини ўрганишнинг асосий усулларидан ҳисобланади.



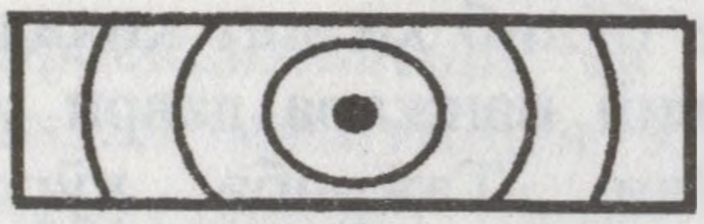
92–расм.

Рентгноструктура анализининг асосий усуллари қуйидагилардан иборат:

1. Полихроматик усул. Бу усулнинг моҳияти қуйидагидан иборат. Ялпи спектрга эга бўлган Рентген нури монокристалга тушади ва бу ҳолда ҳар бир қатлам учун (6.42) шарт бажарилади. Натижада кристаллнинг орқасида жойлаштирилган фотопластинкада қора доғлар системаси ҳосил бўлади (93-расм).



93–расм.



94–расм.

Ана шундай усул билан ҳосил қилинган дифракцион манзарага Лауэграмма дейилади. Агар структура даври *d* маълум бўлса, бу усул ёрдамида Рентген нурининг тўлқин узунлигини аниқлаш мумкин.

2. **Поликристаллик усул.** Дебай ва Шеррер томонидан таклиф этилган. Рентгеноструктура анализининг поликристаллик усулининг моҳияти қуйидагидан иборат:

Текшириладиган модда кукун шаклида олинади ва ингичга симча кўринишида прессланади. Ҳосил қилинган намуна цилиндрик камеранинг ўқи бўйлаб жойлаштирилади. Симчанинг атрофига камера бўйлаб фотопардани жойлаштирсак у ҳолда 94-расмдаги кўринишга эга бўлган дифракцион манзара ҳосил бўлади. Бу дифракцион манзарага Дебаеграмма дейилади.

45-§. Ёруғлик тўлқинларининг ультратовуш майдонидаги дифракцияси

Кўзга кўринадиган ёруғлик нурлари учун ҳам фазовий панжарада ёки даврий структурадан дифракция ҳодисасини кузатиш мумкин. Бу ҳодиса ёруғлик нурларини ультратовуш майдонидаги дифракцияси натижасида юзага келади. Кварц ёки турмалин кристали ёрдамида частотаси юқори бўлган ($f=10^8$ Гц) механик тўлқинларни ҳосил қилиш мумкин, яъни ана шундай частота билан тебранувчи бундай кристаллар ўзидан эластик тўлқинларни тарқатади.

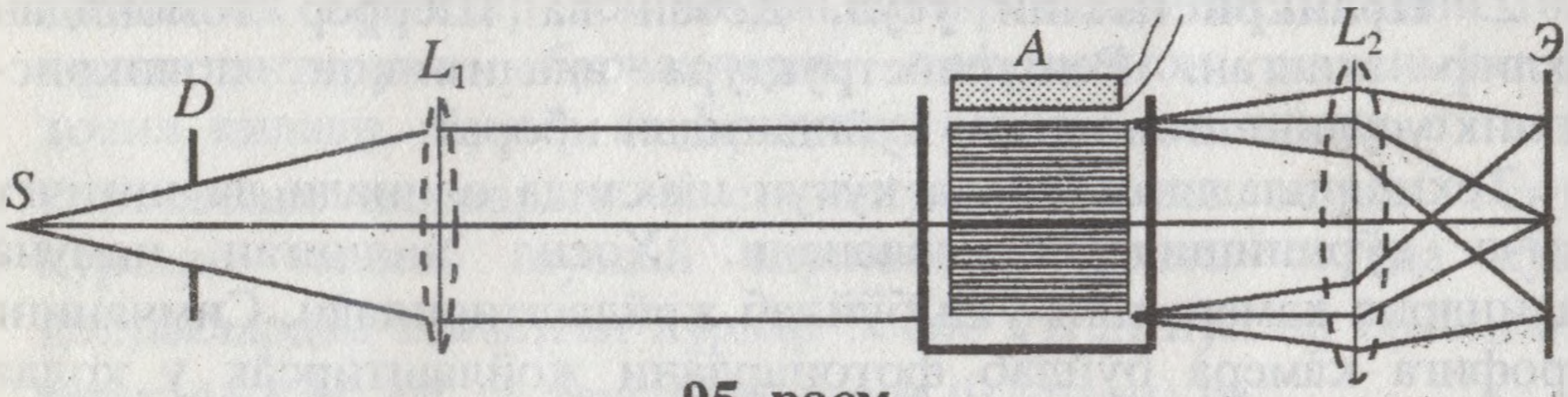
Тебранувчи модда кварцни бирор муҳитга мисол суюқ бензолга жойлаштирамиз. Натижада ультратовуш тўлқинлари бу суюқлик бўйлаб тарқалади.

Суюқликда тарқалувчи эластик тўлқин зичлашуви ва сийраклашувчи тўлқинлардан иборат бўлади. Бинобарин ультратовуш тарқалаётган муҳит ёруғлик нури учун фазовий панжара ролини бажаради. Бундай муҳитдан ўтган ёруғликнинг амплитудасини доимий қолиб, фазаси эса ўзгаради.

Суюқлик солинган идиш бўйлаб тарқалувчи ультратовушни идишнинг тубидан қайтишга мажбур этсак, тушувчи ва қайтувчи

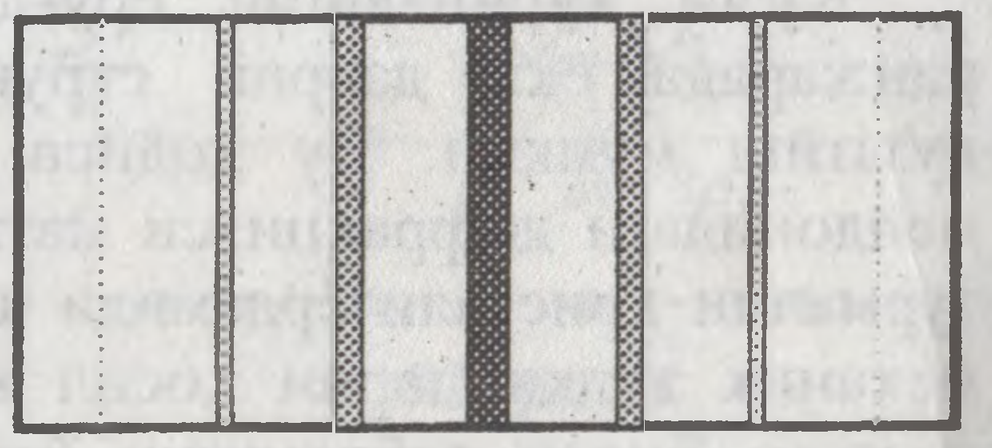
тўлқинлар қўшилиб турган ультратовуш тўлқини ҳосил бўлади. Бундай тўлқин зичлиги ва синдириш кўрсатгичи ўзгарувчан бўлган даврий структура бўлиб хизмат қилади.

Ҳосил бўлган фазовий панжара даври ультратовиш тўлқин узунлигига тенг бўлади. Тажриба кўрсатадики бензолда ультратовишнинг тарқалиш тезлиги $v_y \sim 10^3$ м/с. Агар $f=10^8$ Гц бўлса $\lambda=10^{-5}$ м бўлади. Демак, биз даври $d=10^{-5}$м га тенг бўлган фазовий панжарага эга бўламиз. Кўзга кўринадиган ёруғлик нурининг ультратовуш майдонидаги дифракциясини кузатиш учун ишлатиладиган қурилма қуйидаги кўринишга эга (95-расм).



95–расм.

Агар S манбадан тарқалаётган оқ ёруғлик нури суюқлик солинган A идишдан ўтса ва идишда ультратовуш тарқалаётган бўлса экранда дисперсияланган спектр ҳосил бўлади. Бу спектр бир неча максимум ва минимумлардан иборат бўлиб, $Д$ тирқишнинг тасвири $Д^1$ нинг иккала томонидан симметрик равишда жойлашади (96-расм).



96-расм.

Ультратовуш тўлқинлари учала йўналишлар (x,y,z) бўйича тарқалса, кўзга кўринадиган ёруғлик нурлари учун фазовий панжара ҳосил бўлади. Қаралаётган фазовий панжарани синдириш кўрсатгичи фақат фазовий даврийликга эга бўлмасдан балки вақт бўйича ўзгаради. Бу даврнинг давомдорлиги ультратовуш тўлқинининг даврига тенг бўлади.

Бу ҳодиса дифракцияланган ёруғлик интенсивлигини ўша частота билан даврий равишда ўзгаришига ёки модуляциясига олиб келади, яъни ультратовуш майдонига маълум ν частотага эга бўлган ёруғлик нури тушса, у ҳолда дифракцияланган ёруғликни частотаси ва натижаловчи частотаси $\nu=+f$ га тенг бўлади.

46-§. Голография

Маълумки расмга олиш мобайнида уч ўлчамли буюмнинг тасвири текисликга проекцияланади ва бу ҳолда буюмнинг ҳажми ҳақида ҳеч қандай маълумотга эга бўлмаймиз. Инсон кўзининг муҳим хусусиятларидан бири шундаки, жисмнинг ҳақиқий ҳажмий тасвирини кўриш мумкин.

Расмга олиш жараёнида ёруғлик тўлқини фазаси ҳақида маълумот тўла йўқолади ва ёруғлик тўлқинининг барча фазалари бўйича олинган электр майдони кучланганлиги квадратининг ўртача қиймати, яъни интенсивлик қайд этилади. Фотографиядаги бундай камчиликларни бартараф этувчи расмга олишнинг янги усули мавжуд. Бу усулга голография дейилади. Голография сўзи грекча сўздан олинган бўлиб «тўлиқ ёзув» деган маънони англатади. Голографияни инглиз олими Денис Габор 1947 йилда кашф этди ва бу кашфиёт учун у 1971 йилда Нобель мукофотига сазовор бўлди. Голография тўлқин оптикасининг асосий қонунлари бўлган интерфренция ва дифракция ҳақидаги таълимотнинг ривожланиши натижасида юзага келди. Агар биз ёруғлик тўлқинини қайд этиш ва уни тиклашни хохласак, унда жисмдан тарқалаетган тулқин амплитудаси ва фазасини қайд эта олишимиз керак.

Маълумки интерференция ҳодисасида фаза ва амплитуда ҳақидаги маълумот қуйидаги формула билан ифодаланади:

$$E_0^2 = E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01}E_{02}\cos(\alpha_2 - \alpha_1)$$

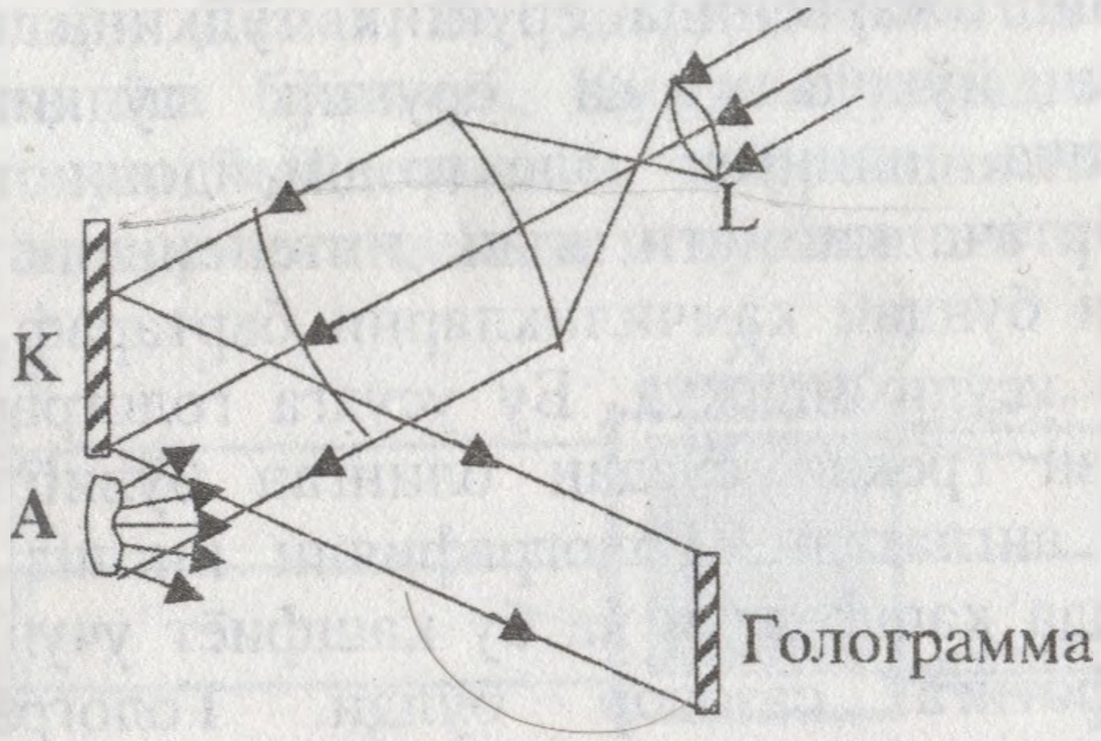
Бунда α_2-α_1 интерференцияланувчи тўлқинларнинг фазалар фарқини ифодалайди. Бу формулага асосан интерференцион манзарада интенсивликнинг тақсимланиши қуйидагича аниқланади:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}\cos(\alpha_2 - \alpha_1)$$

Фазали ва амплитудали интерфренцияни қайд этиш учун буюмдан тарқалаётган тўлқиндан ташқари, когерент бўлган яна битта тўлқинга эга бўлиш керак. Бу тўлқинга таянч тўлқини дейилади.

Жисм томонидан сочилган тўлқинни қайд этиш учун маълум фазага эга бўлган когерент таянч тўлқини билан бу

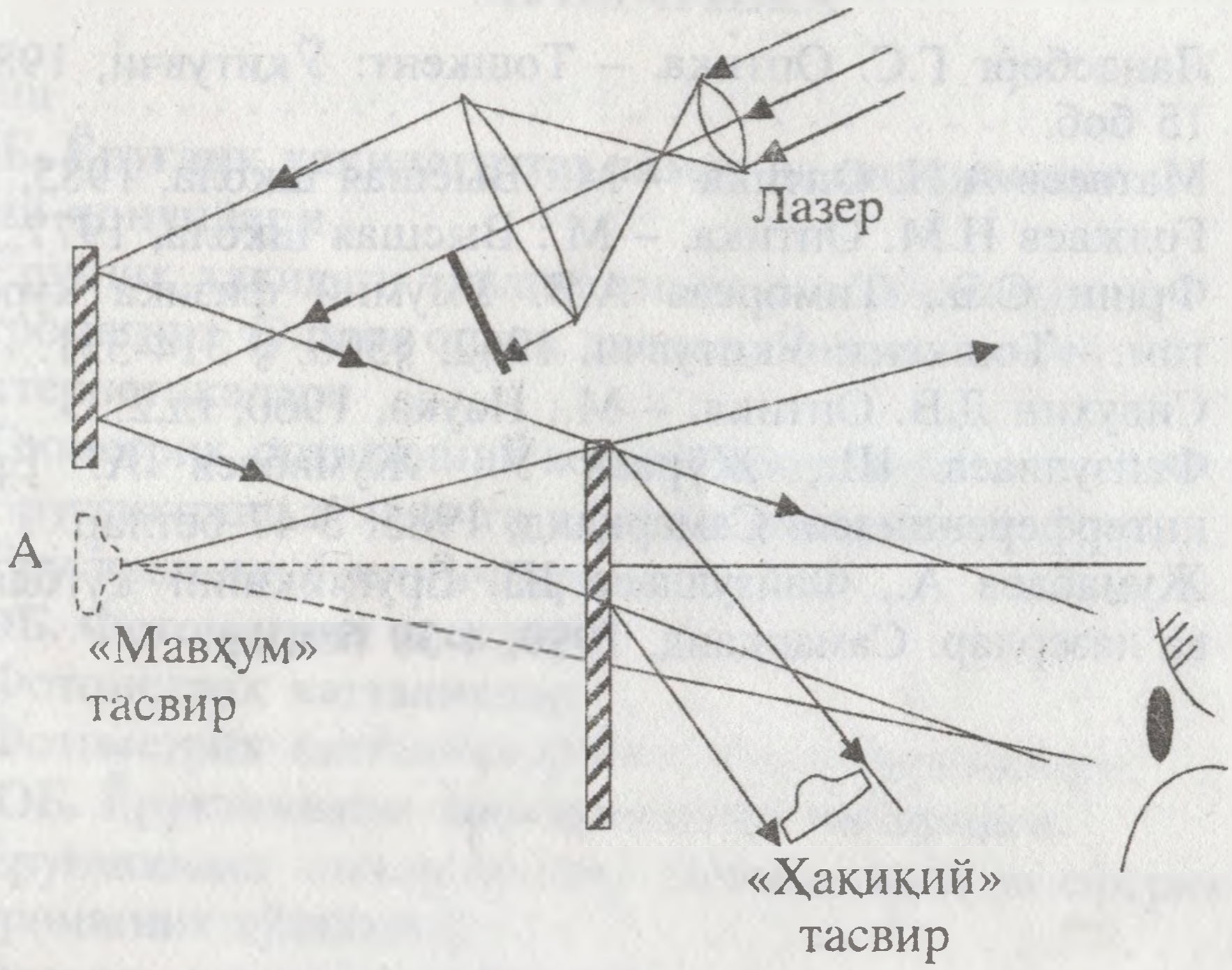
сочилган тўлқинни интерференциялашишга мажбур этиш керак. Кейин умумий интерференцион манзарадан таянч тўлқини ёрдамида буюм тўлқинини чиқариб олиш керак. Голография ғояси ана шундан иборат бўлиб, уни қуйидагича амалга ошириш мумкин (97-расм). Лазер нури L линза ёрдамида кенгайтирилиб бу нурнинг бир қисми К кўзгуга қолган қисми эса унинг ёнида жойлашган А буюмга юборилади.



97 – расм.

К кўзгудан қайтган таянч тўлқини ва буюм томонидан сочилган ёруғлик нури бирданига одатдаги фотопластинкага туширилади, яъни фотопластинкада мураккаб интерференцион манзара қайд этилади. Маълум экспозиция вақтини бериб, фотопластинкани очилтиргандан сўнг таянч тўлқини ва буюм тўлқини устма-уст тушиши натижасида ҳосил бўлган интерференцион манзара – голограммани кузатиш мумкин. Буюм тўлқинини тиклаш ва жисмнинг ҳажмий тасвирини ҳосил қилиш учун голограммани фотопластинка турган жойга жойлаштириб, кейин фотопластинкага қандай нур тушган бўлса, голограммани ҳам худди шундай нур билан ёритамиз. Натижада голограммада таянч тўлқинининг дифракцияси ҳосил бўлади ва биз буюмнинг мавҳум ҳажмий тасвири ҳосил бўлганини кўрамиз (98-расм). Буюмга қандай тўлқин тушган бўлса, голограммадан ҳам кўзга худди шундай тўлқин тушади. Мавҳум тасвирдан ташқари буюмнинг рельефига қарама-қарши рельефга эга бўлган унинг ҳақиқий тасвири ҳосил бўлади.

Агар кузатиш расмда кўрсатилган голограммадан ўнг томонда олиб, борилса, у ҳолда буюмнинг ҳақиқий ҳажмий тасвирини кўриш мумкин:



98 – расм.

Энди голограммани тескари томондан йўналиши бирламчи таянч тўлқини йўналишига қарама-қарши бўлган таянч тўлқини билан ёритсак, буюмнинг дастлабки жойлашган жойида унинг ҳақиқий ҳажмий тасвирини ҳосил бўлганлигини кўрамиз. Бундай тасвирни линза ишлатилмаган ҳолда фотопластинкага қайд этиш мумкин. Кейинги йилларда рангли голограмма ҳосил қилиш усули ҳам яратилди. Бунда уч хил яъни қизил, яшил ва кўк ранглардаги нурлар ва уларни қайта ишлаш учун одатдаги оқ нурлар дастасидан фойдаланилади.

АДАБИЁТЛАР

1. Ландсберг Г.С. Оптика. – Тошкент: Ўқитувчи, 1981, 12-15 боб.
2. Матвеев А.Н. Оптика. – М.: Высшая школа, 1985, гл. 4.
3. Годжаев Н.М. Оптика. – М.: Высшая школа, 1977, гл. 3.
4. Фриш С.Э., Тиморева А.В. Умумий физика курси. 3-том, - Тошкент: Ўқитувчи, 1962, §306, § 314-331.
5. Сивухин Д.В. Оптика. – М.: Наука, 1960, гл.2.
6. Файзуллаев Ш., Жўраев Ў., Жумабаев А. Ёруғлик интерференцияси. Самарқанд, 1985, 3-47 бетлар.
7. Жумабаев А., Файзуллаев Ш. Ёруғликнинг қутбланиши ва лазерлар. Самарқанд, 1999, 4-39 бетлар.

МУНДАРИЖА

Кириш 3

I БОБ. Ёруғлик ҳақидаги таълимот ва оптиканинг асосий қонунлари

1-§. Ёруғлик ҳақидаги таълимотнинг ривожланиши ва электромагнит тўлқин оптик диапазонининг асосий характеристикалари 4

2-§. Геометрик оптиканинг асосий қонунлари . . 10

3-§. Ёруғликнинг тўла ичга қайтиш ҳодисаси 14

4-§. Ёруғликнинг ўтказгичлари 17

II БОБ. Фотометрия асослари

5-§. Фотометрик катталиклар 19

6-§. Фотометрик катталикларнинг ўлчов бирликлари. . . 24

III БОБ. Ёруғликнинг электромагнит назарияси.

7-§. Ёруғликнинг электромагнит табиати, ясси ва сферик электромагнит тўлқинлар 26

8-§. Электромагнит тўлқин энергияси. 29

9-§. Электромагнит тўлқиннинг фазовий ва группавий тезлиги. 31

IV БОБ. Геометрик оптика асослари

10-§. Ферма тамоили 36

11-§. Якка сферик сиртда синиш 37

12-§. Якка сферик сиртда буюм тасвирини ясаш ва унинг катталаштиришини аниқлаш 41

13-§. Лагранж- Гельмгольц инварианти 42

14-§. Сферик сиртларнинг марказлашган оптик системаси ва унинг координал нуқталари 44

15-§. Марказлашган оптик системада тасвир ясаш. 47

16-§. Мураккаб марказлашган оптик системанинг бош фокуслари ва бош текисликларининг вазияти. 49

17-§. Қалин линза. 52

18-§. Юпқа линзалар. 54

19-§. Оптик системанинг камчиликлари ва уларни бартараф этиш усуллари. 57

20-§. Диафрагмалар 64

21-§. Кўз- оптик тизим 66

22-§. Кўзни куроллантирувчи оптик асбоблар. 68

23-§. Оптик тасвирнинг дифракцион назарияси. 71

V БОБ. Ёруғлик интерференцияси
24-§. Тебранишларни қўшиш. 75
25-§. Бир йўналиш бўйича қўшилувчи тўлқинлар интерференцияси. 78
26-§. Тўлқинлар интерференциясининг умумий ҳоли 81
27-§. Ёруғликнинг монохроматикмаслигининг интерференцияси таъсири 83
28-§. Қисман когерентлик. Когерентлик вақти. 84
29-§. Когерент ёруғлик дасталарини ҳосил қилиш. 87
30-§. Юпқа пластинкалардан қайтган ёруғлик интерференцияси. 92
31-§. Интерферометрлар. 96
32-§. Ньютон халқалари. 98
33-§. Ёруғлик турғун тўлқинлари. Винер тажрибаси 99
VI БОБ. Ёруғлик дифракцияси
34-§. Умумий тушунча. 106
35-§. Гюген- Френель принципи, Френель зоналари. . . . 107
36-§. Френель дифракциясининг хусусий ҳоллари. 113
37-§. Фраунгофер дифракцияси. 117
38-§. Якка тиркишдан ҳосил бўладиган Фраунгофер дифракцияси. 118
39-§. Тиркиш кенглиги ва ёруғлик манбаи ўлчамининг дифракцияга таъсири. 124
40-§. Икки тиркишдан ҳосил бўладиган Фраунгофер дифракцияси. 125
41-§. Дифракцион панжара. 126
42-§. Икки ўлчамли дифракцион панжара. 129
43-§. Уч ўлчамли дифракцион панжара 130
44-§. Рентген нурлари дифракцияси 131
45-§. Ёруғлик тўлқинларининг ультротовуш майдондаги дифракцияси. 133
46-§. Голография 135

Фарид Хайруллович Тухватуллин
Абдувоҳид Жумабоев
Шароф Файзуллаев
Улуғбек Неъматович Тошкенбоев
Ғулом Муродов

ОПТИКА

(ўқув қўлланма)

I-қисм

Босишга 26.06.2004 йилда рухсат этилди.
Қоғоз бичими 60x84 1/16. Ҳажми 9,0 б.т.
Буюртма №70. Адади 100 нусха.

Самарқанд давлат университетининг кичик босмахонасида
компьютерда терилган нусхасидан чоп этилди.
703004, Самарқанд ш., Университет хиёбони, 15.