

535
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

ОПТИКА

(ўқув қўлланма)

I-ҚИСМ

САМАРҚАНД – 2004

БИБЛИОТЕКА
Бух. ТИП и ЛП
№ 3391

Ф.Х.Тухватуллин, А.Жумабоев, Ш.Ф.Файзуллаев,
У.Н.Тошкенбоев, Ғ. 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 юр்தларининг бакалаврият босқичи физика мутахассислиги ўқув режаларидан жой олган оптика ўқув дастурининг талабларига мос равишда оптик ҳодисаларни таҳлили ва уларни қўлланилишига алоҳида эътибор берилган. Тақдим этилаётган қўлланманинг асосий мақсади талабаларни оптиканинг асосий ғоя ва усуллари билан таништириш, оптика қонунларидан оқил равишда фойдаланиш ҳамда, оптика фанига асосланган бошқа фанларни талаб даражасида ўзлаштиришга қаратилган. Қўлланма Олий ўқув юр்தларининг физика, астрономия ва бошқа табиий фанлар мутахассисликлари бакалаврлари учун мўлжаллангандир.

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

© Алишер Навоий номидаги
Самарқанд давлат университети, 2004

КИРИШ

Барча фанлар ютуғини нишлаб чиқаришга тадбиқ этиш бугунги куннинг долзарб муаммоларидан бири бўлиб келиб қолган. Маълумки, кейинги йилларда ёруғликнинг янги нафбалари-лазерлар кашф этилди. Лазерлар техникасининг жараёни равишда ривожланиши саноат технологияси ва халқ ҳужаёсининг 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 кўтарниш, 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 ўтирилган эмас, бу эса талабанинг мазкур фанни ўзлаштиришида ва уни мустақил ўрганишида айрим қийинчиликларга олиб келади. Тақлиф 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 тақлиф ва мулоҳазаларни муаллифлар миннатдорчилик билан қабул қилишлар.

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, физиканин бошқа бўлимлари билан узвий боғланишдадир. Оптика жараёнларни чуқур ўрганиш физиканин 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 техниканин кўп соҳаларида (телевидение, кино, фотография ва ҳ.к) оптик ҳодисалардан фойдаланилади. Физикага яқин бўлган бошқа табиий фанлар - биология, химия ва астрономияда илмий қулатиш ва анализининг оптик усулларини қўллан 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 оптиканин қўлланиш чегарасини физика ва техника соҳасида янада кенгайтирди. Яқин келажакда ёруғлик нури фақат Ерда эмас, балки космик масштабда алоқанин асосий канали бўлиб хизмат қилмоқда. Оптиканин ана шу ютуқларга олиб келган асосий қонун ва қоидаларини қарапдан олдин унинг фан сифатида ривожланишини тасдиқловчи тарихий фактларга қисқача тўхталиб ўтамиз.

Ёруғликнинг табиати ва унинг тарқалиш қонуниятлари ҳақидаги тупунчалар қадимги грек файласуфлари томонидан ўртага ташланган эди. Уклизис томонидан бизнинг эраміздин 300 йил аввал ёзилган «Оптика» ва «Катоптрика» номли асарларда кўриш нурлари ҳақида маълумот берилган яъни тўғ бу нурлар кўзлан чиқиб, худди бармоқларга ўхшаб жисмларин ушлаб кўргандек бўлар эмиш.

Албатта бундай назарияни туғрилиги 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 γ нинг қийматларини ўлчаб қуйидаги ҳулосага келди:

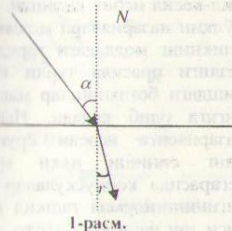
$$\alpha/\gamma = \text{const} \quad (1.1)$$

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 нуктасидан 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 (диоуптрика) тўғрисидаги таълимотларни ривожлантиришни талаб этарди. 1620 йилда голланд физиги Синеллиус икки муҳит ёнидошган чегарада ёруғликнинг синиш қонунини микдорий жиҳатдан асослади. Бу қонуннинг қуйидагича математик шаклда ёзилиши Декартта тегишлидир.

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \gamma} = \text{const} \quad (1.2)$$

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 зарралар ярқиллаб (чўғланиб) турган жисмлар томонидан чиқарилади ва улар катта текисликда тўғри чизикли траекторияси билан ҳаракат қиладилар деб тушунтирди.

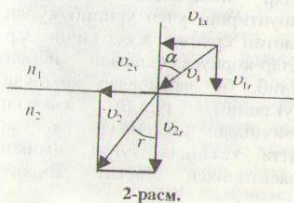


1-расм.

Корпускуляр назария билан биргаликда ёруғлиkning тўлқин назарияси пайдо бўлди ва ривожланди. Бу назария корпускуляр назариядан бутунлай фарқли бўлиб, унинг асосчиси голландияли олими Гюйгенс эди. Гюйгенс ёруғлиkning бутун оламни тўлдирувчи гипотезик эластик мухит-олам эфирда тарқалувчи эластик тўлқин деб тушунтирар эди. Юз йилдан кўпроқ вақт ичида корпускуляр назария тарафдорлари ёруғлиkning 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 ёруғлиkning тўлқин назарияси қуччилик томонидан тан олинди. Корпускуляр назария эса юз йил мобайнида эсдан чиқарилди. 1864 йилда Д. К. Максвелл ёруғлиkning 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 металлдан электронларнинг ажралиб чиқиш ҳодисасининг кашф этилиши, шу ҳодисанинг моҳиятини тушунтиришда электромагнит тўлқинлар алоҳида «порциялар» ёки квантлар (фотонлар) шаклида нурландилар, деб фарз қилишга олиб келди. 1900 йилда М. Планк электромагнит тўлқини узлуксиз равишда эмас, балки дискрет равишда, яъни айрим порциялар (квантлар) кўринишида нурланади деган ҳулосага келди.

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

Ёруғлиkning корпускуляр ва тўлқин назариялари модданинг синдириш кўрсаткичи билан ёруғлиkning моддадаги тарқалиш тезлиги орасида турли кўринишдаги боғланишлар мавжудлигига олиб келади. Ньютон назариясига асосан ёруғлиkning синиши икки мухит чегарасида корпускуляр тезлигининг нормал талқил ётувчи куч томонидан ўзгаририлади деб ҳисобланади.



2-рasm.

$$\sin \alpha = v_1 / v_2 \quad (1.3)$$

$$\sin r = v_2 / v_1 \quad (1.4)$$

Шарта асосан тезлиkning тангенциал ташкил ётувчиси қармайдиган (v_1/v_2). Шунинг учун (1.3) ва (1.4) дан шундай ифода ҳосил қилиш мумкин:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin r} = \frac{v_1 / v_2}{v_2 / v_1} = \frac{v_1^2}{v_2^2} = \frac{v_1}{v_2} \quad (1.5)$$

Синин қонунига асосан (1.5) ни ҳисобга олсак,

$$\sin \alpha / \sin r = n_2 / n_1 \quad n_2 / n_1 = v_1 / v_2 \quad (1.6)$$

Агар ёруғлик бўшлиқ (вакуум) билан ёндошган мухит чегарасида синса, у ҳолда $n_1=1$; $v=c$ (ёруғлиkning вакуумдаги тезлиги), $v_2=v$ деб олсак ва n_2 ни n деб олсак натижада қуйидаги ифода ҳосил бўлади:

$$n \cdot n_1 = n = v / c \quad (1.7)$$

Ёруғлиkning тўлқин назарияси эса бу ифодага тескари бўлган ҳулосага олиб келади.

Маълумки, Гюйгенс принципига асосан тўлқин fronti етиб бориан ҳар бир нукта янги иккиламчи тўлқин манбаи бўла олади. Фараз қилайлик, АВ ясси тўлқин fronti бўшлиқда с тезлик билан тарқалаётган бўлиб, бу фронт бўшлиқга ёндошган нуктага α бурчак остида туپсин ва ёруғлиkning мухитдаги тезлиги эди v бўлсин. Маълум вақт оралиғи Δt дан кейин В нуктадан тарқалаётган тўлқин $BK=c\Delta t$ масофани босиб ўтади ва мухит чегарасига етиб келади. Шу вақтнинг ўзида А нуктадан тарқалаётган тўлқин $AD=v\Delta t$ масофани босиб ўтади.

Расмдан кўришиб турибдики, АК томон бир вақтнинг ўзида иккита тўғри бурчакли АВК ва АДК учбурчаклар учун гипотенузасидир ва унинг қиймати қуйидагига тенгдир

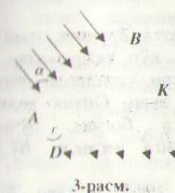
$$AK = c\Delta t / \sin \alpha = v\Delta t / \sin r \quad (1.8)$$

$$c / \sin \alpha = v / \sin r \quad (1.9)$$

ёки

$$\sin \alpha / \sin r = c / v \quad (1.10)$$

Маълумки n мухит учун ҳамма вақт бирдан катта ($n>1$). Шунинг учун корпускуляр назарияга асосан $v>c$, тўлқин назариясига асосан эса $v<c$ бўлади.



3-рasm.

1851 йилда Фуко ёруғлиқнинг тезлигини сувда ўлчайди ва (1.10) ифодани тўғрилигини тасдиқлади. Шундай қилиб ёруғлик ҳам тўлқин, ҳам зарра хоссасига эга эканлиги аниқланди. Баски бир ҳодисаларда - интерференция, дифракция ва қутбланиш ёруғлик ўзининг тўлқин хоссасини намоён қилса, бошқа ҳодисаларда эса, масол учун фотоэффект ҳодисасида, ёруғлик ўзининг зарра хоссасини намоён қилади. Ёруғлиқнинг 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 тула тушунча ҳосил қиладиган назария унинг тўлқин ва квант хоссаларини биргаликда ҳисобга олиш керак. Яъни ёруғлик дискретлик ва узлуксизлиқнинг бирлигидан иборатдир.

Ёруғлиқнинг қувватини характерловчи катталик сифатини унинг интенсивлиги I қабул қилинган. Бу катталик қуйидаги формула ёрдамида аниқланади:

$$I = (1/4) c n E^2 \quad (1.11)$$

Бу ерда n мухитнинг синдириш кўрсаткичи, E ёруғлик тўлқини электр майдон қучланганлиги, c ёруғлиқнинг 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 чизикли ҳодисалар ва уни ўрганувчи оптика бўлимига чизикли 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 бўлишнинг ўрганувчи оптиканинг бундай бўлимига чизикли 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.

Горен, Н. Ньютон, Х. Гюйгенс, Г. С. Ландсберг ва бошқалар билан бир каторда республикаимиз олимлари-академиклари А. Нахушев, П. Хабибуллаев, М. Ашуров ва бошқаларнинг қисқача катталар.

Ёруғлиқнинг кўринадиган диапазони кўз қабул қиладиган электромагнит тўлқинлардан иборатдир. Бу тўлқинларнинг асосий кўлини индивидуал хоссаларига боғлиқ бўлиб, у кўриладиган чегарада ўзгаради: $\lambda = 380 \div 760 \text{ нм}$. Кўринадиган асосий частоталари айланма (ω) ва чизикли (ν) частоталардан иборат бўлади, улар орасидаги боғланиш қуйидагича бўлади:

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

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

Бу ерда T тебраниш даврини ифодалайди. Айланма частотанинг ўлчов бирлиги с^{-1} бўлиб, чизикли частотанинг ўлчов бирлиги герцлар ($1 \text{ Гц} = 1/\text{с}$). Тўлқин узунлиги (λ) билан тебраниш даври орасида қуйидаги боғланиш мавжуд:

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

Бу ерда $c = 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}$ ёруғлиқнинг бўшлиқдаги тезлиги, T - тебраниш даври. Ёруғлиқнинг кўринадиган диапазонини частотаси бўйича қиймати (1.12), (1.13) ва (1.14) га асосан қуйидагича тенг:

$$\omega = (2.5 \div 5) \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1} \quad \nu = (4 \div 8) \cdot 10^{14} \text{ Гц}$$

Назарий равишда частоталар $\nu = 0$ дан $\nu = \infty$ гача бўлган қийматларни қабул қилиши мумкин. Аммо ёруғлиқнинг 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:

$$E = h\nu = h\nu \quad (1.15)$$

Бу ерда $h = h/2\pi$, $h = 6.62 \cdot 10^{-34} \text{ Ж} \cdot \text{с}$ Планк дойимийси. Бу (1.15) формулани 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 тенлик билан аниқланадиган частотадан кичик бўлмаслиги керак

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

Лекин амалдаги электромагнит тўлкинлар частотаси қуён томондан чегараланган эмас. Энг кичик частота (8 Гц га яқин) ионосфера ва ер юзидаги турғун электромагнит тўлкинлари кузатилади.

Бундан қуйидагича хулоса чиқарини мумкин. Электромагнит нурланишлар квантининг энг кичик энергияси (1.15) тенгликка асосан 10^{-33} Ж дан камроқ бўлиши мумкин. Электромагнит тўлкинлар 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	$>1\text{МэВ}$
а) Рентген нурлари	$0,0012\div12$ нм	$100\text{ эВ}\div1\text{ МэВ}$
б) Ультрабинафша	$12\div380$ нм	$3,2\div100\text{ эВ}$
в) Кўзга кўринадиган	$380\div760$ нм	$1,6\div3,2\text{ эВ}$
г) Инфракизил	$760\div10^6$ нм=1 мм	$1,2\cdot10^{-3}\div1,6\text{ эВ}$
д) Радиотўлқинлар	>1 мм	$<1,2\cdot10^{-3}\text{ эВ}$

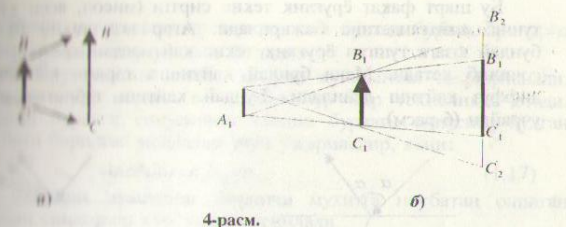
2-§. Геометрик оптиканинг асосий қонунилари

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

1. Ёруғлиқнинг тўғри чизик бўйлаб тарқалиш қонуни.
2. Ёруғлиқ нурларининг мустақиллик қонуни.
3. Ёруғлиқнинг қайтиш қонуни.
4. Ёруғлиқнинг икки оптик шаффоф мухит чегарасида синиш қонуни.

Бу қонулар тўғрисида қисқача тўхталиб ўтайлик.

1. Ёруғлиқ бир жинсли мухитда тўғри чизик бўйлаб тарқалади. Соя ва ярим соянинг ҳосил бўлиши ушбу қонуннинг исботидир. Агар тиникмас BC жисмини нуқтавий ёруғлиқ манбаи A ёрдамида ёритсак, у вақтда бу тиникмас жисмининг $B'C'$ сояси экранида аниқ бўлиб кўринади (4а-рasm).



4-рasm.

Агар ёруғлиқ манбаи A_1 маълум ўлчамга эга бўлса, $B'_1 C'_1$ соянинг таъқари $B'_1 B'_2$ ва $C'_1 C'_2$ ярим соялар ҳам ҳосил бўлади (4б-рasm).

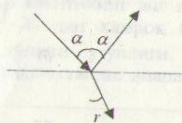
Лекин ёруғлиқнинг тўғри чизик бўйлаб тарқалиш қонуни қатъий қонунийдир, чунки ёруғлиқ жуда кичик тешиқлар орқали ўтганда ёруғлиқнинг тўғри чизик бўйлаб тарқалиши қатъийдан четланиш кузатилади. Тешиқ қанча кичик бўлса, бу четланиш шунча катта бўлади. Бундай четланишга ёруғлиқ дифракцияси дейилади.

Ёруғлиқ нурларининг мустақиллик қонуни шундан иборатки, унча кучли бўлмаган ёруғлиқ нурлари бир-бири билан ўзаро таъқарила улар бир-бирига ҳалакит бермайдилар. Лекин ёруғлиқ учрашган нуқтанинг ёритилганлиги ошади. Бу қонуннинг исботловчи омил қилиб бир вақтнинг ўзида инсон кўзи томонидан бир нечта буюмларни кўришни айтиш мумкин. Чунки бу буюмларлардан қайтиб, инсон кўзига қайтиб ёруғлиқ нурлари бир-бирларига ҳалакит бермайди, акс қилиб бит уларни бир пайтнинг ўзида барча буюмларни ёритишга қўрмаган бўлар эдик.

Ёруғлиқ иккита тиник мухитлар ёпишган чегарадан ўтганда қайтиб нур иккита қайтган ва синган нурларга ажралади. Бу нурларнинг йўналиши ёруғлиқнинг қайтиш ва синиш қонуни билан аниқланади.

1. Ёруғлиқнинг қайтиш қонунини қуйидагича таърифлаш мумкин. Тушган нур, қайтган нур ва тушган нуқтасидан икки нуқти чегарасига ўтказилган нормал бир текисликда ётади. Ёруғлиқнинг тушган бурчаги α қайтиш бурчаги α' га тенг, яъни $\alpha = \alpha'$ (5-рasm).

Бу шарт фақат ёруғлик текис сирта (мисол, яси кўнун) тушиб кайтгандагина бажарилади. Агар юза текис бўлмаса, бундай юзага тушган ёруғлик текис кайтмасдан ҳамма томонга сочилиб кетади. Мана бундай кайтишга таркок кайтиш ёки диффуз кайтиш дейилади. Бундай кайтиш табиатда кўпроқ учрайди (6-расм).

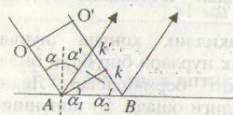


5-расм.

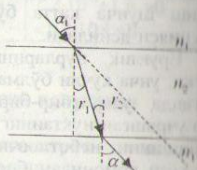


6-расм.

Ёруғлиكنинг кайтиш қонунини унинг тўлқин назаринан асосида исботлаш мумкин. Фараз қилайликки, AB юзага OA йўналишда яси тўлқин тушсин ва бу тўлқиннинг фронти AK бўлсин (7-расм).



7-расм.



8-расм.

Тўлқин фронти AK ҳолатини эгаллаган вақтда AB сиртинини 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 ўтқазилган ўринма тўлқин фронтининг янги ҳолати $K'B$ ни беради ва бу фронт вақтнинг ўтиши билан AO' йўналиш бўйича силжинди, 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: $\alpha_1=\alpha_2$ ва $\alpha_1=\alpha_2$ бўлгани учун $\alpha=\alpha'$ бўлади.

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

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

Иккинчи мухитнинг биринчи мухитга нисбатан олинган нисбий синдириш кўрсаткичи 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 ифодаланган:

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

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

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

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

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

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

Геометриядан маълумки $r_1=r_2$ у вақтда

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

(1.22) дан кўринадики, яси параллел пластинкага тушувчи нур, пластинкадан кейин тушувчи йўналишига параллел қолади, аммо маълум бир ΔX масофага силжинди. (1.17) ни қуйидагича ёзиш мумкин:

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

Бу ифодага оптик инвариантлик дейилади. Ама-да ҳавонинг синдириш кўрсаткичи бирга тенг деб олинади. Ҳақиқатда эса $P=760$ мм.с.м.уст., $T=293$ К бўлганда $n_1=1,000274$ га тенгдир.

Юқорида баён этилган оптиканинг асосий қонунларидан четданлиш дифракцион ҳолисалардан ташқари чизикли бўлмаган

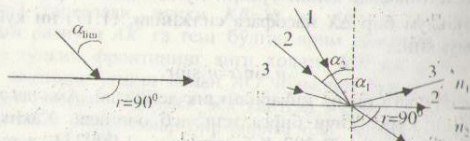
оптик жараёндарда, яъни ёруғлик дасталарининг интенсивлиги жуда катта бўлган ёруғлик оқимининг модда билан ўзаро таъсири пайтида ҳам кузатилиши мумкин.

3-§. Ёруғликнинг тўла ичга қайтиш ҳодисаси

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

Ҳақиқатан ҳам: $\sin \alpha / \sin r = n_2 / n_1$ тегишда $n_2 > n_1$ бўлса яъни ёруғлик нури оптик зичлиги кичик муҳитдан оптик зичлиги катта муҳитга ўтса $\sin \alpha / \sin r = n_2 / n_1 > 1$ бўлиб бунидан $\sin \alpha$ нинг эканлиги чиқади ва бу ҳол 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° га тенг бўлади ва синган нур икки муҳит чегараси бўйлаб тарқалади. Синиш бурчаги 90° га тенг бўлгандаги тушши 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 ичга қайтиш ҳодисаси дейилади. Шундай қилиб, ёруғликнинг тўла ичга 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 $\alpha_c = \alpha_{\text{лимит}}$, $\alpha > \alpha_{\text{лимит}}$ бўлган вақтда ёруғликнинг синиш ҳодисаси бўлмайди ва фақат ёруғликнинг қайтиши, яъни тўла ичга қайтиш ҳодисаси бўлади.

Синиш қонунига асосан: $\sin \alpha_c / \sin r_2 = n_2 / n_1$, $r_2 = 90^\circ$, $\sin 90^\circ = 1$ у

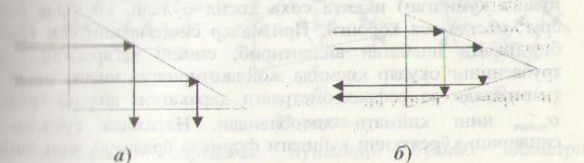
$$\sin \alpha_c = \sin \alpha_{\text{лимит}} = n_2 / n_1$$

$$\alpha_{\text{лимит}} = \arcsin(n_2 / n_1)$$

Лимит бурчак икки муҳит чегараси учун охириги шартдан ҳисобланади.

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

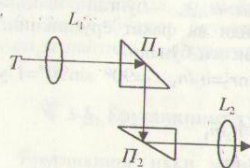
Агар шишага 42° дан каттарок бурчак остида ($\alpha = 45^\circ$) ёруғлик нурини туширсак, у ҳолда тўла ичга қайтиш ҳодисасини кузатамиз. Шишадан ясалган тўла ичга қайтиш приборларида ана шу шарт бажарилади (10а, 10б-расмлар).



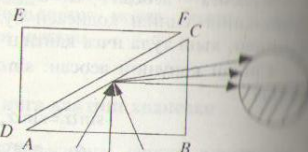
10-расм.

Перископ ёрдамида ер юзасидаги объектларни, чуқурликдан туриб ташқарини кузатиш мумкин (11-расм). L_1 ва L_2 линзалар H_1 ва H_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 текширилатётган суюқлик томچиси ABC ва DEF призмалар ўртасига томизилади ва бу томчи шу суюқликка тез ёйилади. Бу призмалар синдириш кўрсаткичи катта ($n=1,72$) бўлган шишалардан ясалган. Сочилган ёруғлик шихадан АВ қиррага ташланади ва бу нурлар АС шиша суюқлик чегарасида турли бурчаклар остида тушадилар.



11-расм.



12-расм.

Суюқликнинг синдириш кўрсаткичи $n_2 < n_1$. Баъзи нурлар AE юзга чегаравий бурчакдан кичик бўлган бурчак остида тушадилар ва натижада суюқликдан ўтиб DEF призмага тушадилар. Лекин баъзи нурлар суюқлик қатламга чегаравий бурчакдан каттарок бурчак остида тушадилар ва натижада AB призмада бу нурлар учун тўла ичга қайтиши ҳодисаси юз бериб бу нурлар оқибатида BC кийрадан 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 трубагининг окуляр қисмида жойлаштирилган чизик билан мушоурилади ва рефрактометрдаги ҳаракатсиз айлана ёрдамида $\alpha_{\text{синиш}}$ нинг қиймати ҳисобланади. Натижада суюқликнинг синдириш кўрсаткичи қуйидаги формула ёрдамида аниқланади:

$$n_2/n_1 = \sin \alpha_{\text{синиш}} \quad (1.23)$$

$$n_2 = n_1 \cdot \sin \alpha_{\text{синиш}} \quad (1.24)$$

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

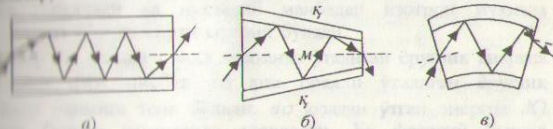
Суюқликнинг синдириш кўрсаткичи унинг таркибига боғлиқ. Шунинг учун рефрактометр ёрдамида n_2 ни ўлчаб, суюқликнинг тозалигини билиш мумкин. Агар эритма берилган бўлса, бу эритманинг синдириш кўрсаткичини ўлчаб, унинг концентрациясини аниқлаш мумкин.

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 интичка ва букланадиган тола шаклига эга бўлиб, синдириш кўрсаткичи кичикроқ бўлган (n) қобик ва таъқларнинг кўрсаткичи каттарок бўлган (m) магиз қисмлардан иборат бўлади. Ёруғлик ўтказгичларида ёруғлик нурлари тола таъқларига чегаравий бурчакдан каттарок бурчак остида тушади. Ёруғликнинг ана шундай тушиши натижасида тола таъқларининг ички юзасидан ёруғликнинг тўла ички қайтиши оқибат бўлади ва толага тушган ёруғлик унинг охиридан чиқади, ана шунинг учун ҳам ушбу толалардан ёритилиши кийин бўлган жойларни ёритишда фойдаланилади.

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

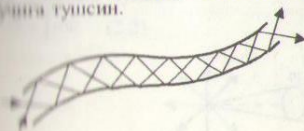


13-расм.

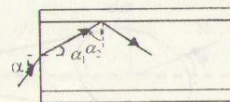
Ёруғликнинг тарқалиш йўналиши бўйлаб диаметри қанақачин толага фокон дейилади (14-расм).

Ёруғликнинг тарқалиш йўналишида диаметри ошиб барилиган толага афокон дейилади.

Биз ёруғликнинг узун ва йўғон тўғри тола (15-расм) бўйлаб тарқалишини қараймиз. Фараз қилайликки, ёруғлик нури йўғон толанинг марказий ўқига нисбатан α бурчак ҳосил қилиб тола учига тушсин.



14-расм.



15-расм.

БИБЛИОТЕКА
Бух. ТИП я ЛП
№ 3381

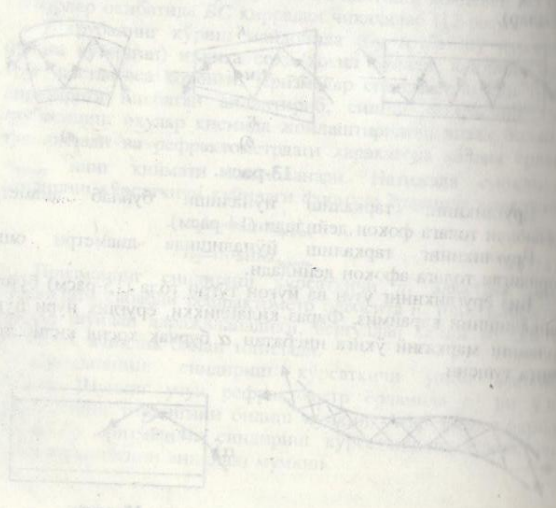
Одатда толанинг ички қисми ёки мағзи тўлқин узунлиги 400 нм дан 900 нм гача бўлган спектр области учун оғир шиша флинтдан ясалса, унинг ташқи қисми эса шиша-крондан ясаллади. Натижада тола ичида тўла ички қайтиш ҳодисаси юз беради. $A = \sin \alpha$ катталikka толанинг номинал сон апертураси дейилади. Тола мағзи синдириш кўрсаткичини n_1 билан қобиқ синдириш кўрсаткичини n_2 билан белгилаймиз. Бу ҳолда

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

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

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

Бу катталик тола қобиғининг тиниқлигига қобиқ мағзининг ёруғлиқни қайтариш характериға боғлиқ.



АТЭТЭТЭТЭТЭТЭ
П.А. П.А. П.А. П.А.
1988 й.

II БОБ. ФОТОМЕТРИЯ АСОСЛАРИ

5.5. Фотометрик катталиклар

а) Ёруғлик оқими

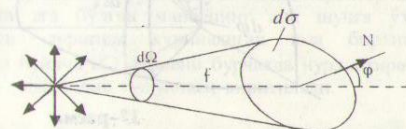
Бир вақтдан вақт бирлиги ичида ўтган энергия миқдорига оқим дейилади. Ёруғлик тўлқини мухитда тарқалар вақт билан бирга маълум энергия таркатади. Ёруғлик оқими билан тарқалувчи шу энергияни характерлаш учун ёруғлик оқими тушунчаси киритилади. Шундай қилиб берилган вақт бирлиги ичида ўтган ёруғлик энергияси миқдорига оқим дейилади. Худди энергия оқимидек ёруғлик оқимини ҳам ваттларда ўлчаш мумкин (Вт). Лекин кўп ҳолда ёруғлик оқимини люменларда ўлчаш одат тусига кирган. Ёруғлик оқимини ва изотроп мухитдаги нуктавий манба тарқатилиши қарайлик. (Нуктавий манба деб, манбадан тарқатилган нуктагача бўлган масофа R манбанинг ўлчами r билан катта бўлган манбаларга айтилади $R \gg r$). Ёруғлик оқимини бу ҳолда нуктавий манбадан чиқувчи тўғри чизиклар бўлиб тарқалади ва нуктавий манбадан изотроп мухитда тарқатилган тўлқин сирти сферик бўлади.

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

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

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

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



16-расм.

(2.2) тенгикда интеграллаш нуктавий манбани ўраб олувчи ихтиёрий ёпик сирт бўйича амалга оширилади. Кўпинча асбоблар (кўз, фотоаппарат, фотоэлементлар ва х.к.) ёрдамида интеграл ёруғлик окимини қайд этиш принципи амалга оширилади.

б) Ёруғлик кучи

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

Биобарин нуктавий ёруғликнинг манбаи учун ёруғлик кучи деган фотометрик катталик тушунчаси киритилади.

Ёруғлик кучи деб, нуктавий манба томонидан фазовий бурчак бирлигига нурлантириладиган ёруғлик окимига айтилади. Агар $d\Omega$ фазовий бурчакда $d\Phi$ ёруғлик окими нурлантирилса, холда берилган йўналишдаги ёруғлик кучи қуйидагича аниқланади:

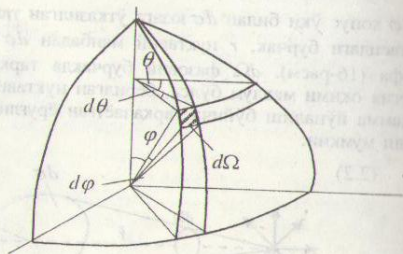
$$I = d\Phi / d\Omega \quad (2.3)$$

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:

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

Бу ердан

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



17-расм.

дан умумий ҳолини кўрайлик. Фараз қилайлик, ёруғлик кучи нурланиши йўналишга боғлиқ бўлсин. Кутб координат системасида фойдаланамиз. Нуктавий ёруғлик манбаи йўналишга боғлиқ бўлишига жойлаштирилган бўлсин. У ҳолда манба йўналишлари йўналиши 0 дан π гача ўзгариб φ кенглик ва θ кенглик ўзгариб θ узунлик билан характерланади.

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

$$d\Omega = \sin \varphi \, d\varphi \, d\theta \quad (2.6)$$

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

Ҳамини учун

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

Агар

ёруғлик кучини йўналишга боғлиқ бўлиши билан, Φ ни ҳисоблаш мумкин.

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

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

в) Равшанлик

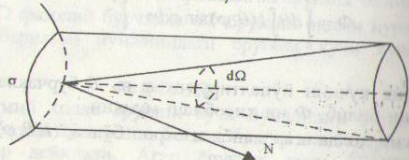
Бит юқорида кўриб ўтдикки, берилган йўналишда нуктавий ёруғлик манбаи нурланиши ёруғлик кучи билан характерланади. Маълум ўлчамга эга бўлган манбанинг ана шунга ўхшаш характеристикаси сифатида кўринадиган юза бирлигидан маълум йўналиш бўйича $d\Omega$ фазовий бурчакда нурлантираётган ёруғлик окими -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

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

$$d\Phi = B_{\varphi} d\Omega d\sigma \cos \varphi \quad (2.9)$$

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

$$B_{\varphi} = d\Phi / d\Omega d\sigma \cos \varphi \quad (2.10)$$



18-расм.

Демак, берилган йўналишдаги равшанлик шу йўналишдан кўринадиган юза бирлигидан $d\Omega$ фазовий бурчак биринчида нурлантирадиган ёруғлик оқими катталиги билан аниқланади. Ярқировчи сиртнинг кўринадиган юзаси деб шу сиртнинг юзаси $d\sigma$ нинг даста ўкига перпендикуляр йўналишдаги проекцияси айтилади, яъни

$$d\sigma^{\perp} = d\sigma \cos \varphi$$

Манба равшанлиги турли йўналишларда турлича бўлади.

Бу ҳолда нурланиш қуввати демак, манбанинг ёруғлик қуви 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, мутлак қора жисмлар ва ҳ.к.) учун B_{φ} қузилиш йўналишига боғлиқ эмас, яъни $B_{\varphi} = B = \text{const.}$

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

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

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

г) Ёритувчанлик

Бун қолларда манбанинг берилган йўналишда эмас, балки қандайдир кўрилиши билан иш кўрамыз.

Бу қолларда манба яна бир катталиқ - ёритувчанлик билан белгиланади. Ёритувчанлик барча йўналишлар бўйича юза равшанлиги нурлантириладиган тўлиқ ёруғлик оқими катталиги билан ўлчанади, яъни:

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

Бу ерда $d\Phi$ ёруғлик оқими $d\Omega = 2\pi$ жисмоний бурчак ичида қандайдир томондан нурлантириладиган ёруғлик оқимидир.

Ёритувчанлик ва равшанлик ўзаро алоқадор фотометрик катталиқлардир. Ана шу катталиқлар ўртасидаги боғланишни кўриш учун (2.9) формуладан $d\sigma$ юза томонидан ҳамма қатламлар бўйлаб нурланадиган ёруғлик оқимини аниқлаймиз. Ёритувчанлик (2.6) ни эътиборга олган ҳолда (2.9) ни φ бўйича 0 дан 2π гача ва θ бўйича 0 дан 2π гача интеграллаш лозим.

$$d\Phi = \int d\sigma B_{\varphi} d\Omega \int_0^{2\pi} \sin \varphi \cos \varphi d\varphi = 2\pi d\sigma \int_0^{2\pi} B_{\varphi} \sin \varphi \cos \varphi d\varphi \quad (2.13)$$

Бунга томондан $d\sigma$ юзадан нурлантириладиган бу ёруғлик оқимининг ёритувчанлиги орқали куйидагича аниқлаш мумкин:

$$d\Phi = S d\sigma \quad (2.14)$$

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

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

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

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

Демак, ёритувчанлик S равшанлик B билан қуйидагича боғланган экан.

д) Ёритилганлик

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

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

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

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

Бу ерда φ сиртта ўтказилган ташқи тик чизик ва ёруғлик оқими йўналиши ўртасидаги бурчакдир. (2.18) формулага асосан ёритилганлик ёруғлик кучи I , ёруғликнинг тушиш бурчаги (φ) косинусига тўғри мутаносиб бўлиб, нуктавий манбадан то ёритилаётган юзагача бўлган масофа квадрати (r^2) тесқари мутаносибдир.

6-§. Фотометрик катталикларнинг ўлчов бирликлари

Халқаро ўлчов бирликлар тизимида ёруғлик кучини бирлиги сифатида кандела (Кд) қабул қилинган. Кандела - бу тула нурлатиш сиртининг $1/600000$ м² 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, $d\Omega=1$ стерadian (стр) қийматларни қўйсак, ёруғлик оқимининг ўлчов бирлигини қуйидагича аниқлаймиз: Халқаро ўлчов бирликлар системасида (СИ)

$$1 \text{ люмен} = 1 \text{ кд} \cdot 1 \text{ стр.}$$

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:

$$1 \text{ лк} = 1 \text{ лм} / \text{м}^2$$

Ёритувчанлик ҳам люксларда ўлчанади. Равшанлик Нитларда (Нт) ўлчанади.

$$1 \text{ нт} = 1 \text{ кд} / \text{м}^2$$

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

$$\text{Вт/стр} = \text{Ж/с} \cdot \text{стр}$$

Равшанлик

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

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

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

$$1 \text{ люмен} (\lambda=555 \text{ нм}) = 0,0016 \text{ Вт} \quad (2.19)$$

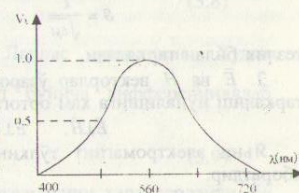
ёки

$$1 \text{ Вт} (\lambda=555 \text{ нм}) = 650 \text{ лм} \quad (2.20)$$

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

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

$M=0,0016$ Вт/лм катталик ёруғликнинг минимал механик эквиваленти дейилади, чунки $\lambda=555$ 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 қонуналарини чуқур таҳлил қилиб, ёруғликнинг электромагнит назариясини яратди ва ўз номи билан аталадиган тенгламаларни таклиф этди.

Бир жинсли изотроп мухит учун Максвелл тенгламалари қуйидаги кўринишга эга.

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

$$\text{rot} \vec{H} = \frac{\epsilon}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (3.2)$$

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

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

ϵ ва μ мухитнинг электр ва магнит киритувчанлиги, c электромагнит тўлқиннинг бўшлиқдаги 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 уормаланган ўзгарувчан магнит майдони ҳосил бўлади ва аксинча. Шунинг билан биргаликда бу майдонлар электрик ва магнит киритувчанликлари ϵ ва μ бўлган мухитда

$$\vartheta = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}} \quad (3.5)$$

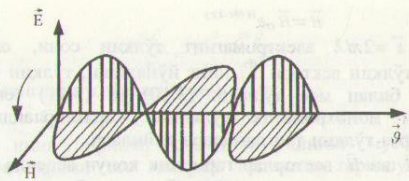
тезлик билан тарқалади.

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

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

Яъни электромагнит тўлқинлари кўндаланг тўлқинлардан иборатдир.

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



20-расм.

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

$$\text{rot} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = \frac{\epsilon}{c} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (3.6)$$

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

бўлгани учун

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

бўлади.

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

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

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:

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

(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:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{i(\omega t - kx)} \quad (3.10)$$

$$\vec{H} = \vec{H}_0 e^{i(\omega t - kx)} \quad (3.11)$$

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

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

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

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

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

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

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

ёки

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

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

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

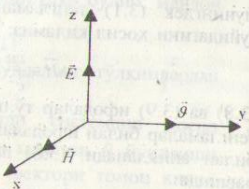
$\vec{E}$ ва $\vec{H}$ векторларнинг синфазлиги (бир фазада тебраниши) ни исботлаш учун ясси тўлкин у ўқи бўйича тарқалади деб фараз қилайлик. Бу ҳолда юқорида баён этилган электромагнит тўлкиннинг хоссасига асосан $\vec{E}$ ва $\vec{H}$ векторлар z ва x ўқларга мос равишда 21-расмда кўрсатилгандек йўналган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

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

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

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

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



21-расм.

$$\frac{\partial^2 \vec{E}_z}{\partial x^2} = -\frac{c^2}{\epsilon\mu} \frac{\partial^2 \vec{E}_z}{\partial y^2} \quad (3.20)$$

(3.20) тенглама қуйидаги ечимга эга:

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

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

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

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

$$\frac{\partial \vec{E}_z}{\partial x} = -\frac{k}{\omega} \frac{\partial \vec{E}_z}{\partial t} = -\frac{1}{g} \frac{\partial \vec{E}_z}{\partial t} = -\frac{\sqrt{\epsilon\mu}}{c} \frac{\partial \vec{E}_z}{\partial t} \quad (3.23)$$

$$\sqrt{\mu} \frac{\partial \vec{H}_x}{\partial x} = \sqrt{\epsilon} \frac{\partial \vec{E}_z}{\partial t} \quad (3.24)$$

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

$$\sqrt{\mu} \vec{H}_x(y, t) = \sqrt{\epsilon} \vec{E}_z(y, t) + \text{const} \quad (3.25)$$

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

$$\sqrt{\mu} \vec{H}_x(y, t) = \sqrt{\epsilon} \vec{E}_z(y, t) \quad (3.26)$$

Демак, $H_x(y, t)$ 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 тўлкин энергияси

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

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

(3.26) ни ҳисобга олсак (3.27) ни

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

кўринишда ёзиш мумкин.

Электромагнит тўлқинлар томонидан энергия кўчирилиши-ни энергия оқимининг зичлиги орқали характерлаш қулайдир. Бу катталик сон жihatдан вақт бирлиги ичида юза бирлигидан оқим йўналишига тик қизик кўчириладиган энергия микдорига 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:

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

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

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

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

ёки

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

(3.28) ва (3.31) дан кўринадики:

$$S = \vartheta \frac{dF^2}{4\pi} = \vartheta \cdot W \quad (3.32)$$

Бу ерда ϑ энергиянинг кўчиш тезлиги, (3.32) га асосан энергия оқимининг зичлиги берилган мухитдаги 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 жihatдан I бобдаги (1.11) формула ёрдамида аниқланади.

9-§. Электромагнит тўлқиннинг фазавий ва группавий тезлиги

а) Фазавий тезлик.

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

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

Бу ерда $\vartheta = c/\sqrt{\epsilon}$. Бир хил фазادا тебранаётган сиртлар тендамаси қуйидаги кўринишга эгадир:

$$\omega(t - x/\vartheta) = \text{const} \quad (3.34)$$

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

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

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

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

$$\omega t - kx = \text{const} \quad (3.36)$$

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

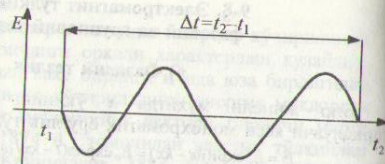
$$\vartheta = dx/dt = \omega/k = \lambda/T \quad (3.37)$$

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

б) Гурӯҳий тезлик

Алоҳида атомлар вақт бўйича чексиз бўлган монохроматик тўлқин нурлантормасдан, 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 гушунтирилади. 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.

Агар бу ташкил
этувчилар тезлиги
бир хил бўлса, у
ҳолда уларнинг фа-
завий муносабат-
лари ўзгармайди. Бу
ҳолда импульснинг
силжиш тезлиги уни
гармоник ташкил
этувчиларининг тез-



22-расм.

лиги билан мос тушади. Гармоник тўлқиннинг фаза тезлиги частотага боғлиқ бўлган муҳит дисперсияловчи муҳит дейилади. Мана шундай дисперсияловчи муҳитда монохроматик ёруғлик нури таркалса, у вақтда турли хил тўлқин узунликка эга бўлган ёруғлик нурлари дисперсияси туфайли турлича тезлик билан таркалади. Бундай ҳолларда аниқ тўлқин узунликка хос бўлган ёруғлик нурларининг тарқалиш тезлигини характерловчи фаза тезлигини характерловчи фаза тезлиги тўғрисида гапириб бўлмайди. Шунинг учун ҳам гуруҳий тезлик тушунчаси киритилади.

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

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

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

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

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

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

деб олсак

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

бўлади.

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

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

Демак, гуруҳий тезлик амплитуданинг вақт бўйича доимий қилиш шартидан топилади.

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

Охириги ифодани вақт бўйича дифференциалласак

$$d(t\delta\omega - x\delta k) = 0 \quad (3.44)$$

Гуруҳий тезлик

$$U = dx/dt = \delta\omega/\delta k = d\omega/dk \quad (3.45)$$

Гуруҳий тезлик билан фазавий тезлик ўртасидаги боғланишни қуйидагича топиш мумкин.

$$U = d\omega/dk = d(Vk)/dk \quad (3.46)$$

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

$$dk = -2\pi d\lambda/\lambda^2 \quad (3.47)$$

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

$$U = g - \frac{2\pi}{\lambda} \frac{d\lambda}{d\lambda} = g - \lambda \frac{dg}{d\lambda}$$

Демак,

$$U_{\text{г}} = g_{\text{г}} - \lambda dg/d\lambda \quad (3.48)$$

(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 тарқалади.

Фараз қиламизки, тўлқин бирор x йўналишида тарқалаётган бўлсин. Бу ҳолда S тўлқини x координата ва t вақт функцияси сифатида қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$S = f(x, t) \quad (3.49)$$

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

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

S функциянинг x нуктада t вақтдаги қиймати ($t+dt$) бўлган масофада ($t+dt$) вақт моментидан такрорланади, аниқ ерда қуйидаги шарт бажарилиш керак:

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

Бинобарин, тўлқин

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

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

Хулоса қилиб айтганда, $\vartheta t - x$ аргумент билан характерланган ҳар қандай функция қаралаётган тўлқиннинг x нуктада борувчи қийматлари томон ϑ тезлик билан ҳаракатланганини ифодалайди, бу йўналишга қарама-қарши йўналиш бўлиб тарқалувчи тўлқинни ифодаловчи функция $\vartheta t + x$ аргумент билан характерланади.

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

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

Буни қуйидагича аниқлаш мумкин:

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

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

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

Мисол тариқасида электромagnet 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».

Бундан монохроматик сферик тўлқин тенгламаси кўринишга эга бўлади:

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

A ва ϑ манбадан бирлик масофадаги амплитудани билдириши мумкин. Бу формуладан кўринадики сферик тўлқин манба марказидан бошлаб ҳисобланадиган r масофага пропорционал равишда камаяди. Тўлқин интенсивлигини I билан r муносиб равишда амалга ошади. Агар r манбадан r манбанинг чизикли ўлчамларидан ўн ёки 10 марта катта бўлса, у ҳолда тўлқин фронтини сферик қилиб ҳисоблаш мумкин. Агар тўлқин манбаи кузатиш юзаси юзаси уюкда жойлашган бўлса, яъни r масофа катта бўлса, у ҳолда тўлқин фронти жуда катта бўлиб бундан сферик сирт қисмидан ташқил топади. Сиртнинг етарлича аниқликка тешик деб ҳисоблаш мумкин. Бундай фронтга эга бўлган тўлқинга яъни тўлқиннинг ёни монохроматик тўлқин тенгламаси қуйидаги

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

қарайлик. Бундан асосан бир хил фаза сирти $x = \text{const}$ шартдан келиб чиқади, бундан маълуми шундан иборатки ZY текисликка перпендикуляр бўлган текислиكنинг барча нукталари бир хил фазали бўлиши керак. Шундай қилиб маълум йўналиш бўйича тўлқин сферик электромагнит тўлқинлар ҳолида (3.54) кўринишга эга бўлиши шарт $E(r) = H(r) \sim 1/r$ бажарилади. Яъни тўлқиннинг ихтиёрый нуктасида $E_0 = H_0 = \text{const}$ шартин қўйиш керак. Амалда тўлқин сирти сферик, цилиндрик, конусий ва бонка кўринишларга эга бўлиши мумкин. Умумий ҳолда таъкидлаш лозимки, тўлқин сирти шундай нукталарнинг йиғиндиси бўлиши керак, бу нукталарда тўлқин фазалари бир бўлиши лозим.

IV БОБ. ГЕОМЕТРИК ОПТИКА АСОСЛАРИ

10-§. Ферма тамойли

Оптикада тасвир яшаш назарияси, умуман олганда, ёруғликнинг тўлқин табиатига асосланиши лозим. Лекин бу усул мураккаблиги туфайли маълум шароитларда тўлқин табиатига эга бўлган ёруғлик нури ёрдамида тасвир яшаш учун қуйидаги қонунлар ишлатилиши мумкин. Ёруғликнинг тўғри чизик 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 ($\lambda \sim 10^{-7}\text{м}$) кичик бўлганлиги сабабли уни тахминан нурлар деб аталувчи илгичка чизиклар бўйлаб тарқалади, деб қараш мумкин бўлади. Ёруғликнинг тўлқин табиатини ҳисобга олмасак ёки $\lambda \rightarrow 0$ деб қаралса, оптика қонунларни чизиклар 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 тамойил олинади: ёруғлик икки нукта орасида энг кам вақт сарфланадиган йўл бўйлаб тарқалади. Йўлнинг ds (23-расм) бўлагини ёруғлик $dt=ds/v$ вақт ичида босиб ўтади: бу ерда v — ёруғликнинг муҳитнинг қаралаётган нуктасидаги тезлиги. Охирги ифода v ни ёруғликнинг вакуумда тарқалиш тезлиги c ва муҳитнинг синдириш кўрсаткичи n билан алмаштирамыз: $dt=(1/c)nds$. Ёруғлик A нуктадан B нуктага келиши учун сарфланадиган вақт қуйидагига тенг бўлади.

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

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

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

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

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

Ёруғлик манбаининг маълум бир нуктасидан чиқаётган ёки бир нуктада тўпланаётган нурлар дастасига гомоцентрик ёки стигматик нурлар дейилади. Кўп ҳолларда ёруғлик дасталари шик бир нуктадан чиқмайди ёки бир нуктада 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.

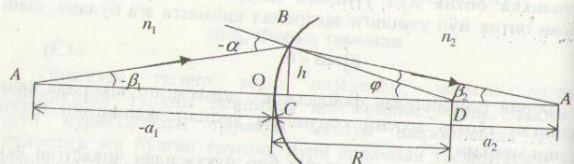
Сферик сиртда синишни қараб чиқишдан олдин геометрик оптикада масофалар ва бурчаклар қандай қондалар асосида ҳисобланишини қараб чиқайлик. Ёруғликнинг мусбат йўналиши қилиб чапдан ўншта ўтиш йўналиши олинади.

а) сферик сиртларда масофалар олатда унинг чўккисидан 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 чизик билан ҳосил қилган бурчагинини ўсиш йўналиши соат стрелкаси ҳаракати йўналишида бўлса, мусбат, аке ҳолда манфий деб олинади.

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

г) сиртнинг эгрилик маркази сиртдан ўни 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 чўккисидан бошлаб ҳисоблаймиз. OC жуда кичик бўлган ҳолни қарасак, $AO=AB$ деб ҳисоблаш мумкин. Сينيш қонунига асосан,

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

параксил нурлар учун

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

ABD ва CDB лардан

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

(4.5) ва (4.6) дан

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

24-расмдан фойдаланиб, бурчакларни кесмалар узунлиги орқали ифодалаймиз:

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

ёки

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

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

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

Бирини ифодадан ёруғлик нури сферик сиртда синган ҳолда ҳам $\left(\frac{1}{R} - \frac{1}{a_1} \right)$ кўпайтманинг ўзгармай қолиши кўринади. (4.10)

Формулага Аббенинг нолинчи инварианти ҳам дейилади. (4.10) ни қуйидаги кўринишда ҳам ёзиш мумкин:

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

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

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

(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:

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

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

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

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

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

(4.14) ва (4.15) формулалардан

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

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

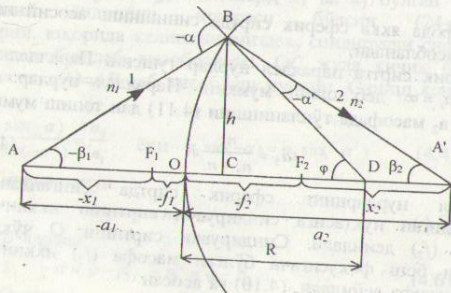
$$\frac{n_2}{a_2} \cdot \frac{R}{n_2 - n_1} - \frac{n_1}{a_1} \cdot \frac{R}{n_2 - n_1} = 1 \quad (4.17)$$

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

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

A ва A' нукталарнинг ҳолатини аниқловчи кесмаларни кутбдан эмас, балки f_1 ва f_2 бош фокуслардан бошлаб ҳисоблаймиз. 25-расмдан кўринадики,

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



25-расм.

(4.19) ни (4.18) га қўйсак:

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

ёки

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

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

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

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

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

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:

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

(4.23) ифода (4.21) ни ҳисобга олсак,

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

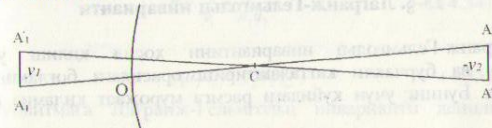
Умуман олганда, сферик кўзгулар ботик ҳамда каварик бўлади. Ботик кўзгу учун ҳам ҳамма масофалар унинг кутбидан бир томонга қараб ҳисобланади, шунинг учун (4.25) да ишоралар танлаш қоидаcига амал қилинса ҳам бўлади. Каварик кўзгу учун a_1 ва a_2 турли ишорада бўлади. Бундай кўзгу сочувчи бўлиб, унинг берадиган тасвири ва фокуси мавҳум бўлади. a_1 ва a_2 лар эса қуйидаги ифода ёрдамида ўзаро боғланади:

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

бўлади.

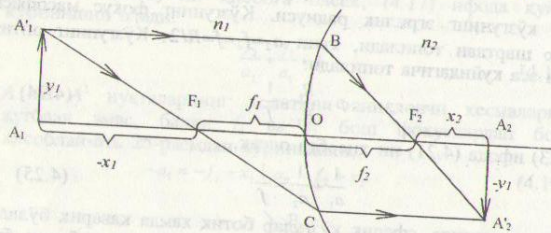
12-§. Якка сферик сиртда буюм тасвирини ясаш ва унинг катталаштиришини аниқлаш

Энди сферик сиртда оптик ўкка перпендикуляр бўлган тўғри чизик кесмасининг оптик тасвири қандай яsалишини кўриб чикайлик:



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 чизикли кесмалар билан алмаштириш мумкин. Бу кесмалар A_1OA_2 ўққа перпендикулярдир (26-расм). Тўғри чизикли кесма тасвирини яшаш учун сферик сиртда сингандан сўнг йўналишлари маълум бўлган нурлардан фойдаланамиз.



27-расм.

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

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

$A_1A_1^1F_1$ ва F_1OC учбурчакларнинг ўзаро ўхшашлигидан

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

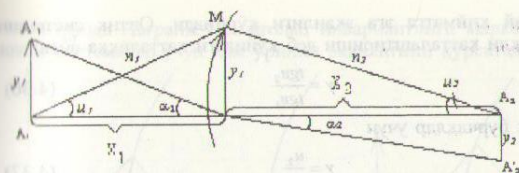
Ньютон формуласини (4.21) ҳисобга олсак,

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

эканлиги келиб чиқади

13-§. Лагранж-Гельмгольц инварианти

Лагранж-Гельмгольц инвариантини ҳосил қилиш учун чизикли 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:

$$y_1 = -x_1\alpha_1, \quad -y_2 = x_2\alpha_2 \quad (4.29)$$

бу ердан

$$\beta = \frac{y_2}{y_1} = \frac{x_2\alpha_2}{x_1\alpha_1} \quad (4.30)$$

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

$$\frac{\alpha_2}{\alpha_1} = \frac{n_1}{n_2} \quad (4.31)$$

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

$$\beta = \frac{y_2}{y_1} = \frac{x_2\alpha_2}{x_1\alpha_1} = \frac{x_2n_1}{x_1n_2} \quad (4.32)$$

28-расмдаги $\triangle A_1MO$ ва $\triangle A_2MO$ дан $y = x_1 \tan \alpha_1 = x_2 \tan \alpha_2$ нур дастасининг параксиаллик шартини ҳисобга олсак $x_1u_1 = x_2u_2$ келиб чиқади ва бундан

$$-\frac{u_1}{u_2} = \frac{x_2}{x_1} \quad (4.33)$$

Натижада β учун қуйидаги ифодага эга бўламиз:

$$\beta = \frac{y_2}{y_1} = \frac{n_1u_1}{n_2u_2} \quad (4.34)$$

ёки

$$y_1u_1n_1 = y_2u_2n_2 \quad (4.35)$$

ушш қўнайтмага Лагранж-Гельмгольц инварианти дейилади. (4.35) ифодадан сферик синдирувчи сирт учун ушш катталиқ

доимий қийматга эга эканлиги кўринади. Оптик системани бурчакли катталаштириши деб қуйидаги катталikka айтилади:

$$\gamma = \frac{tg u_2}{tg u_1} \quad (4.36)$$

кичик бурчаклар учун

$$\gamma = \frac{u_2}{u_1} \quad (4.37)$$

(4.34) ва (4.37) формулалардан:

$$\beta = \frac{n_2}{n_1} \gamma \quad (4.38)$$

(4.38) ифодадан кўринадики чизикли катталаштириш бурчакли катталаштиришга тескари пропорционал экан.

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

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

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

$$v_1 u_1 n_1 = v_2 u_2 n_2 \quad (4.39)$$

$$v_2 u_2 n_2 = v_3 u_3 n_3 \quad (4.40)$$

$$v_3 u_3 n_3 = v_4 u_4 n_4 \quad (4.41)$$

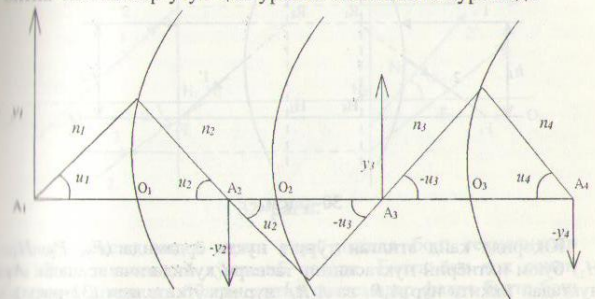
(4.29) ва (4.31) дан қуйидаги ифодани ёзиш мумкин:

$$v_1 u_1 n_1 = v_4 u_4 n_4 \quad (4.42)$$

Умумий ҳолда (4.42) ни қуйидагича ёза оламиз:

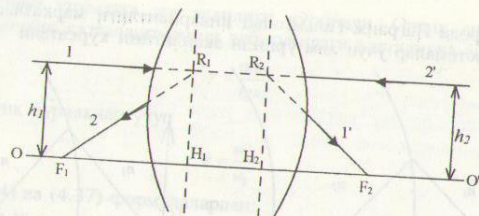
$$v_1 u_1 n_1 = v_4 u_4 n_4 \quad (4.43)$$

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



29-расм.

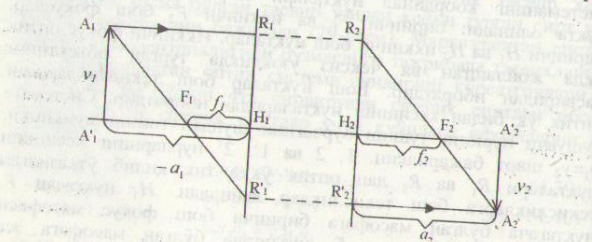
Оптик системанинг координал нукталари деб марказлашган оптик системанинг OO^1 ўқида (30-расм) жойлашган ва параксиал нурлар соҳасида объект ихтиёрий нуктасининг тасвирини ясашга имкон берадиган нукталарга айтилади. Бу нукталарнинг ҳолатини билсак, система ичида нурларнинг йўналишини билишга эҳтиёж қолмайди. Умумий ҳолда оптик системанинг координал нукталари сифатида қуйидаги тўрт нукта олинади: биринчи F_1 ва иккинчи F_2 бош фокуслар, биринчи H_1 ва H_2 иккинчи бош нукталар. Иккинчи фокус оптик ўқда жойлашган ва чексиз узокликда турган объектнинг тасвиридан иборатдир. Бош нукталар бош текисликларнинг оптик ўқ билан кесишиш нукталаридан иборатдир. Системага тушувчи нурнинг тушиш бурчагини шундай топиш мумкинки, $v_1 = v_2$ шарт бажарилсин. 1, 2 ва $1', 2'$ нурларнинг кесишиш нукталари R_1 ва R_2 дан оптик ўққа тик килиб ўтказилган текисликларга бош текисликлар дейилади. H_1 нуктадан F_1 нуктагача бўлган масофага биринчи бош фокус масофаси дейилади. H_2 нуктадан F_2 нуктагача бўлган масофага эса иккинчи фокус масофаси дейилади (30-расм).



30-расм.

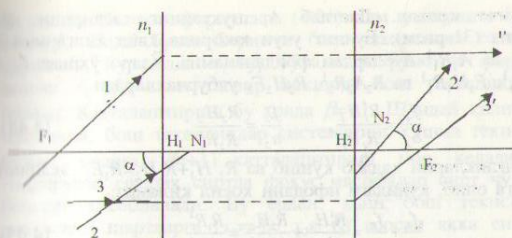
Юқорида қайд этилган тўртта нукта ёрдамида (F_1 , F_2 , H_1 , H_2) буюм ихтиёрий нуктасининг тасвири қуйидагича ясалади. A_1 нуктадан иккита нур A_1R_1 ва A_1R_1' нурлар ўтказилади (31-расм).

Оптик ўққа параллел равишда тарқалувчи ва кейинги бош текислики (R_2H_2) оптик ўқдан u_1 масофада кесувчи биринчи нур кейинги F_2 фокус орқали ўтади. Иккинчи нур биринчи F_1 фокус ва R_1H_1 бош текисликтаги R_1' нуктага келиб тушади ва оптик системадан ўққа нисбатан параллел равишда чиқади. Бу нур оптик ўқдан H_2R_2' ($H_2R_1' = H_2R_2'$) масофада тарқалади. Бу нурларнинг кесилиш нуктаси A_2 объектнинг A_1 нуктасининг оптик система томонидан ҳосил қилинадиган тасвири ҳисобланади.



31-расм.

A_1 нуктадан чикувчи ҳар бир ихтиёрий параксиал нур оптик системадан ўтгандан сўнг A_2 нуктадан ўтади. Баъзи хусусий ҳолларда оптик системанинг кардинал нукталарининг сони тўрттадан кам бўлиши мумкин.



32-расм.

Масалан, чексиз юпка линза учун иккала бош текисликлар битта бош текисликка қўшилиб кетади. Битта ёки ток сонли қўйтарувчи юзага эга бўлган оптик системалар фақат битта бош текислик ва битта фокуста эга бўлади, чунки системага тушувчи нурлар фақат бир йўналиш бўйича тарқалади. Жуфт сонли қўйтарувчи юзага эга бўлган оптик системалар умуман тўртта координал нукталарга эга. Телескопик системаларда оптик системанинг координал нукталари чексизликда жойлашади, бинобирин, бу нукталар ёрдамида тасвир яшаш мумкин эмас. Бу ҳолда телескопик системани икки қисмга бўлиш мумкин. Масалан, объект фазоси ихтиёрий нуктасининг тасвирий яшаш мумкин бўлади. Баъзи ҳолларда бош нукталар тўғри нукталар билан алмаштирилади (32-расм). Тугун нукталарнинг хоссаси шундан иборатки, биринчи N_1 тугун нуктадан ўтган ва оптик ўқ билан α бурчак ҳосил қилган нур сингандан сўнг иккинчи N_2 тугун нуктадан ўтади ва оптик ўқ билан яна α бурчак ҳосил қилади. Агар биринчи ва иккинчи муҳитларнинг синдириш кўрсаткичлари бир хил бўлса, тугун нукталар бош нукталар билан мос тушади.

15-§. Марказлашган оптик системада тасвир яшаш

Системанинг бош текисликлари ва бош фокуслари ёрдамида тасвир қандай ясаллигини 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 шикловчи масофаларни биринчи (H_1R_1) ва иккинчи (H_2R_2) бош текисликлардан бошлаб ҳисоблаймиз. Ишоратар қондаси

аввалгича қолади. Дастлаб A_1 нуктанинг тасвирини қиламиз (31-расм). Бунинг учун юқорида қайд қилинган A_1, R_1 ва $A_1R_1^1$ нурлардан фойдаланамиз. Ҳазаро уқим $A_1R_1R_1^1, F_1H_1R_1^1$ ва $R_2A_2R_2^1, R_2H_2F_2$ учбурчаклардан

$$\frac{f_1}{a_1} = \frac{R_1^1H_1}{R_1^1R_1}, \quad \frac{f_2}{a_2} = \frac{R_2H_2}{R_2R_2^1}.$$

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

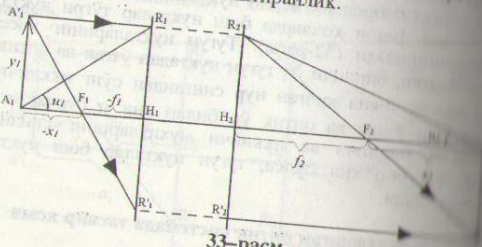
$$\frac{f_1}{a_1} + \frac{f_2}{a_2} = \frac{R_1^1H_1}{R_1^1R_1} + \frac{R_2H_2}{R_2R_2^1} = \frac{R_1R_1^1}{R_1R_1^1} = 1$$

ёки

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

(4.46) дан кўринадики, марказлашган оптик системанинг якка сферик сиртда синиш формуласини ишлатиш экан.

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

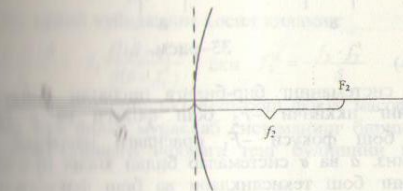


33-расм.

$A_1A_1^1F_1$ ва $F_1H_1R_1^1$ ҳамда $R_2H_2F_2$ ва $F_2A_2A_2^1$ учбурчаклардан ўхшашлигидан қуйидаги тенгликларга эга бўламиз:

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

Ньютон формуласи (4.21) ҳам уз кучини сақтайди, бу экинчи биринчи бош текисликда ётган ҳолни $x_1 = -f_1$ бўлади ва Ньютон формуласига f_1 яъни тасвир иккинчи бош текисликда ҳосил бўлади. Шундай қилиб, айтиш мумкинки, бу ҳолда $\beta = +1$. Шундай қилиб, айтиш мумкинки, бу ҳолда $\beta = +1$ катталаштириш мос келади. Битта сферик сиртда фокус масофалар сирт чўққисидан ҳисобланади. Бу ердан, яъни бош текисликларни сиртларга ($x_1 = -f_1, x_2 = -f_2$) асосан якка синдирувчи сферик бош текисликлар якка сферик сирт чўққисига қўйиб, бу ҳолда текислик билан мос деган хулоса келиб чиқади. Бу ҳолда катталаштириш билан мос деган хулоса келиб чиқади.



34-расм.

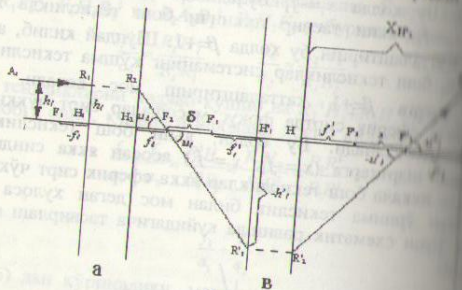
4.4. Марказлашган оптик системанинг бош фокуслари ва бош текисликларининг вазияти

Синдирувчи сиртларнинг эгрилик радиуслари R_1 ва R_2 на бу синдирувчи сиртлар орасидаги масофалар билан таърифланади. Марказлашган оптик системанинг бош фокуслари берилган бўлса, марказлашган оптик системанинг катталаштириш аниқлаб, уни сферик сирт катталаштириши билан солиштирайлик.

$$f_1 = \frac{-n_1}{n_2 - n_1} r, \quad f_2 = \frac{-n_2}{n_2 - n_1} r$$

Бу маълумотларга асосланиб системанинг бош фокуслари ва бош текисликларини аниқлаш мумкин. Фараз

килайлик, иккита (a ва b) марказлашган оптик синал-
бири бош текисликлари ва бош фокуслари орқали
бўлсин (35-расм).



35-рasm.

Бу икки системанинг бир-бирига нисбатан жойлашган системанинг иккинчи $-F_2$ бош фокуси ва n ени биринчи бош фокуси $-F_1$ орасидаги масофани белгилаймиз. a ва σ системалар билан ҳосил бўлган системанинг бош текисликлари ва бош фокуслари аниқлаймиз. Шунинг учун оптик ўқдан h_1 масофада ва параллел равишда кетаётган A_1R_1 нурни қараймиз. F_1 бу нуктада системанинг иккинчи бош фокуси ҳисобланади. Иккита нур бир-бири билан тушунга қалар ўзаро параллел иккинчи бош фокуси F_2^{11} ва иккинчи бош текислик куйидаги мулоҳазадан аниқлаймиз. A_1R_1 нур масофада кесиши керак. $R_2^1F_2^{11}$ нурда оптик ўқдан h_1 масофадаги нукта m бўлади. Бу ҳолда оптик ўққа перпендикуляр бўлган mH_1^{11} текислик мураккаб системанинг фокуси бўлади. f_2^{11} ни аниқлаш учун u_2, u_2^1, u_1, u_1^1 киргизамиз. Бу бурчаклар остида нур оптик ўқни қесган расмдан кўринадики: $u_2 = u_1, u_2^1 = u_1^1$. Шу бурчаклар куйидагича муносабат бўлигини кўрсатиш мумкин:

$$\frac{u_2}{u_2^1} = \frac{u_1}{u_2^1}$$

$$\frac{n_2}{n_2^{II}} = \frac{n_1}{n_1^{II}}$$

Эндан кундагитини ҳосил қиламиз:

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

2000年1月1日 13/14 14/15

$$\text{EKN} \quad f_2''' = -f_2' \frac{f_2' + x}{\delta - f_1'} \quad (4.49)$$

Фойдаланиб, бу формуладан x ни F_2 ва F_2'' в системанинг қўшма нуқталари билибларин $- \delta x = f_1 f_2$, бундан: $x = -\frac{f_1' \cdot f_2'}{\delta}$ бу

...буниб кунидагини ҳосил қиламиз:

$$\text{ЭКИ} \quad f_2^{\text{II}} = -\frac{f_2 \cdot f_2^{\text{I}}}{\delta} \quad (4.50)$$

... системанинг иккинчи бош фокус масофасидир.
... бу билан мураккаб системанинг биринчи бош
... кундаги нфодага тенг бўлишини кўрсатса

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

бу тенг экан бу ифодада x ва f_2^{11} нинг кўрақ кўидаги тенгликни ҳосил қиламиз:

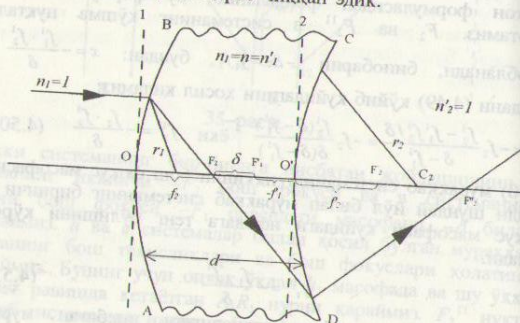
$$-\frac{f_1^1 f_2^1}{\delta} + \frac{f_1 f_2^1}{\delta} = \frac{\delta f_2^1 - f_1^1 f_2^1 + f_2 f_2^1}{\delta} \quad (4.52)$$

$$V_H = f_2' \frac{\delta - f_1' + f_2'}{\delta} \quad (4.53)$$

(4.50), (4.51) ва (4.53) формулаларни кетма-кет қўллана олганда ихтиёрый мураккаб марказлашган оптик
 ёшн текисликлари ва ёшн фокусларининг
 шаклини мумкин.

17-§. Қалин линза

Ёруғлик учун шаффоф бўлиб иккала томондан сферик сирт билан чегараланган жисмга линза дейилади. Линзалар қатъий аҳамиятга эга бўлгани учун уларда ёруғлик синиш қонуни қатъий қараб чиқайлик. Эгрилик радиуслари r_1 ва r_2 бўлган бир биридан d масофада жойлашган AB ва DC сиртгли қалин линза ҳавода жойлашган бўлсин ($n_{\text{хаво}}=1$). Синдирувчи сиртларнинг O ва O' нуқталарига ўринма равишда ўтказилган текисликлар билан мувофиқлаштиришни 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 кўрсаткичи n_1 бўлган қуйидаги ифода билан характерланади:

$$\Phi = \frac{n_2}{f_2} = -\frac{n_1}{f_1} \quad (4.54)$$

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

$$\Phi = \frac{1}{f_2} = -\frac{1}{f_1} \quad (4.55)$$

36-расмга асосан

$$\delta = d = f_1 + f_2' \quad (4.56)$$

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

$$\Phi = \frac{1}{f_2} = -\frac{1}{f_1} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} \quad (4.57)$$

Сферик синдирувчи сиртларнинг фокус масофалари фокус жойлашган муҳитларнинг синдириш кўрсаткичларига пропорционалдир. Мана шу нисбати фокусларнинг сферик сирт чўққисидан турли йўналишда ётишини кўрсатади. Бу ҳолда:

$$\frac{f_1}{n_1} = \frac{f_2}{n_2} = n \quad (4.58)$$

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

$$\Phi = \frac{n}{f_1} + \frac{n}{f_2} = \frac{n}{f_1} + \frac{n}{f_2} \quad (4.59)$$

Иккала сферик сиртларнинг оптик кучлари:

$$\Phi_1 = \frac{n}{f_1}, \quad \Phi_2 = \frac{n}{f_2} \quad (4.60)$$

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

$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2 = \Phi_1 \Phi_2 \cdot \frac{d}{m} \quad (4.61)$$

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

$$\Lambda_{II} = f_1 \frac{\delta - f_1 + f_2}{\delta} = f_2' \frac{d}{\delta} \quad (4.62)$$

Бу ифодани қуйидагича ёзамиз:

$$\Lambda_{II} = \frac{f_2' f_2}{\delta} \cdot \frac{d}{f_2}$$

Бу ерда $\frac{f_2' f_2}{\delta} = -f_1'$ линзанинг иккинчи бош фокус масофаси бўлганини учун $\Lambda_{II} = -f_1' \frac{d}{f_2}$ бўлади.

ёки $f_2^{11} = \frac{1}{\Phi}$ ва $f_1 = \frac{\eta}{\Phi_1}$
 эканлигини ҳисобга оламиз. Натижада куйидаги

$$X_{H_2^{II}} = -\frac{\Phi}{\Phi_1} \cdot \frac{d}{n}$$

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

Кўп ҳолларда линзанинг қалинлигини ҳисобга олиш мумкин, яъни $d \rightarrow 0$ деб олиш мумкин. Бундай линза дейилади. Юпка линзани схематик равишда кўрсатиш тасвирлаш мумкин (37-расм):


$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2,$$
$$\Phi = \frac{n_2 - n_1}{n_1}$$

$$\Phi_1 = \frac{n - n_{\text{мис}}}{r_1}, \quad \Phi_2 = \frac{n_{\text{мис}} - n}{r_2}$$

ёки биз қараётган ҳол учун:

$$\Phi_1 = \frac{n - n_{\text{мис}}}{r_1}, \quad \Phi_2 = \frac{n_{\text{мис}} - n}{r_2}$$

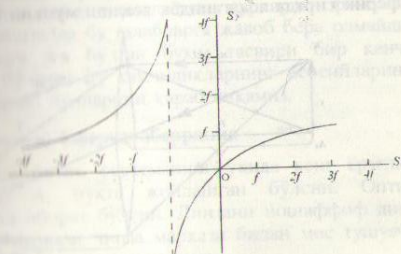
$$\frac{n - n_{\text{max}}}{r_1} + \frac{n_{\text{max}} - n}{r_2} = (n - n_{\text{max}}) \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) \quad (4.68)$$

Формула билан аниқланади:

$$\frac{n_{\text{rel}}}{n} = \frac{n_{\text{max}}}{(n - n_{\text{max}}) \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right)} \quad (4.69)$$

$$f_1 - f_2 = \frac{1}{(n-1) \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right)} \quad (4.70)$$
$$\frac{n_2}{S_2} - \frac{n_1}{S_1} = \phi \quad (4.71)$$
$$\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right)_{\text{ЭКН}} \frac{1}{S_2} - \frac{1}{S_1} = \frac{n - n_{\text{мгн}}}{n_{\text{мгн}}} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right) \quad (4.72)$$

1000

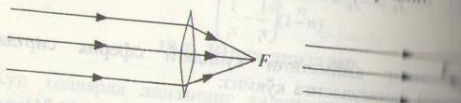


38-рasm.

айтганда тасвир буюм силжийдиган йўналиш бўлиши мумкин, лекин $S_1=F_1$ нукта бундан мустаснодир, яъни ўтганда тасвир $S_2=\infty$ дан $S_2=-\infty$ га ўтади. (Бу кийматиға қараб линзалар мусбат (йиғувчи) (сочувчи) турларға бўлинади. Мусбат ва манфий қараб чиқайлик фараз қилайлик бу линзалар қават бўлсин. Оптик куч Φ катталиги (4.73) даги иккита катталикларнинг қўпайтимасига боғлиқдир:

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

Биз қарайтган ҳол учун $n>1$ ва $(n-1)>0$. Шундай ҳолда ишораси иккинчи қавс ишорасига боғлиқ бўлади, яъни учун линзаларни қуйидагича тасвирлаш мумкин:

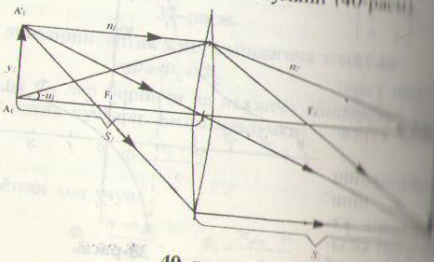


Мусбат (йиғувчи) линза

Манфий (сочувчи) линза

39-расм.

Агар линза материалнинг синдириш кўрсаткичи олган муҳит синдириш кўрсаткичидан кичик бўлса, линзалар манфий, манфий линзалар мусбат бўлиб кетганда жисм тасвири иккита нурларнинг синишидан кейинги йўналишларни билган ҳолда сферик сиртда ясалганидек ясалтиш мумкин (40-расм).



40-расм.

қаватли катталаштирини аниқлаш учун қаватли катталаштирини фойдаланамиз. Линза ҳавода қаватли катталаштирини $n_1=n_2=1$ ва $y_1u_1=y_2u_2$ ёки $y_2y_1=u_1u_2$ бўлади, ёки $n_1n_2=s_1s_2$ десак: $\beta=y_2/y_1=s_2/s_1$. Амалда қаватли катталаштирини иборат марказлашган оптик система қаватли катталаштирини оптик кучи қуйидаги ифода билан мумкин:

$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2 + \dots + \Phi_n \quad (4.75)$$

қаватли катталаштирини оптик системада юпқа линзалар қаватли катталаштирини қилиб зич жойлаштирилган қаватли катталаштирини формула бевосита қўлланилади. Агар оптик системадаги линзалар бир-биридан маълум қаватли катталаштирини бўлса, у ҳолда ҳар бир линза учун қаватли катталаштирини ишлатиш керак ва биринчи линза қаватли катталаштирини иккинчи линза учун объект вазифасини

Оптик системанинг камчиликлари ва уларни бартараф этиш усуллари

Оптик системаларга тушувчи нурлар параксиал, яъни таъридан унча катта бўлмаган бурчаклар ҳосил бўлиши синдириш кўрсаткичи ёруғлик тўлқин тарқатиш талаб қўйиладиган, у турли тўлқин тарқатиш учун ҳамда бир хил чизиқли катталаштирини тасвир ҳосил қилиш керак, оптик системада катта бўлиши керак, яъни тасвир яшашда катта бурчак ичун тарқалаётган нурлардан фойдаланиш линзалар бу талабларга жавоб бера олмайди, бу ўрнини эга бўлган буюм тасвири бир қанча қаватли катталаштирини бу камчиликларнинг асосийларини қаватли катталаштирини қараб чиқамиз.

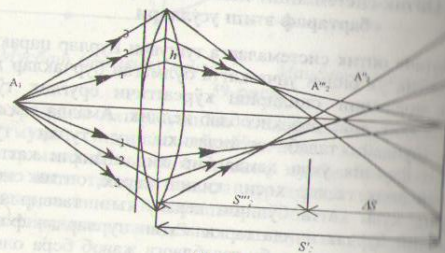
а) Сферик абберация

Сферик абберация, оптик системанинг ўқида кен ёруғлик тарқатиш A_1 нукта жойлашган бўлсин. Оптик системадан иборат бўлсин. Линзани пошаффоф диск қаватли катталаштирини линза маркази билан мос тушувчи қаватли катталаштирини тарқатиш ҳосил қиламиз.

Параксиал нур марказий тешик орқали нукта тасвирида ҳосил қилади. Марказдан узокроқдаги тешиклардан дасталар (2, 3 ва х.к дасталар) нукта тасвирини A_1, A_2, A_3 ҳосил қилади. Агар тешиклардан иборат бўлган дискни ташиласак, у ҳолда ўрталик зоналардан ўтувчи нурлар тасвирларни ўрталик нукталарида ҳосил қилади. A_1 нукта ўқда узлуксиз тасвирланиб, бу ўққа перпендикуляр текисликларда бир жинсли ёритилмаган диск кўриниш тасвир ҳосил бўлади. Оптик системанинг бундай қайта сферик абберрация дейилади.

Бўйлама сферик абберрация ўлчами сифатида A_1 нукталари орасидаги масофа $\Delta S = S_2^{III} - S_2^I$ олинган. Бундан сферик абберрацияни график усулда тасвирлаш 41-расмда кўрсатилган.

Сферик абберрация катталиги линза сиртлари эгрилигига, синдириш кўрсаткичига ва унинг синдирилмаган сиртларининг қайси бири манбага қаратилганлигига боғлиқ.



41-расм.

Сферик абберрация туфайли ёруғлик чиқараётган нукта тасвири экранда унча катта бўлмаган ва текис ёритилган доира шаклида ҳосил бўлади. Экранни оптик ўқ бўйлаб қайтариб келиш билан тасвирнинг ёритилганлиги ўзгариб туриниши кўриш мумкин.

Монохроматик ёруғлик нурида барча абберрациялар бўлмаган ва ёруғлик чиқарувчи нукта оптик система тўғрисида жойлашган ҳолда ҳам, сферик абберрация сақланиб қолган. Сферик абберрацияни ҳосил бўлишига сабаб сиртнинг шаклидир. Йиғувчи линза учун бўйлама сферик абберрация манбадан

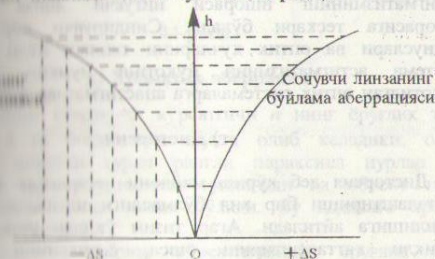
$$\Delta S = S_2^{III} - S_2^I$$

ливалар учун ΔS мусбатдир, чунки четки нурлар марказий нур билан кесилишади.

Линзалар 42-расмда кўрсатилгандек, абберрация ўлчами ҳамма зоналар учун $\Delta S < 0$. Сочувчи линзалар учун $\Delta S > 0$. Ана шундай линзалар комбинацияси сферик абберрацияни бартараф қилиш мумкин.

б) Кома

Жойлашган нуктавий ёруғлик манбаи учун линзани бартараф этилган линзаларга оптик ўқда жойлашган манбадан ёруғлик тушаётган бўлса, унинг тасвири инклида ҳосил бўлади (42-расм).



42-расм.

Сферик абберрацияга кома дейилади. Команинг ҳосил бўлишига линзани марказий ва четки ёруғлик нурлари учун фокуснинг бир хил бўлмаганлигидалир. Маълумки, нурлар учун бир хил катталаштириш шarti Лагранж-инвариантга бўйсинади:

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

Бундан катта бурчак остида тушувчи нурлар учун синуслар формуласи ўринли бўлишини кўрсатади:

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

Агар линза ҳавода жойлашган бўлса:

$$y_1 \sin u_1 = y_2 \sin u_2$$

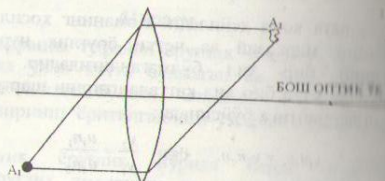
бу шарт бажарилса кома кузатилмайдн. (4.77)
каноатлантирувчи линзага апланатик линза дейилади.

в) Астигматизм

Нуктавий буюмдан чикувчи нурлар оптик ўқ билан бурчак ҳосил қилса, гомоцентриклгитини йўқоташ текисликларда жойлашган нурлар оптик системани ўтандан сўнг ўзаро силжиган иккита учрашган нукта бўлади. Натижада нукта тасвири бир-бирига нисбатан ва ўзаро тик фокал кесмалар шаклида бўлади. Ана шу астигматизм дейилади. Фокал кесмалар орасидаги астигматизм ўлчови бўлиб хизмат қилади. Согувчи астигматизмининг ишораси йиғувчи линза астигматизм ишорасига тесқари бўлади. Синдирувчи сирлар радиуслари ва оптик кучларини танлаш йўли билан система астигматизмини йўқотиш мумкин. Астигматизм йўқотилган оптик системаларга анастигматлар дейилади.

г) Дисторсия

Дисторсия деб кўриш майдони чегарасида линза катталаштириши бир хил бўлмаслиги натижасида тасвир бузилишига айтилади. Агар тизим ўқидан узоклашган чизикли катталаштириш ошса, ёстиксимон ёки дисторсия ҳосил бўлади.



43-расм.

Агар катталик катталик тўр шаклида бўлса, тасвир эри рақамли ҳосил қилинган тўрдан иборат бўлади (44-расм). Система ўқидан узоклашган сари чизикли рақамли камайиб борса, бочкасимон ёки манфий дисторсия бўлади. Дисторсия диафрагмани линзадан жойлаштирилганда ва қуйидаги схема бўлишидан оптик системаларда кузатилиши мумкин.



44-расм.

д) Хроматик aberrация

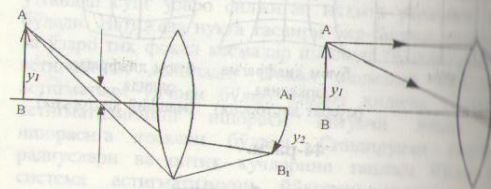
Модданин синдириш кўрсаткичи n нинг ёруғлик тўлкин даражаси λ га боғлиқлиги шунга олиб келадикки, оқ нур линза кўриш турли рангли параксиал нурлар линза кўриш турли нукталарда тўпланади ва объект тасвири бузилади. Бу ҳодисага хроматик aberrация дейилади. Модданин синдириш кўрсаткичининг ёруғлик тўлкин даражаси λ га боғлиқлиги қуйидагича кўринишга эга бўлган Коши формуласи орқали ифодаланиши мумкин:

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

бу ерда A , B ва C модданин баъзи доимийлари. Маълум бир модда учун n нинг λ га боғлиқлиги қуйидаги жадвалда кўрсатилган.

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

Турли шишалар учун n нинг λ га боғлиқлиги тўғрисида маълум бўлганда, шунинг учун маълум бир йиғувчи ва сочувчи комбинациясидан иборат бўлган тизим хроматик абберация ҳоли бўлади, яъни ахроматик тизим ҳосил бўлади. Бу тизим ва флинтдан ясалган линза қачон ахроматик тизим қилишнинг ҳисоблайлик. Фараз қилайлик, кроннинг линзанинг кизил, бинафша нурлар учун ва спектрнинг соҳаси учун синдириш кўрсаткичлари мос равишда $n_{1к}$ ва $n_{1ф}$ бўлсин. Синдирувчи сиртларнинг эгىрлик радиуси r_1 ва r_2 билан белгиланмиш.



45-расм.

Хавода жойлашган линзанинг оптик кучлари:

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

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

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

(4.79), (4.80) ва (4.81) дан қуйидаги ифодаларни келишимиз:

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

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

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

Бинафша нурлар учун иккинчи линзанинг оптик кучи. Бинафша нурлар учун мураккаб линзанинг оптик кучи:

$$\Phi_{1к} = \Phi_{1к} + \Phi_{2к}, \quad \Phi_{2ф} = \Phi_{1ф} + \Phi_{2ф} \quad (4.84)$$

Бинафша нурлар учун мураккаб линзада хроматик абберация:

$$\Phi_{1к} + \Phi_{2к} = \Phi_{1ф} + \Phi_{2ф} \quad (4.85)$$

(4.82) ва (4.84) формулалардан қуйидагиларга эга:

$$\frac{n_{1к} - n_{1ф}}{n_{1ф} - 1} \Phi_{1ф} + \frac{(n_{2к} - n_{2ф})}{n_{2ф} - 1} \Phi_{2ф} = 0 \quad (4.86)$$

Бинафша нурлар учун мураккаб линзанинг хроматик абберацияси ҳисобланади. Бинафша нурлар учун мураккаб линзанинг оптик кучи:

Бинафша нурлар учун мураккаб линзанинг оптик кучи:

$$V_1 \Phi_{1ф} + V_2 \Phi_{2ф} = 0 \quad (4.87)$$

Бинафша нурлар учун мураккаб линзанинг оптик кучи:

$$\Phi_{1ф} = \Phi_{1ф} + \Phi_{2ф} \quad (4.88)$$

(4.87) лардан линзаларнинг оптик кучларини аниқлаш:

$$\Phi_{1к} = \Phi_{1ф} + \frac{V_1}{V_2} \Phi_{1ф} \quad \text{ёки} \quad \Phi_{1ф} = \Phi_{1ф} \frac{V_2 - V_1}{V_2} \quad (4.89)$$

Бинафша нурлар учун:

$$\Phi_{1ф} = \frac{V_2}{V_2 - V_1} \Phi_{1ф} \quad (4.90)$$

Бинафша нурлар учун:

$$\Phi_{1ф} = \frac{V_2}{V_2 - V_1} \Phi_{1ф} \quad (4.91)$$

Бинафша нурлар учун:

Бинафша нурлар учун:

Бинафша нурлар учун:

Бинафша нурлар учун:

Бинафша нурлар учун:

Бинафша нурлар учун:

Бинафша нурлар учун:

Бинафша нурлар учун:

Бинафша нурлар учун:

Бинафша нурлар учун:

Бинафша нурлар учун:

Бинафша нурлар учун:

Бинафша нурлар учун:

Бинафша нурлар учун:

Бинафша нурлар учун:

Бинафша нурлар учун:

Бинафша нурлар учун:

Бинафша нурлар учун:

Бинафша нурлар учун:

Бинафша нурлар учун:

Бинафша нурлар учун:

Бинафша нурлар учун:

Бинафша нурлар учун:

Бинафша нурлар учун:

Бинафша нурлар учун:

Бинафша нурлар учун:

Бинафша нурлар учун:

Бинафша нурлар учун:

Бинафша нурлар учун:

Бинафша нурлар учун:

Бинафша нурлар учун:

Бинафша нурлар учун:

Бинафша нурлар учун:

Бинафша нурлар учун:

Бинафша нурлар учун:

Бинафша нурлар учун:

Бинафша нурлар учун:

Бинафша нурлар учун:

Бинафша нурлар учун:

Бинафша нурлар учун:

Бинафша нурлар учун:

Бинафша нурлар учун:

Бинафша нурлар учун:

Бинафша нурлар учун:

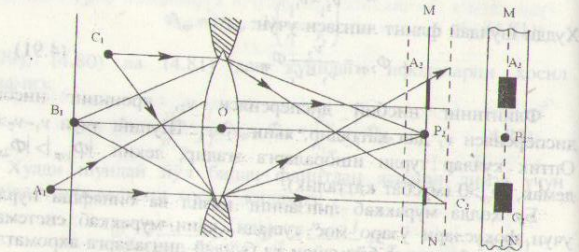
20-§. Дифрагмалар

Оптик асбоблар деб линзалар комбинацияси кўзулар дифрагмалар ва бошқа ёрдамчи қисмлардан иборат бўлган ва ёки бу масалани ечиш учун хизмат қилувчи тизимлари 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 боғлиқдир. Тасвирнинг ёритилганлиги, буюмнинг равшанлигига, ёруғлик ўтказиш чегараловчи дифрагмаларнинг диаметрига ва асбобда ёруғликнинг йўқолиш даражасига боғлиқ бўлади. Кўриш майдони дифрагмаларнинг ўлчамлари ва аниқ тасвир катталиги билан аниқланади.

Ёруғликни ўтказишга мўлжалланган турли шаклдаги тешикларга эга бўлган тиникмас экранларга дифрагмалар дейилади. Одатда дифрагмалар оптик ўққа перпендикуляр равишда жойлаштирилади ва уларнинг марказлари системанинг оптик ўқи билан мос тушади. Оптик системалар уларга тушувчи ёруғлик боғламнинг кенглиги маълум даражада чеклангандагина коникарли 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 нукталари оптик системадан турли масофаларда туради (46-расм).



46-расм.

Расмдан кўринадики, оптик система уч ўлчамли буюмнинг A_1, B_1, C_1 нукталаридан MN текисликда фақат B_1 нуктанинг тасвирини P_2 нукта шаклида ҳосил қилади. A_1, C_1 нукталар эса очилган айланалар шаклида тасвирланади. Бу тасвирларнинг оптик ўққа нисбатан 90° бурилган MN текисликда яхши кузатиш мумкин.

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

Оптик системаларда ишлатиладиган дифрагмалар иккига бўлинади: апертурал (таъсир этувчи) ва кўриш майдони дифрагмаси.

Оптик системага тушувчи ёруғлик дасасини чегараловчи дифрагмага ёки апертурал дифрагманинг реал оптик тизимларда қўйилиш жойини аниклаш учун оптик системадан ўтувчи ёруғлик нурларининг йўли ва ўлчамини аниклаш керак. Бу ерда фақат тизимдан ўтиб тасвирни ҳосил қилувчи нурларгина аҳамиятга эгадир. Тасвирнинг сифати ва унинг ёритилганлиги апертурал дифрагмага боғлиқдир.

Апертурал дифрагманинг ундан олдин турган оптик система томонидан ҳосил қилинадиган тасвирга кириш қорачиги дейилади. Объектив ҳосил қиладиган тасвирнинг ёритилганлиги деб қуйидаги катталikka айтади:

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

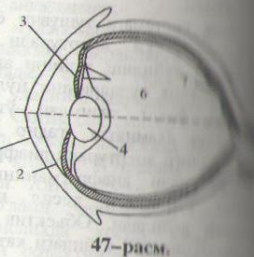
d – объектив диаметри, f – эса унинг фокус масофаси.

Дифрагмалар одатда кўз билан кузатиш учун хизмат қиладиган асбобларда айлана шаклида, спектроскоп ва спектрографларда эса тўртбурчак шаклида ясалади. Кўриш майдони дифрагмаси бўлиб, махсус дифрагмалар ёки оптик асбобнинг айрим қисмлари хизмат қилиши мумкин. Кўриш қорачиги марказидан энг кичик бурчак остида кўринадиган контур кўриш майдони дифрагмаси сифатида тиркишнинг бадаллигини чегараловчи тўсик хизмат қилади. Мисол, Гартман дифрагмаси ана шундай тўсик родини бажарadi.

Кўз кўриш органи бўлиб, унинг асосий қуйидагилардан иборатдир. Кўз соққасининг (теш) ташқи қобилигини склера (1) ташкил этади (47-расм). Кўзнинг ичидagi молдаларни ташқи таъсирдан хинга кўзнинг катталигини сақлайди. Кўзнинг олдинги сиртга юпка тиниқ шох парда (2) га айланади ва шу шох парда кўзга ёруклик ўтади. Шох пардадан кейин тешикка камалак парда (3) жойлашган. Камалак парда нимча бўялган мушак ҳалқа мускул тўқималардан иборатдир. мускуллар ёрдамда торайиб ёки кенгайиб кўз ўлчамини ўзгарилади ва натижада кўзга тушувчи обектнинг катталиги ўзгаради.

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) кўзининг орка қисмида жойлашган. Маълумки, инсон меҳнат фаолиятининг асосий қисми ишларида ишлатилади. Шунинг учун кўзининг баъзи оптик хусусиятларини билиш фойдалидир. Кўз ўзининг ишлаш принципи асосан фотоаппаратга ўхшайди. Кўзининг оптик системаси пардада объектни ҳақиқий тасвирини ҳосил қилади. Кўз синдирувчи тизим бўлиб, шох парданин қаварик сиртинга ўхшаган суяқлик ва кўзни тўлдирувчи шишасимон жисмдан ҳибсбланади. Нормал кўз учун шох парданин синдирувчи қўрсаткичи $n=1,376$, сува $n=1,376$ га тенгдир.

Кўриш сезгисининг интенсивлиги кўзга тушувчи ёра оқими томонидан тўр пардада ҳосил қилинадиган ёритилган



47-рәсм

Кўриш кўриниш тўр пардаси кўриш нервнинг
қўриш ширати бўлиб, унинг юқори қатлами
қўриш таъқчалар ва қолбачалар билан қопланади.
У 130 миллимонта бўлиб, қолбачалар сони эса ~
Қолбачалар асосан тўр парданинг марказий
қисмида бўлиб, таъқчалар эса тўр парданинг
қўриш таъқчалар турли ролни ўйнайди. Қолбачаларга
қўриш таъқчалар сезирилги катта, лекин рангини сезиш
қўриш эса эмас. Рангини сезиш фақат қолбачаларнинг
қўриш таъқчалари асоси бўлади. Ранг сезиш қобилиятини
қўриш таъқчалари асоси бўлади. Бундан ташқари
қўриш таъқчалар билан тўр парда соҳаси таъқчалар
қўриш таъқчалари соҳаси нисбатан кўпроқ деталларни фарқ
қўриш таъқчалари беради. Бунга мос равишда одам икки хил
қўриш таъқчалари. Бунлардан бири қолбачаларнинг кўзғалишига
қўриш таъқчалари рангини таъқчаларда амал қилади. Шунинг
қўриш таъқчалари фарқ қилиш ва объектларнинг кўп
қўриш таъқчалари нисбатан қўриш таъқчалари эгадир. Бу кўриш қўриш
қўриш таъқчалари Иккинчиси эса таъқчаларнинг кўзғалиши
қўриш таъқчалари бўлиб, бундай кўришга кечки кўриш дейилади.

Бу ҳақиқатни кўришда кечки кўриш бир вақтда амал қилади. Кечки кўришнинг кўриш қўрақларидан кичик ёритилганликларга ўтишда кўришнинг максимал сезирликка эга бўлмайти.

Кўришнинг кўришдан кечки кўришга ўтиш нисбатан кўришнинг Кечки кўриш жараянининг бошланиши ёки кўришнинг шаронтига мослашишга кўзининг мослашгани. Ярим соат мобайнида сезирлик 10-20% кўришнинг мумкин. Тўлиқ адаптация вақти кўз учун кўришнинг мумкин, лекин сезирликнинг ўсиши жуда кўриш. Бир сутка давомида амалга ошади.

Кўннинг сизирлиги жуда кўп ва уртача равишанликларда фақат 1-3 даққа вақт ичида кўннинг оптик кучи ўзгариб туриш натижасида унинг предметларга бўлган турли масофаларга нисбатан яқин ва кўннинг бу қобилиятига унинг қўли дейилади. Маълумки, одам ҳам яқин ҳамда қўлининг предметларни ажратиб кўра олади. Кўннинг яқин ва узоқ нуқталари мавжуддир. Кўннинг бу шундай аккомодация нуқталари чегарасида ўзгаради. Кўннинг яқин ва узоқ нуқтаси одамнинг бутун умри давомида ўзгаради.

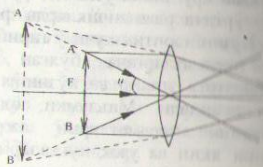
давомида аста-секин кўздан узоклашади ва яқин кўзнинг аккомодацияланиш қобилияти аста-секин ёши Одамнинг ўрта ёшида аккомодациянинг яқин нуқтаи ~12,5 см масофада жойлашган бўлади.

Одам 50-60 ёшларга кирганда аккомодациянинг нуқтаси 25 см га силжийди. Масалан, клари киннлар ўқиётганида ёшларга қараганда уни кўздан ўз жойлаштириб олади. Нормал кўз учун аккомодация нуқтаси чексизликда жойлашган. Энг яқин кўз учун кўзнинг оптик кучи $\Phi=58,64$ диоптрия. Одамларнинг кўзлари яқинни кўради ва унинг бўлишлари мумкин. Бу камчиликларни кўз кўзойнаклар ишлатилади. Яқинни кўрар кўзлар учун линзалари манфий оптик кучга эга бўлиб, узокни кўра учун керак бўладиган кўзойнак линзалари мусбат эгадир. Ҳозирги вақтда кўзойнаклар ўрнида «сузун» ишлатилмоқда. Бу линзалар махсус модалдан диаметрлари жуда кичик (~3-5 мм) бўлиб, кўз пардасида кўз ёши суюқлиги ёрдамида ушлаб турган сузгандай ҳаракат қилади. Кўз кўради умуий вертикал йўналишидаги бурчакли ўлчамини 180° горизонтал йўналишга эса ~180° га тенгдир.

22-§. Кўзни қуроллантирувчи оптик асбоблар

Лупа. Фокус оралиғи 1÷10 см атрофида бўлган системага лупа дейилади ва кичик буюмларни катта кўриш учун хизмат қилади. Қуйидаги 49-расмда ишлаш тамони тасвирланган. Кесмалар ва бурчак мутлақ кийматларидан фойдаланамиз. Лупада жисмнинг $A'B'$ мавҳум, тўғри ва катталашган ҳолда ҳосил бўлади.

Расмга асосан, буюм лупа ёрдамида қуйидаги бурчак остида кўринади:



49-расм

$$\tan \alpha = \frac{AB/2}{f} \quad (4.93)$$

Лўпанинг фокус масофасидир. Лупа ёрдамисиз эса кўриш бурчак остида кўринади:

$$\tan \alpha_0 = \frac{AB/2}{D} \quad (4.94)$$

Буюм кўриш масофаси. Буюм бурчакли ўлчамларини кўриш бурчак остида катталаштиради:

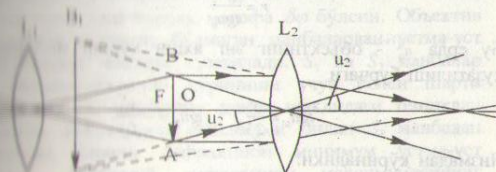
$$\frac{AB}{AB_0} = \frac{D}{f} \quad \text{ёки} \quad r = \frac{D}{f(\text{см})} \quad (4.95)$$

Лўпанинг бурчак катталаштириши дейилади.

Кўриш трубалари ёки телескоплар иккита линзадан иборат бўлиб, (L_1 ва L_2) биринчи линзанинг фокуси иккинчи линзанинг биринчи бош фокуси тўғри тунади. Бундай системаларга телескопик системалар дейилади. Телескопик системаларнинг характерли хусусияти шундан иборатки, системага параллел равишда келган нурлар дастаси системадан яна параллел равишда кетган бўлиб, бундан даражада узок масофада жойлашган объектнинг ҳосил қилган тасвири деярли фокал нуқтада жойлашган бўлиб, $\tan \alpha = OB/f_{\text{об}}$ ифода ўринли бўлади.

Лўпанинг линза (окуляр) лупа ролини бажаради ва AB кўриш бурчаги эса:

$$\tan \alpha_0 = \frac{OB}{f_{\text{ок}}} \quad (4.96)$$



49-расм

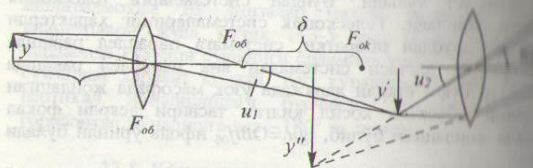
Кўриш трубасининг узунлиги $L = f_{об} + f_{ок}$ буюмларнинг масофага нисбатан кичик бўлганлиги учун қуrollаниши ҳам буюмни u_1 бурчак остида кўради. Кўриш трубаси бурчакли катталаштириши эса қуйидагича аниқланади:

$$r = \frac{tg u_2}{tg u_1}$$

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

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

Микроскоп. Микроскоп жуда кичик буюмларни кўриш учун хизмат қилади ва унинг катталаштириши 2000 га қадар бўлади. Қуйидаги 50-расмда микроскопда нурларнинг тасвирланган.



50-расм.

Микроскопнинг бурчакли катталаштириши:

$$r = \frac{tg u_2}{tg u_1}$$

Бу ерда u_1 - объектнинг энг яхши кўриш масофасида кузатилиш бурчаги

$$tg u_1 = \frac{y}{25}, \quad tg u_2 = \frac{y'}{f_{ок}}$$

Чизмадан кўринадики:

$$y' = y \frac{(f_{об} + \delta) 25}{f_{об}^2}$$

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

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

$f_{об}$ нисбатан кичик бўлади. Шунинг учун $f_{об} + \delta = L$ (L - труба узунлиги) деб оlinиш мумкин.

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

5.1.1. Оптик тасвирнинг дифракцион назарияси

Оптикда буюмнинг маълум бир нуқтасидан кўриш оптик тизим томонидан тасвирнинг бир нурлар томонидан ва оптик система нуқсонларини йўқотиш билан қаралади. Ҳақиқатда эса тасвир буюмга тўлиқ тасвирнинг тасвири нуқта бўлмасдан маълум маълум манзарага эга бўлади. Оптик асбоблар буюм тасвирини тўлиқ тасвирнинг ҳаммасини ўтказмасдан тасвирини тўлиқ тасвир қолди (масалан диафрагмалар). Бу тасвир дифракцияга олиб келади. Натижада тасвир тасвир ажратиб кўрилишига чек қўйилади. Телескопда тасвир дифракция ҳолатини унинг ажрата олиш кучига таъсир қилади (51-расм).

Телескоп ёрдамида кузатганимизда улардан кўриш параллел нурлар дастаси тушади ва объективнинг марказий ёруғ доғни ўраб олган ҳалқалар дифракцион манзара ҳосил бўлади. Фараз қилайлик, S_1 ва S_2 манбалари орасидаги бурчак масофа $\delta\phi$ бўлсин. Объективнинг марказий ёруғ доғи когерент бўлмаган манбалардан устма-уст кузатилади. Дифракцион манзара кузатилади. S_1 ва S_2 манбалари орасида ажратиб кўрилиши учун Релей шартин қўйиш керак. S_1 манбаларнинг доира шаклидаги тешикдан кўрилади дифракцион максимуми билан S_2 манбадан кўрилади биринчи дифракцион минимум устма-уст кузатилади. Марказий дифракцион максимумларнинг нурлар нуқтасидаги интенсивлик эса максимум бўлади. Марказий максимумнинг диаметри 0,2 ҳиссасини ташкил қилиши керак. S_1 ва S_2 манбаларининг тасвирлари қушилиб кетади. Дифракцион максимумлар орасидаги бурчакли масофа қуйидагича аниқланади:

шартни қаноатлантирса S_1 ва S_2 юлдузлар бир-бирини ажратлади:

$$\delta\varphi = 1,22 \frac{\lambda}{D}$$

λ – тўлқин узунлиги, D – телескопнинг диаметри. Мисолимида D телескоп объективнинг диаметри, объективнинг диаметри D қанча катта бўлса, (4.103) шунчалик бир-бирига яқин юлдузларни ажратиш имкон беради.

$R=1/\delta\varphi$ катталиқ телескопнинг ёки кўриниш ажратиш кўрсата олиш кучини характерлайди, яъни томонидан иккита аранг ажратилган нукталар орасида кичик бурчак масофасининг таъсирий қиймати дегир асосан

$$R = \frac{D}{1,22\lambda}$$

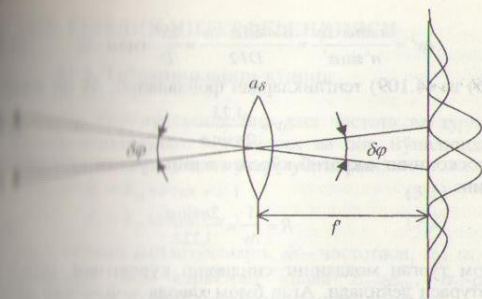
Телескоп окулярининг катталаштириши шундай таврда объектив бир-биридан ажратган дифракцион доғлар ҳам бир-биридан ажратиладиган бўлиши керак, яъни дақиқага яқин бурчак остида кўринадиган булар телескоп объективининг бош фокус масофаси бўлиш иккита аранг ажратиш бўладиган юлдуз тасвирлари чизикли масофа қуйидагича топилади:

$$\Delta y' = f' \delta\varphi = 1,22 \frac{\lambda}{D} f'$$

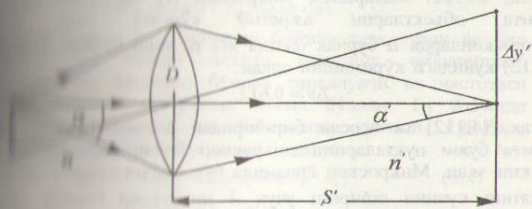
(4.105) ифода дурбинлар, узоклаги буюмларини оладиган фотоаппаратлар учун ҳам бажарилади объективга яқин турган ҳолда, (масалан микроскоп объективга параллел нурлар тушганлиги учун) ҳодисасини ҳисобга олиш анча мураккаблади. Микроскоп буюмининг икки кўшни нуктасидан ҳосил бўлган дифракцион доғлар бир-биридан

$$\Delta y' = 1,22 \frac{\lambda}{D} S'$$

масофада жойлашса, буюмининг шу нукталари кўринади.



51-расм.



52-расм.

бўладиган икки нуктаси масофани Δy билан белгилаймиз. Микроскоп шартни қуйидаги шартни бажарадиган қилиб ясаганда шундай унга ўхшаш бўлади:

$$n \sin \alpha \cdot \Delta y = n' \sin \alpha' \cdot \Delta y' \quad (4.107)$$

бу ерда n – тасвир ҳавода ҳосил бўлгани учун $n'=1$.

$$\sin \alpha' = \frac{D/2}{S'} \quad (4.108)$$

(4.108) ифода билан аниқланган $\sin \alpha'$ қийматини (4.107) га қўйиб ва $\Delta y'$ учун қуйидаги ифодани ҳосил қиламиз:

$$\Delta y' = \frac{n \sin \alpha \cdot \Delta y}{n' \sin \alpha'} = \frac{S' n \sin \alpha \cdot \Delta y}{D/2} = \frac{2S'}{D} n \sin \alpha \cdot \Delta y \quad (4.108)$$

(4.106) ва (4.109) тенгликлардан фойдаланиб, Δy ни топиш

$$\Delta y = \frac{1,22 \lambda}{2n \sin \alpha} \quad (4.110)$$

Микроскопнинг ажратиш кўрсата олиш кучини куйидагича ёзиш мумкин:

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

n буюм турган модданинг синдириш кўрсаткичи, $n \sin \alpha$ — аператураси дейилади. Агар буюм ҳавода жойланган бўлса

$$\Delta y = 0,61 \lambda / \sin \alpha \quad (4.112)$$

Демак, (4.112) бажарилса, микроскоп Δy масофалада турган иккита объектларни ажратиш кўрсата олади.

Микроскопларда α бурчак одатда $\pi/2$ га яқин бўлади. У ҳолда (4.112) куйидаги кўринишни олади:

$$\Delta y = 0,61 \lambda \quad (4.113)$$

Демак, (4.112) га асосан бир-биридан Δy масофалада турган иккита буюм нукталарини микроскоп билан ажратиш мумкин экан. Микроскоп ёрдамида буюмларни сурага олиш ажратиш кучини ошириш учун λ ни иложи борича кичиратишга ҳаракат қилинади.

4.1. Тебранишларни қўшиш

Бирер бир нуктасида бир хил частота ва турли амплитуддаги эга бўлган ва бир йўналишда тарқалган гармоник тўлқин ўзаро учрашсин.

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

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

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

$$E = E_1 + E_2 = E_{01} \cos(\omega t + \alpha_1) + E_{02} \cos(\omega t + \alpha_2) = E_0 \cos(\omega t + \alpha) \quad (5.3)$$

Шунангича, бир йўналиш бўйича тарқалувчи ва бир частотага эга бўлган иккита гармоник тебранишларнинг қўшилиши натижасида яна йўналиш бўйича тарқалувчи ва частотаси бир хил бўлган гармоник тебраниш ҳосил бўлади. Бу йиғинди тўлқин амплитудаси ва бошланғич фазаси куйидагича ёзилади:

$$E = E_1 + E_2 + 2E_{01}E_{02} \cos(\alpha_2 - \alpha_1) \quad (5.4)$$

$$E_0 = \frac{E_{01} \sin \alpha_1 + E_{02} \sin \alpha_2}{\sin \alpha_1 \cos \alpha_1 + E_{02} \cos \alpha_2} \quad (5.5)$$

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

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

I_1 , I_2 — қўшилувчи тебранишлар интенсивлиги I — натижавий тўлқин



Электромагнит тўлкин нурланиши атомлар билан боғлиқ бўлиб, бу тебранишлар гармоник эмас ва тебраниш 10^{-8} с вақт оралиғида амалга ошади. Турли вақтдаги тебраниш ва турли атомларнинг бир тебранишлари мустақил равишда амалга ошганлиги ўзаро фаза бўйича боғлиқ бўлмасдан турли фазалар бўлади. Демак, (5.6) тенглик билан аниқланадиган қўшилиш натижаси вақтга боғлиқ бўлган интенсивлигининг ўзгариш частотаси жуда катта бўлганлиги туфайли бевосита кўз ёрдамида ўзгаришларни кузатиш мумкин эмас. Мана шунинг учун (5.6) нинг вақт бўйича ўртача қийматини оламиз:

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

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

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

Демак, интенсивлиқнинг ўртача қийматини фазалар фарқи косинуснинг ўртача қийматини кифоядир:

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

τ — кузатиш вақти.

Қуйидаги икки хусусий ҳолни қарайлик:

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

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

Демак,

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

яъни

$$\bar{I} \neq I_1 + I_2$$

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

интенсивлиқларининг йиғиндисидан фарқ қилади. Бу ҳолда интерференция ҳодисаси юзага келади. Кузатиш вақтида фазалар фарқи доимий бўладиган тебранишларнинг ўзаро қўшилиши интерференция ҳодисасига тебранишларга когерент тебранишлар бўлади. Ҳаттоки, турли частота билан тебранишлар когерент бўла олмайдди. Интерференция (5.10) ифодасидаги $\cos(\alpha_2 - \alpha_1)$ нинг мавжудлиги натижасида амалга ошганлиги учун ҳам бу ҳадда интерференцион ҳад $2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\alpha_2 - \alpha_1)$ қўшилувчи тебранишларнинг корреляциясини (ўзаро алоқадорлигини) кўрсатади.

Қўшилувчи тебранишларнинг фазаси ихтиёрий бўлганда, бу ҳолда хаотик ўзгарувчи фазалар тенг бўлган бир хил мусбат ва манфий қийматларни қабул қилади ва унинг кузатиш вақти давомидаги ўртача қиймати тенг бўлади.

$$\cos(\alpha_2 - \alpha_1) = 0.$$

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

Демак, кўринадики, фазалар фарқи хаотик равишда ўзгариш қилинганда интенсивлиқларнинг одатдаги қўшилиши амалга ошмайди. Бу ҳолда хаотик ўзгарувчи фазалар тенг тебранишлар когерент бўлмаган тебранишлар дейилади. Ҳаттоки, реал ёруғлик манбалари катъий равишда хаотик равишда бўлган ёруғлик тўлкинларини нурлантирмайди (булар мустақилдир). Бу атомлар тебранишларининг натижасида сўниши билан боғлиқдир. Ҳаттоки, анағонча нурлантирувчи манбалар (атомлар ва ёруғлик) жуда кичика вақт давомида (10^{-8} с) нур чиқаради ва вақтнинг статистик тартибсиз равишда тасодифий фаза қиймати билан амалга ошади.

Бу нурлантирувчи томонидан турли вақтларда чиқариладиган ёруғлик нурларини қўшсак, у ҳолда фазалар фарқи интерференцион манзаранинг частота билан таъсир қилади. Интерференцион манзаранинг барча кузатиш вақтида бир нурланиш вақти оралиғидан анча катта бўлган вақтдаги ўртача интенсивлиқ ўлчанади. Беришган вақтда

турли элементлар нурлантиргичлар томонидан чиқариб турли тўлқинларнинг ўртача статистик интенсивлигини кузатилади. Ҳолда интерференция кузатибмайди. Бундан ташқари нурланишининг монохроматикмаслиги атомларнинг тўқнашиши натижасида ҳам юзага келади. Натияжада манбалар нурланиши амплитуда ва фаза бўйича хаотик модуляциялашган (ўзгарган) бўлади ва бундай нур куйидаги тенглама билан характерланади:

$$E = E_0(t) \cos[\omega t - \varphi(t)] \quad (5.17)$$

Агар иккита тебраниш амплитудалари бир пропорционал равишда куйидагича ўзгарса ва фазалари доимий бўлса:

$$E_{01}(t) = C_1 E_0(t) \quad (5.18)$$

$$E_{02}(t) = C_2 E_0(t) \quad (5.19)$$

Бу ерда C_1 ва C_2 — доимий катталиқ.

Бу тенгламалар билан ифодаланган ана шундай тебранишларга

$$E_1 = E_{01}(t) \cos[\omega t - \alpha_1(t)] \quad (5.20)$$

$$E_2 = E_{02}(t) \cos[\omega t - \alpha_2(t)] \quad (5.21)$$

когерент тебранишлар дейилади.

25-§. Бир йўналиш бўйича қўшилувчи тўлқинлар интерференцияси

Юқорида таъкидлаганимиздек, тўлқинлар нурланишида тебранишларнинг фазалар фарқи доимий бўлганда бундай тўлқинларга когерент дейилади. Бир хил частота бўлган монохроматик тўлқинлар когерент бўлади. Натияжада интенсивлигининг катталиги:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\alpha_2 - \alpha_1) \quad (5.22)$$

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

Бир хил частота билан тебранувчи иккита S_1 ва S_2 когерент ёруғлик манбаларини қарайлик. Бу манбалардан чиқиб когерент тўлқинлар А нуктада учрашсин (54-расм).



54-расм.

А нуктадан S_1 ва S_2 когерент ёруғлик манбаларига бўлган масофалар мос равишда d_1 ва d_2 га тенг бўлсин. А нуктага етиб келувчи тебранишлар тенгламалари мос равишда куйидагича ифодланади.

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

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

Бу ерда E_{01} ва E_{02} тебранишларнинг А нуктадаги амплитудалари. Бу тебраниш хам расм текислигига перпендикуляр тебраниш амалга ошсин. Соддалик учун $E_{01} = E_{02} = E_0$ деб оламиз. А нуктадаги натижавий тебраниш тенгламаси

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

$$E = 2E_0 \cos\left[\frac{\pi}{\lambda} (d_2 - d_1) - \frac{\alpha_2 - \alpha_1}{2}\right] \cos\left[\omega t - \frac{\pi}{\lambda} (d_2 + d_1) + \frac{\alpha_2 + \alpha_1}{2}\right] \quad (5.21)$$

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

Амплитудаси E_0 га тенг бўлган тебранишлар. Агар амплитуда маълум бўлса, натижавий тебраниш амплитудаси аниқлаш мумкин:

$$E = 2E_0 \cos\left[\frac{\pi}{\lambda} (d_2 - d_1) - \frac{\alpha_2 - \alpha_1}{2}\right] \cos\left[\omega t - \frac{\pi}{\lambda} (d_2 + d_1) + \frac{\alpha_2 + \alpha_1}{2}\right] \quad (5.23)$$

Бундан ташқари вакуумдаги тезлиги, ε — муҳитнинг кўрсаткичи (экран ўрнатилган жойда). Когерент бўлганлиги учун таърифга асосан фазалар фарқи бўлган, яъни $\alpha_2 - \alpha_1 = \text{const}$, у ҳолда экраннинг фазаларини интенсивлигининг тақсимланиши билан боғлиқ ўтган йўллар фарқига "боғлиқ", яъни куйидаги ифодага эга буламиз:

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

(5.24) формула натижавий интенсивлигинин тўлкинлар йўллар фаркига бевосита боғлиқ кўрсатади. (5.24) га асосан $d_2 - d_1 = m\lambda$ ($m=0,1,2,3$) яъни йўллар фарки тўлқин узунлиги бутун бўлганда, натижавий интенсивлик максимал бўлади, яъни

$$I_{\max} = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\epsilon} E_{01}^2$$

Тўлкинларнинг йўллар фарки мавжуд бўлганда ҳосил бўлган фазалар фарки $\Delta\varphi = \frac{\pi}{\lambda} (d_2 - d_1)$ бўлади.

Бўлганда $\Delta\varphi = m\pi$ бўлади ва интенсивлик кучайиши

$$d_2 - d_1 = (2m+1)\lambda/2 \text{ бўлганда, яъни } \Delta\varphi = (2m+1)\pi$$

(5.24) га асосан $I=0$ бўлади, яъни қўшилувчи кузатилиш нуктасида қарама-қарши фазда учрашиш сусайтиради ва натижавий интенсивлики нолга тенг бўлади.

Экраннинг турли нукталарида қўшилувчи тўлкинлар фарқининг қийматлари $d_2 - d_1 = 2m\frac{\lambda}{2}$, $d_2 - d_1 = (2m+1)\frac{\lambda}{2}$

келади, бунда m бутун сон бўлиб $m=0,1,2,3,4,5$ мумкин. Бинобарин, экранда максимал ва минимал интенсивликка эга бўлган навбатма-навбат интерференцион манзара кузатилади. Умумий ҳолда бўлса, интенсивлик учун қуйидаги ифодани ҳосил қиламиз:

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

Бу формуладан кўринадик, максимал ва минимал нукталарда интенсивлик мос равишда қуйидаги қийматларни қабул қилади:

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

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

Яъни минимум нукталарида $E_{01}=E_{02}$ бўлганда, қоронғилик кузатилмасдан интенсивлик $(E_{01} - E_{02})$ пропорционал равишда бўлади.

5.2 Тўлкинлар интерференциясининг умумий ҳоли

E_1 ва E_2 тўлкинларнинг тебраниш текисликлари мос бўлганда бўлган тўлкинларнинг устма-уст тушиши яъни натижада ҳосил бўлган натижавий тўлқин қуйидаги қонуният асосида ўзгаради.

$$E = E_1 + E_2 + (\vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2) \quad (5.29)$$

тўғрисида, агар $(\vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2) = 0$ бўлса, интенсивликлар қўшилганда $E^2 = E_1^2 + E_2^2$ амалга ошади, бошқача қилиб

қўшилган вақти давомида $\vec{E}_1$ ва $\vec{E}_2$ бир-бирига тик бўлганда $(\vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2) = \vec{E}_1 \vec{E}_2 \cos \alpha = 0$ когерент тўлкинларнинг қўшилиши ҳосил бўлмайди. Чизикли қутбланган нурлар интерференция ҳосил бўлиш шarti қуйидаги кўринишда

бўлади. Тўғрисида l масофада турган S_1 ва S_2 нуктавий манбалардан тарқалаётган нурлар экранда устма-уст тушиб интерференция ҳодисасини кўрсатилади. Экран S_1 ва S_2 ни бирлаштирувчи тўғри чизик билан параллел бўлсин. Экран билан манбалар орасидаги масофа L бўлсин. Э экранда ихтиёрий олинган A нуктада қўшилиши кузатилсин. Бу нукта экран марказидан $y=O_2A$ масофада

бўлади. Бу нуктадаги интенсивликларнинг оптик йўллар фарқи $\Delta\alpha = \alpha_2 - \alpha_1$ бўлади. $\Delta\alpha$ - ни қуйидаги ифода билан кўрсатилади:

$$\Delta\alpha = \alpha_2 - \alpha_1 = \frac{\pi}{\lambda} (d_2 - d_1) \quad (5.30)$$

$$\Delta\alpha = \frac{\pi}{\lambda} (d_2 - d_1) \quad (5.31)$$

Бўлган ҳолдан $d_1 + d_2 = 2L$ деб олиш мумкин ва $d_2^2 - d_1^2 = (d_2 - d_1)(d_2 + d_1) = 2L(d_2 - d_1)$ бўлади, чунки $d_2^2 - d_1^2 = (d_2 - d_1)(d_2 + d_1) = 2L(d_2 - d_1)$ бу ердан:

$$d_2 - d_1 = \frac{yL}{L} \quad (5.32)$$

$$\frac{y_m l}{L} = m\lambda \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (5.32)$$

шартни қаноатлантирувчи нукталарда максимум,

$$\frac{y_m l}{L} = (2m + 1) \frac{\lambda}{2} \quad (5.33)$$

шартни қаноатлантирувчи нукталарда минимум кутилади. (5.33) ва (5.34) та экранида интерференцион манзара ёруғ ва қоронғу нукталарга иборат бўлади. Ёруғ йўлларга бутун тартиблар (0, 1, 2, ...) қоронғу йўлларга каср тартиблар ($1/2, 3/2, 5/2, \dots$) мос келадиган тартибли максимум ва ($1/2$), ($3/2$), ($5/2$) тартибли минимум марказидан мос равишда қуйидаги масофаларда жойлашади:

$$y_m = m \frac{L}{l} \lambda \quad (5.34)$$

$$y_m = \frac{1}{2} (2m + 1) \frac{L}{l} \lambda \quad (5.35)$$

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

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

$$\Delta y_m = \frac{L}{l} \lambda \quad (5.36)$$

(5.37) дан кўринадиги интерференцион йўллар кенглиги интерференция тартиби m га боғлиқ бўлмайди. L ва l доим бўлганда манбалар орасидаги масофа қанчалик катта бўлса, интерференцион йўлнинг кенгайишига олиб келадиги манзара аниқлашади. Қўшма кўринадиган ёруғлик учун $\lambda \ll l$ бўлганлиги сабабли қулай бўлган манзара кенглиги интерференцион манзара $l \ll L$ да ҳосил бўлади. Мана шундан ҳам когерент манбаларни ҳосил қилишнинг муҳим усулларида имкон борича l ни кичик олиш керак (56-расм).

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

$$K = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (5.38)$$

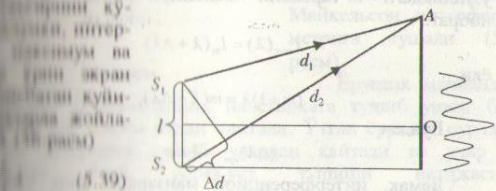
Интенсивлиги нолга тенг бўлса, у ҳолда

Текис ёритилганлик ҳолида $I_{\max} = I_{\min}$ бўлиб,

Шундай қилиб, контрастликнинг мумкин бўлган

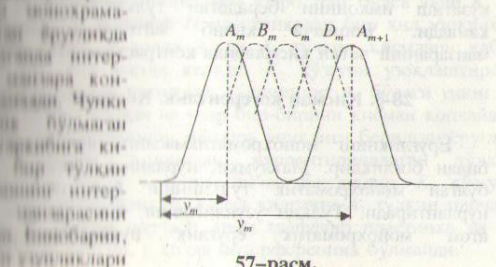
57-р. Ёруғлик монохроматикмаслигининг интерференцияга таъсири

қўшма кўринадиган ёруғлик манбалари монохроматик манбадир (лазерлар бундан мустасно). Шундай қилиб, ундан ҳам монохроматикмаслиқни интерференцион



56-расм.

уруғлик уруғлиги (λ) учун интенсивликни кўрсатилган. A_m, A_{m+1} лар m ва $m+1$ тартибли максимумлар.



57-расм.

тўлқин узунликтаги $(m+1)$ тартибли максимумлар
узунликтаги m -тартибли максимум билан мос
ибораг.

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

НАДИГАН ТҮЛКІН ҮЗ

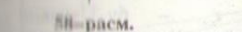
$$\Delta\lambda < (\Delta\lambda)_{\text{res}} = \lambda/m$$

(5.43) формулага асосан интерференция таътиби о...

28.8. Кисман кеңейтүүнү К

ЕЛИКНИНГ МОНОХРОМАТИКЛИГИ

Нуктавий ёруғлик



12. **УЧУМ** 2

Ёруғлик манбаидан

85

Тўлқин парчаларининг устма-уст тушиши интерференцияси кузатиш учун кузатиш керак. Когерент ёруғлик манбаси кузатиш керак. Когерент ёруғлик манбаси кузатиш керак. Когерент ёруғлик манбаси кузатиш керак.

Когерент ёруғлик манбаси кузатиш керак. Когерент ёруғлик манбаси кузатиш керак. Когерент ёруғлик манбаси кузатиш керак.

$$l_{\text{ког}} = c \tau_{\text{ког}}$$

Когерентлик вақти $\tau_{\text{ког}}$ — бу тўлқиннинг давомийлигини характерлайди. Когерентлик узунлиги $l_{\text{ког}}$ когерентлик вақти давомида фазода тўлқин тарқалган масофани белгилайди. Когерентлик вақти спектрал кенглиги $\Delta \nu$ билан қуйидагича боғлиқдир:

$$\tau_{\text{ког}} = 1 / \Delta \nu$$

(5.46) формула ёрдамида когерентлик вақти давомида тўлқин тарқалган масофа, яъни когерентлик узунлиги аниқлаш мумкин:

$$l_{\text{ког}} = c \tau_{\text{ког}} = c / \Delta \nu$$

c — ёруғликнинг бўшлиқда тарқалиш тезлиги; $\Delta \nu$ — спектрал кенглик.

$$|\Delta \lambda| = \frac{c \Delta \nu}{\nu^2} = \Delta \nu \frac{\lambda^2}{c}$$

бўлади.

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

$$l_{\text{ког}} = c / \Delta \nu = \lambda^2 / \Delta \lambda$$

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

нурларнинг йўллар фарқи $\Delta \alpha \geq l_{\text{ког}}$ бўлганда кузатишмайди ва аксинча.

Когерент ёруғлик дасталарини ҳосил қилиш

1. Юнг усули.

Нуроназалардан кўринадики, ёруғлик интерференциясини кузатиш учун когерент манбаси кузатиш керак. Когерент ёруғлик манбаси кузатиш керак. Когерент ёруғлик манбаси кузатиш керак.



59-расм.

Нуроназалдан кўринадики, S_1 ва S_2 тирқишлар манбаси қанча кичик бўлса, интерференцион манзара кузатиш керак.

2. Френельнинг икки кўзгу усули.

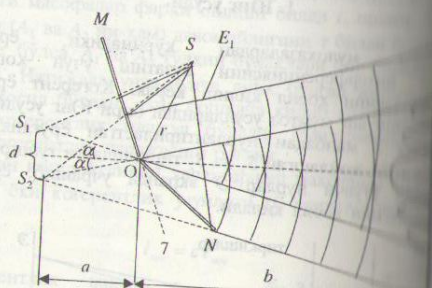
Нуроназалдан кўринадики, MO ва NO бир-бирига тегиб турган ясси ёруғликни қайтарувчи юзалари қарийиб 180° бurchа қилиб жойлаштирилади.

Нуроназалдан кўринадики, ёруғлик тўлқинлари кўзгулардан қайтиб келган ёруғликлар худди S_1 ва S_2 мавҳум манбасидек туялади.

Нуроназалдан кўринадики, манбадан чиқиб экранга тушишига қадар OQ — нур OS — нурнинг MO кўзгудан қайтиши, OP — нур эса OS нурнинг NO — кўзгудан қайтиши.

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

$$OS_1 = OS_2 = r$$



60-расм.

OS_2 — тўғрисида ҳам худди шундай хулосага келишимиз. Шундай қилиб, S_1 ва S_2 манбалар орасидаги масофа

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

ёки α бурчак кичик қилиб олинганлиги учун d расмдан кўринадики:

$$a = r \cos \alpha = r$$

$$l = r + s$$

Маълумки, кўшни интерференцион йўллар масофа

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

(5.53) ва (5.54) формулалардан:

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

(5.51) ва (5.55) дан

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

бир-бирини қоплаш области PQ нинг узунлиги:

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

Бу узунлиги туфайли $\tan \alpha = \alpha$ деб олиш мумкин.

$$PQ = 2b \tan \alpha = 2b\alpha \quad (5.57)$$

Интерференция қутилиётган интерференцион йўллар сони N бу йўлларнинг ўзаро қоплаш области узунлиги PQ га бўлиш мумкин:

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

3. Френельнинг биризма усули.

Бир-бирини қоплаш области PQ нинг узунлиги: $PQ = 2b \tan \alpha = 2b\alpha$ деб олиш мумкин. Интерференция қутилиётган интерференцион йўллар сони N бу йўлларнинг ўзаро қоплаш области узунлиги PQ га бўлиш мумкин:

$$\alpha = (n-1)\theta \quad (5.59)$$

Бундан кўра кўрганимиз, S_1 ва S_2 манбалардан келган нурлар ҳосил бўлиб, бу манбалар S манбага нисбатан симметрик жойлашганлиги учун $OS_1 = OS_2 = r$ нисбатан симметрик жойлашганлиги учун

$$d = 2r \sin \alpha = 2\alpha r = 2\alpha(n-1)\theta \quad (5.60)$$

Бундан кўра кўрганимиз, S_1 ва S_2 манбалардан келган нурлар ҳосил бўлиб, бу манбалар S манбага нисбатан симметрик жойлашганлиги учун $OS_1 = OS_2 = r$ нисбатан симметрик жойлашганлиги учун

$$l = a + b \quad (5.61)$$

Бундан кўра кўрганимиз, S_1 ва S_2 манбалардан келган нурлар ҳосил бўлиб, бу манбалар S манбага нисбатан симметрик жойлашганлиги учун $OS_1 = OS_2 = r$ нисбатан симметрик жойлашганлиги учун

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

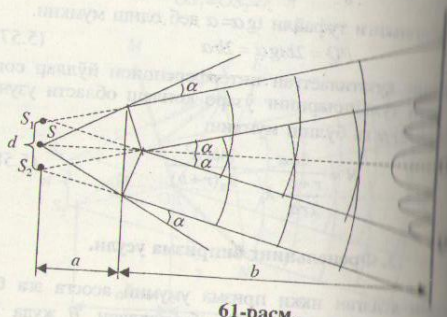
Бундан кўра кўрганимиз, S_1 ва S_2 манбалардан келган нурлар ҳосил бўлиб, бу манбалар S манбага нисбатан симметрик жойлашганлиги учун $OS_1 = OS_2 = r$ нисбатан симметрик жойлашганлиги учун

$$2b \tan \alpha = 2b\alpha = 2b(n-1)\theta \quad (5.63)$$

Бундан кўра кўрганимиз, S_1 ва S_2 манбалардан келган нурлар ҳосил бўлиб, бу манбалар S манбага нисбатан симметрик жойлашганлиги учун $OS_1 = OS_2 = r$ нисбатан симметрик жойлашганлиги учун

Бундан кўра кўрганимиз, S_1 ва S_2 манбалардан келган нурлар ҳосил бўлиб, бу манбалар S манбага нисбатан симметрик жойлашганлиги учун $OS_1 = OS_2 = r$ нисбатан симметрик жойлашганлиги учун

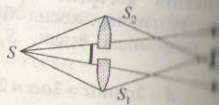
$$N = \frac{4ab(n-1)^2 \theta^2}{\lambda(a+b)}$$



61-расм.

4. Бийенинг икки линза усули

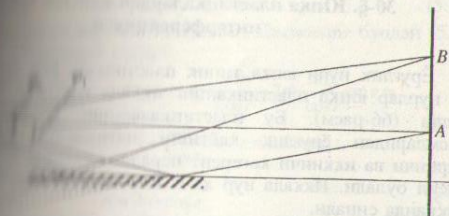
Каварик линза диаметри бўйлаб кесилган бўлиб, иккала қисми бир-биридан маълум масофада жойлашган. Линза бўлаклари орасидаги масофа тўсик билан тўйилган (62-расм). Когерент манбалар родини S_1 ва S_2 ярим линзалардан ҳосил бўлган S нуктавий манбанинг ҳақиқий тасвирлари ижро этади. Бийенинг икки линза усули экранда етарли даражада равшанликни таъмин этолмайди.



62-расм.

5. Ллойд кўзгуси

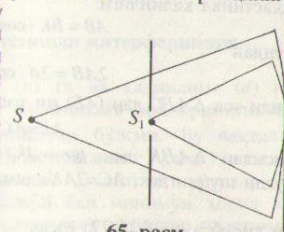
Нуктавий манбадан ёруғлик дастаси ясси кулуга 90° бурчак остида тушаётган бўлсин (63-расм). Қайтган ёруғлик тушувчи ёруғлик дастаси билан экранда (A ва B оралыкда) интерференцион манзарани қилади. Бунда когерент манбалар родини S бирламчи манбанинг мавҳум тасвири S' уйнайди.



63-расм.

6. Линник усули

Ёруғлик манбаидан чиқаётган нурлар йўлига экран (пластинка) жойлаштирилади. Ярим тиник экран (кучсизроқ) ўтказиши. Гюйгенс принципига асосан, экран маркази шу ёруғлик манбаидан чиқаётган нурлар йўлига жойлашган. Ўшангиз, экран марказида йўллар фарқи нолга тенг бўлади. Ўшангиз, экран марказида йўллар фарқи нолга тенг бўлади. Ўшангиз, экран марказида йўллар фарқи нолга тенг бўлади.



64-расм.

30-§. Юпка пластинкалардан қайтган ёруғликнинг интерференцияси

Ёруғлик нури юпка тиниқ пластинкага ёки бу нурлар юпка пластинканинг иккала сиртидан ўтади (66-расм). Бу пластинкаларнинг юқори қисмларидан ёруғлик қайтиши натижасида биринчи ва иккинчи когерент параллел ёруғлик ҳосил бўлади. Иккала нур ҳам пластинкага қайтишда синади.

Биринчи ва иккинчи нурлар оптик йўллари фарқи:

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

n — пластинка материалнинг синдириш кўрсаткичи.

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

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

$$AB = BC \quad AB + BC = 2AB$$

Учбурчак ABK дан

$$\cos r = BK / AB \quad d = BK$$

Пластинка қалинлиги:

$$AB = BK / \cos r = d / \cos r$$

Бундан

$$2AB = 2d / \cos r = L_2$$

Энди эса $\triangle AEC$ дан (AE) ни топаёлик. $\sin \alpha = AE / AC$

$$AE = AC \sin \alpha$$

Расмдан $\triangle ABK$ дан $\operatorname{tg} r = AK / BK = AK / d$, бунақа ҳудди шунингдек, $AC = 2AK$, демак,

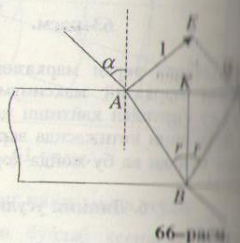
$$AC = 2d \operatorname{tg} r$$

ни ҳисобга олиб (5.72) ёзсак

$$AE = 2d \operatorname{tg} r \cdot \sin \alpha$$

ҳосил бўлади.

(5.71) ва (5.74) ни ҳисобга олган ҳолда (5.65) ёзсак қуйидаги тенгликка эга бўламиз:



66-расм

$$\Delta = 2dn / \cos r - 2d \operatorname{tg} r \sin \alpha \quad (5.75)$$

Бундан $n = \sin \alpha / \sin r$, $\sin \alpha = n \sin r$ бундан (5.75) ни қайта ёзмаз:

$$\Delta = \frac{2d}{\cos r} - 2dn \frac{\sin r}{\cos r} \sin r = \frac{2d}{\cos r} (1 - \sin^2 r) = \frac{2d}{\cos r} \cos^2 r = 2d \cos r \quad (5.76)$$

$$\Delta = 2d \cos r \quad (5.77)$$

(5.77) ни бошқа кўринишда ҳам ёзиш мумкин:

$$\Delta = 2dn \sqrt{1 - \sin^2 r} = 2dn \sqrt{1 - \sin^2 \alpha / n^2} = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} \quad (5.78)$$

Эттиқ қилиш керак, катта муҳитдан қайтганда электр вектори ўз фазасини 180° га ўзгартиради.

Бундан (5.77) формулага ($\lambda/2$) катталигини қўйиб, шунинг учун

$$\Delta = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} \pm \frac{\lambda}{2} \quad (5.79)$$

1 ва 2 нурлар йўлига тўпловчи линза қўйилса, бу линза фокал текислигининг бирор нуктасида йиғилиб қайта қайтган нурларнинг қайтган нурлар фарқи (Δ) га боғлиқ бўлади.

(5.79) шартин қаноатлантирувчи нукталарда минимум бўлади. $\Delta = 2m\lambda/2$ шартин қаноатлантирувчи нукталарда эса максимум бўлади.

1. Тенг огнишга тегишли интерференция

Бундан кўрсаткичи (n) га ва қалинлиги (d) га тенг бўлган параллел пластинкага монохроматик ёруғлик тўпловчи линза остида тушаётган бўлсин. Бу вақтда (5.79) шартин қаноатлантирувчи нурларнинг қайтган нурлар фарқи (Δ) га боғлиқ бўлади. Бундан кўрсаткичи, пластинканинг ҳаво - пластинка, ҳаво - ҳаво чегарасидан қайтган нурлар ўзаро интерференцияланиб, максимум ёки минимум ҳосил қилиши бўлади. Бундан қалинликлари янги параллел пластинка учун ҳисобланадиган минимум ҳосил қилиши тушиш бурчаги α нинг ҳисобланадиган.

$$\Delta = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} \pm \frac{\lambda}{2} = 2m \frac{\lambda}{2} \quad (5.80)$$

шартни қаноатлантирувчи бурчакда тушаётган параллел дастаси ўзаро интерференциялашиб, максимумни ва

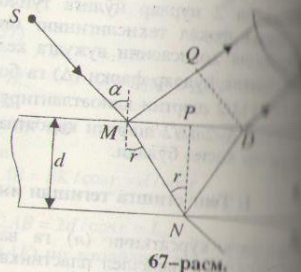
$$\Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} \pm \frac{\lambda}{2} = (2m+1)\frac{\lambda}{2}$$

шартни қаноатлантирувчи бурчак остида тушаётган ўзаро интерференциялашиб минимумни беради.

Бошқача қилиб айтганда, фақат маълум бурчакда тушувчи параллел нурлар дастаси пластинкадан интерференциялашиб максимум ёки минимумни Шунинг учун ҳам бундай интерференцияга тенг оғина интерференция дейилади.

Бундай ҳолда яси пластинкадан кайтувчи нурлар параллелдир, яъни улар чексизликда учрашади. Шунинг ҳам бундай интерференцияга чексизликда жойлашган локаллашган деб аталади. Бу вақтда интерференцияга учун йиғувчи линзадан фойдаланилади. Интерференция манзара линзанинг фокал текислигида ҳосил бўлади (67-расм).

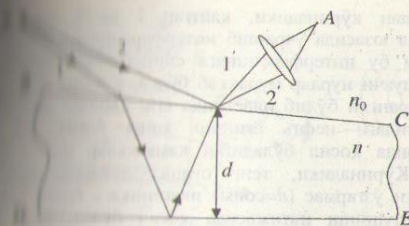
Агар пластинкага тушувчи нур монохроматик бўлмасдан мураккаб бўлса, у вақтда турли хил тўлқин узунликлари турли бурчакда тушади. Бу нурлар мос равишда турли бурчаклардан кайтиб, интерференцион манзара камалак сингари турли хил тўлқин узунликлари нурларга бўлади.



67-расм.

2. Тенг қалинликка тегишли интерференция

Понаси мон юпка пластинкага старича жойлашган ёруғлик манбадан ёруғлик дастаси тушаётган карайлик (68-расм).



68-расм.

қалинлиги турли нукталарда турлича бўлиб, кўраётгани (n) га тенг бўлсин. BC ва DE нурлар орасидаги бурчак кичик бўлиб, ёруғлик узунликлари жойлашганлиги сабабли ҳамда пластинканинг кам ўзгариши туфайли 1 ва 2 нурлар бурчакларини деярли тенг деб олиш мумкин, шунинг учун кайтган биринчи ва иккинчи нурлар фарқи

$$\Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} \pm \frac{\lambda}{2} \quad (5.82)$$

нурлар фарқи қуйидаги шартни қаноатлантирса

$$\Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} \pm \frac{\lambda}{2} = m\lambda \quad (5.83)$$

бир хил қалинликдаги нукталаридан кайтган нурларнинг ҳосил қилади. Агар оптик йўллар фарқи шартни қаноатлантирса

$$\Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} \pm \frac{\lambda}{2} = (2m+1)\frac{\lambda}{2} \quad (5.84)$$

минимумлар кузатилади, бунда $m=0,1,2,3,\dots$ бўлиб, у манзара тартибини ифода қилади.

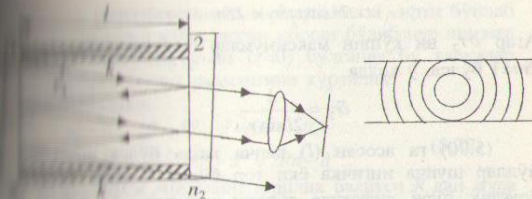
Бундай манзара тартибини ифода қилади. (5.84) тенгликлардан кўринадики максимум ва минимум бўлиши пластинканинг қалинлигига ва кўраётганига тегишли. Иккинчи айтганимиздек пластинканинг бир хил нукталаридан кайтган нурлар максимум ёки минимум беради. Шунинг учун ҳам бундай интерференцияга тенг оғина интерференция дейилади.

Расмдан кўринадики, кайтган 1 ва 2 нурлар пластинка юзасида учрашиб интерференцияни беради. Агар тушувчи нурлар мураккаб бўлса, у ҳолда интерференция манзара рангли бўлиб пластинка юзи камалак рангида бўлади. Сув бетидаги нефть ёғининг юпка пластинкасидаги пардаларида ҳосил бўладиган камалаклар шунинг натижасида олади. Кўринадики, тенг оғишга тегишли интерференцион қалинлиги ўзгармас ($d=\text{const}$) пластинкага турли бурчакдаги ёруғлик тушиши натижасида ҳосил бўлса, тенг оғишга тегишли интерференцион йўллар эса ўзгармас бўлади. Пластинкага тушувчи параллел нурлардан ҳосил бўладиган шаронитларда, яъни ёғ ва совун пардаларида ёруғлик бурчаги ҳам, парда қалинлиги ҳам ўзгаради, бу ҳолда интерференцион йўллар ҳосил бўлиши кузатилади.

31-§. Интерферометрлар

Интерференция ҳодисасига асосланиб ишловчи интерферометрлар дейилади. Интерферометрлар принципи ва тузилишига асосан 2 нурли ва кўп нурли интерферометрларга бўлинади. Ҳозирги вақтда кўп нурли интерферометрлар ишлатилади. Шунинг учун кўп нурли интерферометрлардан бири бўлган Фабри-Перо интерферометри тўғрисида қисқача тўхталиб ўтайлик.

Фабри-Перо интерферометри иккита шунингча пластинкадан иборат бўлиб уларнинг ички сиртлари аниқликда ясси ва бир-бирига қатъий параллел жойлашган бўлиб кайтариш коэффициенти жуда катта ($R=0,90\div0,99$) махсус парда билан қоплангандир. Пластинкаларнинг ташқи сиртидан кайтган ёруғлик нурларининг таъсирини йўқотиш учун унинг ташқи сиртлари ички сирт билан маълум бурчак ҳосил қиладиган қилиб жойлашган. Бу пластинкаларга ёруғлик манбадан тарқок ёруғлик кичик φ_1 бурчак остида тушсин. Бундай ёруғликнинг бурчаги φ_2 бўлиб, бу ёруғлик нури иккала пластинкага кўп марта кайтиши натижасида 1 ва 2 пластинкалардан нурлар тизими (1, 2, 3, 4) ва кайтган нурлар тизими ҳосил бўлади.



69-расм.

1 ва 2 пластинкалар орасидаги масофа ўзгармас бўлиб, интерферометрга Фабри-Перо эталони дейилади. Интерферометрга чўзиқ манбадан тарқок ёруғлик туширилганда тенг оғишга тегишли интерференцион нурлар ҳамма қанчалар шаклида ҳосил бўлади. Бундай манзарани кузатишда тўнловчи линзани 1-4 нурларнинг йўлига шундай қўйиш керакки линзанинг фокал текислигида экран қўйиш Интерференцияланувчи нурлар йўлларининг фарқи:

$$\Delta = 2l \cos r_2 \quad (5.85)$$

пластинкалар орасидаги масофа.

Интерференциянинг бир-бирини кучайтириш шarti

$$2l \cos r_2 = m\lambda \quad (5.86)$$

интерференция тартиби бўлиб, (5.86) га асосан

$$m = \frac{2l \cos \varphi_2}{\lambda} \quad (5.87)$$

$l=\text{const}$ бўлганда (r_2) камайиши билан интерференция тартиби ошади. Агар синиш бурчаги кичик бўлса, $r_2 \rightarrow 0$ бўлса, $\cos r_2 \rightarrow 1$ бўлади ва (m) энг катта бўлиб,

$$m = \frac{2l}{\lambda} \quad (5.88)$$

бу ҳолда кузатиладиган интерференцион манзаранинг энг тартиби маркада ҳосил бўлади. (5.86) формуладан интерференцион йўл кенглигини аниқлаш мумкин:

интерференцияси юзага келади. X ўқининг мусбат ва манфий нуқталари турғун тўлқиннинг тенгламаси куйидагича бўлади:

$$E_{\text{муш}} = E_0 \cos(\omega t - kx)$$

ва қайтган нурнинг тенгламаси эса куйидагича бўлади:

$$E_{\text{кайт}} = E_0 \cos(\omega t + kx + \pi)$$

(5.27) тенгламага π нинг киритилиши ёрдамида синдириш кўрсаткичи $n > 1$ юзадан қайтган нурнинг фазанинг ўзгариши натижасида юзага келади. Қайтган нурнинг йўналиш бўйича X ўқи белгисининг ўзгариши қайтган нурнинг йўналишининг ўзгаришига мос келади.

Натيجавий тўлқинни аниқлаш учун (5.26) ва (5.27) тенгламаларни қўшамиз:

$$E = E_{\text{муш}} + E_{\text{кайт}} = 2E_0 \cos\left(kx + \frac{\pi}{2}\right) \cos\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right)$$

$$= E_0' \cos\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right)$$

Бу ерда

$$E_0' = 2E_0 \cos\left(kx + \frac{\pi}{2}\right)$$

(8.28) ифода ҳамма нуқталари бир хил фазанинг тўлқин тенгламасидир. Бу тўлқиннинг амплитудаси E_0' формулага асосан масофага боғлиқ ҳолда лаврий $\cos$ функцияси билан ўзгаради. Мана бундай тўлқинга турғун тўлқин дейилади. Турғун тўлқин формулага асосан турғун тўлқин амплитудаси 0 дан $2E_0$ гача гармоник конун асосида ўзгаради. Амплитудаси нолга тенг бўлган нуқталар куйидаги шартдан аниқланади:

$$\cos\left(kx + \frac{\pi}{2}\right) = 0, \text{ яъни } kx + \frac{\pi}{2} = (2m+1)\frac{\pi}{2}$$

бу ерда $m=0,1,2,\dots$ бутун натурал сонлар.

Бундай нуқталарга турғун тўлқин тугунлари дейилади. Турғун нукталар координатлари куйидагича аниқланади:

$$X_{\text{тугун}} = \frac{m\lambda}{2}$$

(8.30) ифодадан кўринадикки, қўшни тугун нуқталар орасида бирдан $\frac{\lambda}{2}$ масофага фарқ килади. Амплитудаси $2E_0$ бўлган нуқталар куйидаги шартни қаноатлантиради:

$$\cos\left(kx + \frac{\pi}{2}\right) = 1, \text{ яъни } kx + \frac{\pi}{2} = m\pi$$

бу ерда $m=0,1,2,\dots$ бутун сонлар.

Бундай нуқталарга турғун тўлқиннинг дўнгликлари дейилади. Турғун нуқталар координатлари куйидагича бўлади:

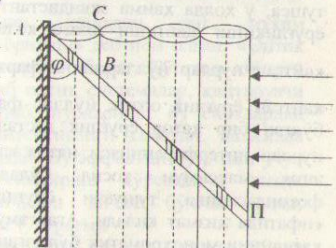
$$X_{\text{дўнглик}} = \frac{\pi}{2}\left(m - \frac{1}{2}\right)$$

Ифодадан кўринадикки, ёруғликнинг электр майдони E тугунлари орасида $m=1$ қайтарувчи кўзунинг сиртидан $\frac{\pi}{4}$ масофага жойланади. Демак, тугунлар ва дўнгликлар орасидаги масофа $\frac{\lambda}{4}$ га тенг.

Тўлқин электр майдонининг фазасини π га ўзгартирсак, тугунлар ва дўнгликларнинг ўзгариши мос келади ва аксинча, яъни электр майдони тугун ва дўнгликларни магнит векторининг тугун ва дўнгликларига нисбатан $\frac{\pi}{4}$ масофага силжигандир. Винер тўлқиннинг схемаси куйидагича:

Тўлқин вақам билан қопланган ясси металл кўзгу параллел бўлиб, ёруғлик дастаси билан ёритилади. Юзи тиник металл кўзгу билан қопланган ясси ва юпка шиша П қўзғалдирилган металл кўзгу сиртига нисбатан унча катта бўлмаган φ бурчакда жойлаштирилган. Металл кўзгудан қайтган нур турғун тўлқин билан интерференциялашади ва натижада турғун тўлқин ҳосил бўлади. Бу турғун тўлқиннинг амплитудаси E_0' бўлади. Бу турғун тўлқиннинг фазаси $\frac{\pi}{2}$ га тенг.

Турғун тўлқиннинг фазаси $\frac{\pi}{2}$ га тенг бўлиши билан тугунлар ва дўнгликларнинг ўзгариши мос келади. Турғун тўлқиннинг амплитудаси E_0' бўлади. Бу турғун тўлқиннинг фазаси $\frac{\pi}{2}$ га тенг бўлиши билан тугунлар ва дўнгликларнинг ўзгариши мос келади. Турғун тўлқиннинг амплитудаси E_0' бўлади. Бу турғун тўлқиннинг фазаси $\frac{\pi}{2}$ га тенг бўлиши билан тугунлар ва дўнгликларнинг ўзгариши мос келади.



71-расм.

қолган қисми эса оптик жисм ичига уғади. Кайтган 1' ва 2' нурлар когерентдир. Катлам қалинлиги маълум қийматга эга бўлганда, 1 ва 2 нурлар интерференциялашиб минимумни беради, яъни нур интенсивлиги энг кичик бўлади.

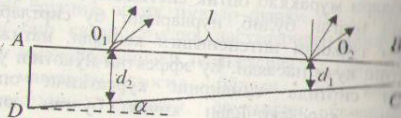
Катлам қалинлиги 1' ва 2' нурлар орасидаги фазалар фарқи π га тенг бўлиши шартидан

топилади. Ҳақиқатан ҳам $nd = \frac{\lambda}{4}$

бўлса, фазанинг π га ўзгариши кузатилади, чунки $\frac{\lambda}{4} + \frac{\lambda}{4} = \frac{\lambda}{2}$ га тенг бўлади.

Кўп ҳолларда сиртнинг кайтариш коэффициентини камайтириш билан биргаликда, уни ошириш ҳам талаб қилинади. Масалан, кайтариш коэффициенти жуда юқори бўлиши ҳосил қилиш мақсадида (лазерлар резонаторлари ва кўзгулардан иборат). Бунинг учун ҳам интерференция ҳодисаси жуда кўл келади. Бу нарқа кўрсаткичи катта ва кичик бўлган юпка (1) қатламлар ҳосил қилиниб, бу қатламлардан кайтариш орасидаги фазалар фарқи 2π га тенг қилиб олиниши нурлар бир-бирини кучайтиради. Натижада кайтариш коэффициенти 0,99 бўлган кўзгу ҳосил қилиш мумкин.

Интерференция ҳодисаси асосида кичик ёрқин куйидагича аниқлаш мумкин. Қалинлиги ҳар қанча пластинкага (плёнкага) нурлар нормал равишда тўқна



74-расм.

ёндайлик, 0_1 ва 0_2 нуқталарда иккита қўшни максимум ҳосил бўлсин, унда бу нуқталарда кайтаришнинг йўллар фарқи Δ_1 ва Δ_2 га тенг бўлади:

$$\Delta_1 = 2d_1n - \frac{\lambda_0}{2} = m\lambda_0 \quad (5.31)$$

$$\Delta_2 = 2d_2n - \frac{\lambda_0}{2} = (m-1)\lambda_0 \quad (5.32)$$

(5.31) ва (5.32) ни бир-биридан ҳадлаб айирсак:

$$2n(d_1 - d_2) = \lambda_0 \quad (5.33)$$

$$d_1 - d_2 = \frac{\lambda_0}{2n} \quad (5.34)$$

бу ерда d_1 ва d_2 га тенг бўлган сиртлар орасидаги бурчак

$$\sin \alpha = \frac{d_1 - d_2}{l} \quad (5.35)$$

ни кўриб бўлгани учун

$$\alpha = \frac{d_1 - d_2}{l} \quad \text{ёки} \quad 1 \approx \frac{2n}{\alpha} = \frac{\lambda_0}{2n\alpha} \quad (5.36)$$

$$\alpha = \frac{\lambda_0}{2nl} \quad (5.37)$$

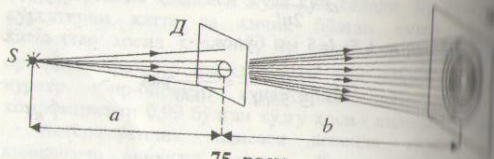
Масалан, $\lambda_0 = 10^{-6}$ см, $n = 1,5$, $l = 5$ мм бўлса,

$$\alpha = \frac{5 \cdot 10^{-6} \text{ мм}}{3 \cdot 5 \text{ мм}} = \frac{1}{3000} \text{ рад}$$

34-§. Умумий тушунча

Маълумки, бир жинсли мухитда ёруғлик түгри чизик таркалади, яъни ёруғлик тўлкин fronti шаклида ёруғ ўзгариш рўй бермайди. Агар модда синдириш кўс кескин ўзгарувчи тўсиклардан иборат бўлиб, бу ўлчами канча кичик бўлса, унда таркалган frontiнинг формаси шунча кескин ўзгариши ёруғликининг түгри чизик бўйлаб таркалши конунини рўй беради. Бундай четланишлар тўпламини ёруғ дифракцияси дейилади.

Яккол дифракцион манзараларни ёруғликнинг йўқ
тўсиқ яқинида тарқалганда кузатиш мумкин. Ўзгариш
фронтни бўйлаб амплитуда ва фазалар ўзгариши
бўлмаган барча ҳолатларда дифракция ҳодисаси кузатилади.
Масалан, ношаффо экран олиб, экраннинг марказига
кичик бўлган думалоқ D тиришча нуктани ёруғлик
манбаидан нур ташласак, орқалиги 9 экранда ёруғлик
концентриқ ҳалқалардан иборат дифракцион манзарани
мумкин (75-расм).



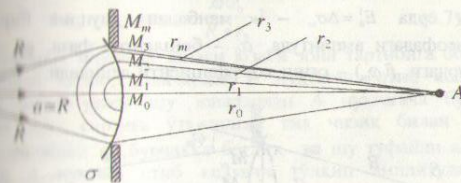
75-рasm.

75-расм.
Тиркишнинг диаметри D қанча кичик бўлса, дифракция манзараси шунча яққолроқ кузатилади, яъни ёруғлик апертураси тиркиш диаметрига боғлиқ. Умуман дифракция турга бўлинадди. Френель ва Фраунгофер дифракцияси Тўлқин фронти сферик бўлган ёруғлик нуруларини дифракция Френель дифракциясини ҳосил қилса, тўлқин фронти (параллел) бўлган тўлқинлар дифракциясини эса Фраунгофер дифракциясини ҳосил қилади. Ёруғлиқнинг дифракцияси Гюйгенс-Френель принципи асосида тушунтирилади.

данининг куйидагича таърифланади. Тўлқин бориб-
тар нуктаги иккиламчи янги тўлқин манбаи деб
қилинган. Бу тамоил асосида ёрусликнинг
қилинган таъинириши мумкин, лекин у турли йўналишда
қилинган интенсиивлиги тақсимотини тушунтири
иш сабабли Гойгенс тамоилининг бу камчилигини
қилинган когерент тўлқинлар интерференцияси
ни қилинган тўлқинириша ва бу тамоил Гойгенс
и ва фазаларини ҳисоба олиб, фазонинг исталган
қилинган тўлқин амплитудасини аниқлашга имкон
қилинган сферик тўлқин фронтига эга бўлган нурлар
қилинган қуатиб, уларни тушунтиришда тўлқин
қилинган зоналарга бўлади. Бу зоналар бир манбадан
қилинган бўлганлиги учун улар когерент ва улардан А
қилинган қуатиб тебранишлирининг босиб ўтган йўллари

масорага фарк қилади. Фараз қилайлик, чақмадан чиқаётган ёруғлик нури диаметри D га тенг бўлган тиркилдан ўтишда дифракцияланиб, Э экранга тушиб, Экраннын исталган A нуктасида дифракцион нури минимум бўлишини Френель куйидагича

тиркингача бўлган масофа $a=R$ тирқишдан
 бўлган масофа $r_0=b$ бўлсин (76-расм).



76-рasm.

$$M_2A - M_1A = M_3A - M_2A = M_4A - M_3A = \dots \lambda/2$$

Тўлқин фронти зоналарга бўлиниши маркази бўлган сфералар чизилиш йўли билан бажарилади. радиуслари:

$$r_1 = r_0 + \frac{\lambda}{2}; \quad r_2 = r_0 + 2\frac{\lambda}{2}; \quad r_3 = r_0 + 3\frac{\lambda}{2};$$

$$r_m = r_0 + m\frac{\lambda}{2} \quad (m=1,2,3,\dots)$$

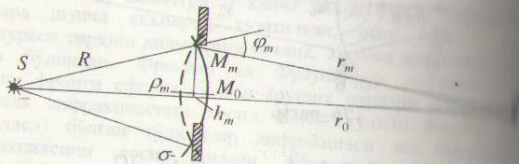
Бундай зоналарга бўлишнинг афзаллиги шундан иборатки, зоналардан А нуктага етиб келувчи нурлар қарам қарши етиб келади ва зоналар сони m жуфт бўлса, барча зоналардан етиб келувчи нурлар бир-бирини қопқатилади ва А нуктада қоронғилик, зоналар сони m тоқ бўлса, зоналар бир-бирини компенсациялаб, яна битта нур етиб келувчи нурлар А нуктада ёруғлиқни ҳосил қилади. Шундай қилиб, А нуктада дифракцион максимум ёки кузатилиши зоналар сонининг жуфт ёки тоқлигига боғлиқ.

а) Натижавий амплитудани ҳисоблаш

Френель ёруғлиқ манбаини сирт билан асосан (77-расм). M_m нукта яқиндаги m -Френель зонаси билан А нуктага таъсир этаётган галаёйланиши куйидаги формуласи орқали аниқланади:

$$E_m = f(\varphi_m) \frac{E_0^1}{r_m} \Delta\sigma_m \cdot \cos(\alpha\lambda - kr\alpha_0) = E_{0m} \cos(\alpha\lambda - kr\alpha_0)$$

Бу ерда $E_0^1 = \Delta\sigma_m$ - «манбадан» узунлик бирлигига масофалари амплитуда, α_0 - бошланғич фаза, φ_m - дифракцион бурчаги, $f(\varphi_m)$ - оғиш коэффициенти дейилади.



77-расм.

Френель $f(\varphi_m) = \max$, агар $\varphi_m \geq \frac{\pi}{2}$ бўлса $f(\varphi_m) = 0$ гача қисқаяди. (6.2) дан кўринадики, А нуктада m -зона ёруғлигини амплитуда галаёйланиши E_{0m} шу зона юзасига σ_m ва r_m га боғлиқ. 77-расмдан кўринадики m -Френель зона радиуси куйидагича тенг:

$$(h - h_0)^2 = r_m^2 - (r_0 + h_m)^2 = \left(r_0 + m\frac{\lambda}{2}\right)^2 - (r_0 + h_m)^2 \quad (6.3)$$

Бундан h_m та нисбатан λ нинг жуда кичик эканлигини ҳисобга олганда

(6.3) ни эътиборга олмасак, сферик сегмент радиуси h_m учун куйидагини ҳосил қиламиз:

$$h_m^2 = \frac{r_m^2 - r_0^2}{2(R + r_0)} = \frac{mr_0}{R + r_0} \cdot \frac{\lambda}{2} \quad (6.4)$$

Бундан r_0 га тенг бўлган m -сферик сирт юзаси σ_m эса куйидагича тенг бўлади.

$$\sigma_m = 2\pi\rho_m h_m = \frac{\pi R r_0}{R + r_0} \lambda \quad (6.5)$$

Бундан шундай усул билан $(m-1)$ зона юзасини ҳисоблаймиз:

$$\sigma_{m-1} = \frac{(m-1)\pi R r_0}{R + r_0} \lambda \quad (6.6)$$

Бундан (6.6) га асосан m -Френель зонасининг юзаси куйидагича тенг бўлади:

$$\Delta\sigma_m = \sigma_m - \sigma_{m-1} = \frac{\pi R r_0}{R + r_0} \lambda \quad (6.7)$$

Бундан кўринадики, Френель зонаси юзаси зона тартибига боғлиқ.

Шундай қилиб, зоналардан А нуктагача етиб келувчи нурлар амплитудаси шу зоналардан А нуктагача бўлган масофага ва зона сиртига ўтказилган тик чизик билан r_m нисбатан инверсиялаб φ_m бурчакка боғлиқ ва шу туфайли айрим зоналардан А нуктага етиб келувчи тўлқин амплитудалари зона тартибига камайиб боради.

$$E_{01} > E_{02} > E_{03} > \dots > E_{0m} > \dots$$

Бундан кўринадики, зоналардан етиб келувчи тўлқин фазалари зона тартибига боғлиқ бўлганлиги учун, натижавий тебранишлар амплитудаси куйидагича топилади:

$$E_0 = E_{01} - E_{02} + E_{03} - E_{04} + \dots + E_{0m}$$

охирги E_{0m} ҳад олдидagi ишора m жуфт бўлганда мусбат бўлади. E_{0m} ишора мундан камайиши ўртада жойлашган зона амплитудаси зоналар амплитудалари орқали тақрибан қуйидагича имкон беради:

$$E_{0m} = \frac{1}{2}(E_{0(m-1)} + E_{0(m+1)})$$

Бу ифода (6.8) ифодани соддалаштиришга имкон берди тенгликдаги ҳар бир тоқ амплитудани уларнинг янги

($E_{0m} = \frac{E_{0m} + E_{0m}}{2}$) орқали ифодалаб қуйидаги тенгликларни қиламиз (m жуфт бўлганда):

$$E_0 = \frac{E_{01}}{2} + \left(\frac{E_{01}}{2} - E_{02} + \frac{E_{03}}{2} \right) + \left(\frac{E_{03}}{2} - E_{04} + \frac{E_{05}}{2} \right) + \dots + \left(\frac{E_{0(m-3)}}{2} - E_{0(m-2)} + \frac{E_{0(m-1)}}{2} \right) + \frac{E_{0(m-1)}}{2} - E_{0m}$$

m - тоқ бўлганда:

$$E_0 = \frac{E_{01}}{2} + \left(\frac{E_{01}}{2} - E_{02} + \frac{E_{03}}{2} \right) + \dots + \left(\frac{E_{0(m-2)}}{2} - E_{0(m-1)} + \frac{E_{0m}}{2} \right) + \frac{E_{0m}}{2}$$

Агар (6.9) ва (6.10) тенгликларда (6.8а) ни эътиборга ҳолда ёзсак, (6.9) ва (6.10) тенгликлардаги қавр ифодалар нолга тенг бўлади. Натижада мос равишда тенгликларга эга бўламиз.

$$E_0 = \frac{E_{01}}{2} + \frac{E_{0m}}{2}$$

$$E_0 = \frac{E_{01}}{2} + \frac{E_{0(m-1)}}{2} - E_{0m}$$

Агар m етарлича катта бўлса ($M \gg 1$) амплитудани олиб $E_{0(m-1)} = E_{0m}$ деб олиш мумкин. Бу ҳолда (6.12) кўринишга эга бўлади.

$$E_0 = \frac{E_{01}}{2} + \frac{E_{0m}}{2}$$

Энди (6.11) ва (6.12) ни бирлаштириб қуйидаги тенгликни ҳосил қиламиз

$$E_0 = \frac{E_{01}}{2} + \frac{E_{0m}}{2} \quad (6.14)$$

11) заран фойдаланиб m - зона радиусини ва зоналар

$$r_0 = \sqrt{\frac{Rr_m}{R+r_m}} \quad m = \rho_m^2 = \frac{R+r_0}{\lambda R r_0} \quad (6.15)$$

11) заран фойдаланиб m - зона радиусини ва зоналар сони m орқали Ясси тўлқин учун ($R=\infty$):

$$r_0 = \sqrt{r_m \lambda}; \quad m = \frac{r_m^2}{r_0 \lambda} \quad (6.16)$$

Ясси ёруғлик интенсивлиги I амплитуданинг квадратига пропорционал, шунинг учун (6.14) га асосан r_m - масофанинг ўзгариши билан A нуктада (m тоқ бўлганда) ёки минимум (m жуфт бўлганда) дифракция кузатувчи тиркиш ўлчами D ҳамда R ва r_0 ўзгариши билан A нуктада дифракцион ёки минимум кузатилиши ёруғлик тўлқин узунлигига таъсир қилмайди. Агар ($m=\infty$) бўлса, $E_{0m}=0$ бўлади ва (6.14) дан

бу ҳолдан ҳам (6.16) кўринадики, ясси тўлқин фронтига $(R=\infty)$ $\lambda=5 \cdot 10^{-7}$ м тўлқин узунлигидagi ёруғлик $H=0,5$ см бўлган тиркишдан $r_0=0,5$ м узоқлиқдаги $m=100$ зона ташкил этади. Зоналар сони шундай бўлган тиркиш диаметрининг оширилиши A нуктадаги ёруғлик интенсивлигига таъсир қилмайди, чунки масофани 50 м гача ўзгариши бу тиркишда фақатгина битта марказий зона билан ҳисоб.

6) Зонали пластинка

Ёруғ ва тоқ Френель зоналаридан келатган тебранишлар фақатли бўлиб, учрашганда улар бир-бирларини қайтаришлар. Агар ёруғлик тўлқининг йўлига барча жуфт зоналарни тўсувчи пластинка (зонали пластинка) қўйсақ, у A нуктада тебраниш амплитудаси (ёруғлик интенсивлиги) нолга тенг бўлади. Махсус шаффоф экранда радиуси натурал квадрат илдишларига тенг, концентрик ҳалқалар билан бу ҳалқалар оралигини биттадан қолдириб қора ранга

бўяб (ёруғликни ўтказмайдиган қилиб) 1875 йилда
бўлиб, зонали пластинка тайёрлаган. Ундан келувчи
фотонусха олиш мумкин. Агар зонали пластинкага
фронтга эга бўлган, нур тушаётган бўлса, ($R=0$)
пластинкадан ўтиб r_0 масофада A нуктада тушган
 $r_0=F$ масофани зонали пластинканинг кейинги
олсак:

$$F=r_0=\frac{\rho_m^2}{m\lambda} \quad \text{ёки} \quad \frac{1}{F}=\frac{1}{a}+\frac{1}{b}=\frac{m\lambda}{\rho_m^2}=\frac{1}{r_0}$$

Бундан кўринадики, зонали пластинка йн
вазифасини бажаради. Агар иккиламчи тўлкилар
га ўзгартирсак, бош фокусда ёруғлик интенсивлиги
пластинкага нисбатан яна 4 марта ошириш мумкин.

в) Натижавий амплитудани график усулда кўрсатиш

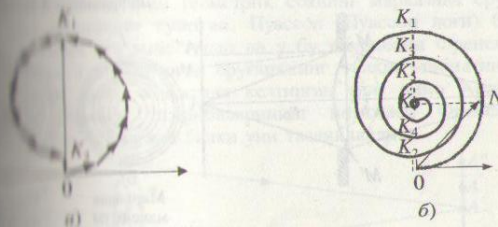
Натижавий тўлқин амплитудасини ҳисоблаш
усулдан фойдаланиш анча қулайдир. Бунинг учун
вектори тушунчаси киритилади. Бу E_0 вектор учун
жиҳатидан амплитуда қийматига тенг бўлиб, унинг
йўналиш билан ташкил этган бурчаги бошланғич
олинади. Натижавий тебраниш амплитудаси шу вектор
векторли йингидиси сифатида ифодаланади.

Тўлқин фронтини Френель зоналарига ўқини
бўлақчаларга бўлайлик. Шу кичик зоначадан
(77-расм) етиб келувчи амплитуда векторининг
фазаси ноль ва сон қиймати E_{01} бўлсин. Кейин
зонадан келувчи тўлқин амплитудаси E_{02} ва унинг
ташкил этган бурчаги (фазалар фарқи) α_0 бўлсин.
худди шундай E_{02} га нисбатан жойлашсин. У вақтда
қиймати жиҳатидан бир-бирига тенг ва бир-бирига
бурчакка бурилган синчик чизик - векторлар
нуктага ўралган) ҳосил қиламиз. (78-расм). А
натижавий тебраниш амплитудаси шу векторларининг
йингидисига тенг бўлади.

Агар тўлқин фронтдаги биринчи Френель зона
тенг бўлиб, ифодаласак, бу кичик зонанинг охири
нуктадаги ёруғлик

Бошланғич вектор йўналишига қарама-қарши бўлади

шунингдек бошланғич икки Френель зонасидан
келувчи амплитудасини ҳам ҳисоблаш мумкин. Бу
натижавий амплитуда $E_0=E_{02}-E_{03}$ га тенг бўлиб, унинг
фазаси бошланғич вектор фазасидан фарқли лекин жуда кичик бўлади (78б-расм).
Френель зонаси очик, бўлганда тебраниш амплитудаси
натижавий (78а-расм).



78-расм.

Натижада, Френель зоналарининг сони ортиши билан
натижавий амплитудаси ҳаққонан жупт ёки тоқлигига қараб) натижавий
амплитудаси тоҳ ошиб, тоҳ камайиб туради. Агар
Френель зоналарининг сони чексиз бўлса, натижавий амплитуда
натижавий амплитудаси $E_0/2$ биринчи зонадан келувчи тебраниш амплитудаси
натижавий амплитудаси ярмига тенглашади (78б-расм).

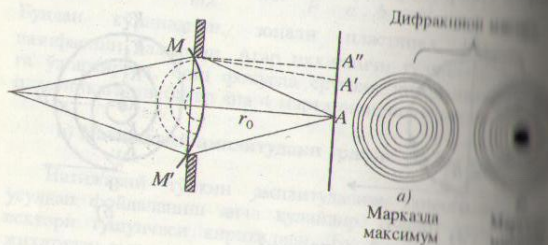
78.б) Френель дифракциясининг хусусий ҳоллари

а) Доиравий тешикдан ҳосил бўладиган дифракция

Натижавий ёруғлик манбаидан R масофада жойлашган ва
тешикнинг r_0 масофада жойлашган $\mathcal{E}$ экранда кузатайлик.
тешикнинг тўғри чизик бўйлаб тарқалиш қонунига кўра
тешикнинг чегараси аниқ ёритилган доирадан иборат манзара
тешикнинг доғим эди. Ҳақиқатда эса ёруғликнинг дифракцияси
тешикнинг бутунлай бошқача манзара яъни дифракцион манзара
тешикнинг $\mathcal{E}$ экран маразидидаги A нуктадаги ёруғлик

интенсивлиги I думалоқ тешикда жойланувчи зоналарининг сонига боғлиқ (79 - расм).

Тешик ўлчамига ва ёруғлиқнинг тўлқин узумига боғлиқ равишда A нуктага таъсир этувчи Френель жуфт ёки ток бўлади. Агар Френель зоналарининг бўлса, A нуктада дифракцион максимум кузатилади. m жуфт бўлса, марказда минимум кузатилади. Дифракцион манзара:



79-расм.

m -чи зона радиуси $\rho_m = \sqrt{m\lambda \frac{Rr_0}{R+r_0}}$ формуладан топилган. Маркази A нуктадан узоклашган сари (A^1, A^2, A^3) дифракцион манзара (ёруғ ва қоронғу ҳалқалар) йўқола боради, интенсивлик $I \sim E_{0m}^2$ камаё боради.

Агар думалоқ тешикда фақатгина битта Френель зона жойлашса, у вақтда дифракцион манзара кузатилмайди. Агар Френель зоналарининг сони жуда катта бўлса, у вақтда геометрик соянинг жуда кичик соҳасидаги киник ҳалқалардан иборат манзара кузатилади, ҳолос.

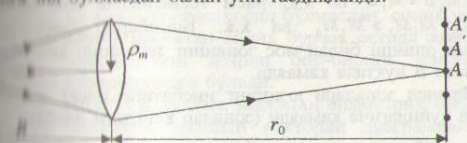
б) Доиравий (ношаффоф) экрандан ҳосил бўладиган дифракция

S - нуктавий манба билан $\mathcal{E}$ экран ўртасига ρ равишда думалоқ ношаффоф экранни шундай жойлаштирайликки, экран m -та марказий Френель зонасини тўсиб қолсин, у вақтда экран марказидаги A нуктага $(m+1)$ зонадан бошлаб тебраниш

этиб келади. 35-§ дагидек мулоҳаза юритсак, A

нуктадаги интенсивлиги $I \approx E_{0\lambda}^2 \approx \frac{E_{0(m+1)}^2}{2}$ га тенг

булган, яъни марказда ёритилган (m жуфт ёки ток бўлган) нуктадаги интенсивлигидан (яъни атрофида) 2 баробар кичик бўлади. Агар m жуфт бўлса, A нуктадаги интенсивлик кескинлиги камайиб, маълум нуктадаги бир текис ёритилган манзара ҳосил бўлади. А нуктада яъни геометрик соянинг марказида ёруғ кузатилади. Пуассон (Пуассон доғи) бу ҳолатга эга эмас деди ва у бу тажрибани Френель билан тушунтирувчи ёруғлиқнинг тўлқин табиатини яқин далоил сифатида келтирган эди, аммо Араго ва Пуассон тажрибаларининг натижаси Френель ҳолатида бўлмасдан балки уни тасдиқлайди:

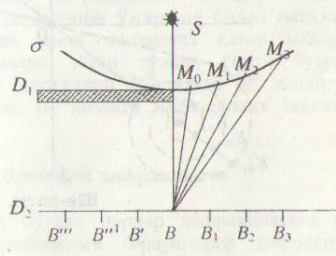


80-расм.

Ношаффоф экран четидан ҳосил бўладиган дифракция

Нуктавий манба билан тарқалаётган ёруғнинг тўлқин чизикли бўлган D_1 экранни қўйиб, кузатиш

нуктадаги текисликнинг четидан бўлган D_2 экранни қўйиб, кузатиш



81-расм.

Дифракцион манзарани D_2 экранда баҳолаш аввалги ҳоллардагидек тўлқин фронтини зоналар керак. Лекин бу ҳолда ярим текислик ҳар бир зона кесди (81-рasm).

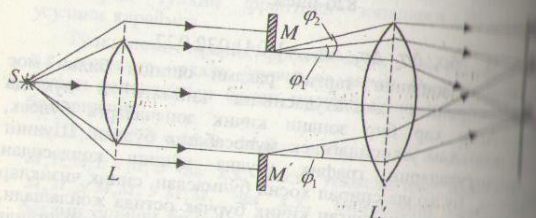
Натижада ҳар бир зонанинг ярми таъсирини қисман очик қолган зоналар таъсирини билан дифракция масаласини ҳал этишни қийин. Бинобарин тўлқин фронтини зоналарга бўлиш усулини қараймиз.

Тўлқиннинг сферик фронти σ ни S ва $M_1, M_2, M_3, \dots$ х.к. нуқталар орқали ўтувчи ва экран D_1 қиррасида бўлган текисликлар билан шундай бўламизки, қуний бажарилсин:

$M_1B - M_0B = M_2B - M_1B = \dots = M_1'B - M_2'B = M_2'B - M_1'B = \dots$ ва х.к. расм текислигида жойлашган $M_0, M_1, M_2, \dots$ ва х.к. расм текислигида жойлашган $M_0, M_1, M_2, \dots$ ва х.к. Бинобарин зонанинг рақами ошиши билан мос зонанинг тебраниш амплитудаси киймати B нуқтада камаяди.

Френел зоналари юзининг нисбатини олсак кескин секин қуйидагича камади (зоналар кенлиги нисбати $1:3:5:7:9:11:13:15:17:19:21:23:25:27:29:31:33:35:37:39:41:43:45:47:49:51:53:55:57:59:61:63:65:67:69:71:73:75:77:79:81:83:85:87:89:91:93:95:97:99:101:103:105:107:109:111:113:115:117:119:121:123:125:127:129:131:133:135:137:139:141:143:145:147:149:151:153:155:157:159:161:163:165:167:169:171:173:175:177:179:181:183:185:187:189:191:193:195:197:199:201:203:205:207:209:211:213:215:217:219:221:223:225:227:229:231:233:235:237:239:241:243:245:247:249:251:253:255:257:259:261:263:265:267:269:271:273:275:277:279:281:283:285:287:289:291:293:295:297:299:301:303:305:307:309:311:313:315:317:319:321:323:325:327:329:331:333:335:337:339:341:343:345:347:349:351:353:355:357:359:361:363:365:367:369:371:373:375:377:379:381:383:385:387:389:391:393:395:397:399:401:403:405:407:409:411:413:415:417:419:421:423:425:427:429:431:433:435:437:439:441:443:445:447:449:451:453:455:457:459:461:463:465:467:469:471:473:475:477:479:481:483:485:487:489:491:493:495:497:499:501:503:505:507:509:511:513:515:517:519:521:523:525:527:529:531:533:535:537:539:541:543:545:547:549:551:553:555:557:559:561:563:565:567:569:571:573:575:577:579:581:583:585:587:589:591:593:595:597:599:601:603:605:607:609:611:613:615:617:619:621:623:625:627:629:631:633:635:637:639:641:643:645:647:649:651:653:655:657:659:661:663:665:667:669:671:673:675:677:679:681:683:685:687:689:691:693:695:697:699:701:703:705:707:709:711:713:715:717:719:721:723:725:727:729:731:733:735:737:739:741:743:745:747:749:751:753:755:757:759:761:763:765:767:769:771:773:775:777:779:781:783:785:787:789:791:793:795:797:799:801:803:805:807:809:811:813:815:817:819:821:823:825:827:829:831:833:835:837:839:841:843:845:847:849:851:853:855:857:859:861:863:865:867:869:871:873:875:877:879:881:883:885:887:889:891:893:895:897:899:901:903:905:907:909:911:913:915:917:919:921:923:925:927:929:931:933:935:937:939:941:943:945:947:949:951:953:955:957:959:961:963:965:967:969:971:973:975:977:979:981:983:985:987:989:991:993:995:997:999:1001:1003:1005:1007:1009:1011:1013:1015:1017:1019:1021:1023:1025:1027:1029:1031:1033:1035:1037:1039:1041:1043:1045:1047:1049:1051:1053:1055:1057:1059:1061:1063:1065:1067:1069:1071:1073:1075:1077:1079:1081:1083:1085:1087:1089:1091:1093:1095:1097:1099:1101:1103:1105:1107:1109:1111:1113:1115:1117:1119:1121:1123:1125:1127:1129:1131:1133:1135:1137:1139:1141:1143:1145:1147:1149:1151:1153:1155:1157:1159:1161:1163:1165:1167:1169:1171:1173:1175:1177:1179:1181:1183:1185:1187:1189:1191:1193:1195:1197:1199:1201:1203:1205:1207:1209:1211:1213:1215:1217:1219:1221:1223:1225:1227:1229:1231:1233:1235:1237:1239:1241:1243:1245:1247:1249:1251:1253:1255:1257:1259:1261:1263:1265:1267:1269:1271:1273:1275:1277:1279:1281:1283:1285:1287:1289:1291:1293:1295:1297:1299:1301:1303:1305:1307:1309:1311:1313:1315:1317:1319:1321:1323:1325:1327:1329:1331:1333:1335:1337:1339:1341:1343:1345:1347:1349:1351:1353:1355:1357:1359:1361:1363:1365:1367:1369:1371:1373:1375:1377:1379:1381:1383:1385:1387:1389:1391:1393:1395:1397:1399:1401:1403:1405:1407:1409:1411:1413:1415:1417:1419:1421:1423:1425:1427:1429:1431:1433:1435:1437:1439:1441:1443:1445:1447:1449:1451:1453:1455:1457:1459:1461:1463:1465:1467:1469:1471:1473:1475:1477:1479:1481:1483:1485:1487:1489:1491:1493:1495:1497:1499:1501:1503:1505:1507:1509:1511:1513:1515:1517:1519:1521:1523:1525:1527:1529:1531:1533:1535:1537:1539:1541:1543:1545:1547:1549:1551:1553:1555:1557:1559:1561:1563:1565:1567:1569:1571:1573:1575:1577:1579:1581:1583:1585:1587:1589:1591:1593:1595:1597:1599:1601:1603:1605:1607:1609:1611:1613:1615:1617:1619:1621:1623:1625:1627:1629:1631:1633:1635:1637:1639:1641:1643:1645:1647:1649:1651:1653:1655:1657:1659:1661:1663:1665:1667:1669:1671:1673:1675:1677:1679:1681:1683:1685:1687:1689:1691:1693:1695:1697:1699:1701:1703:1705:1707:1709:1711:1713:1715:1717:1719:1721:1723:1725:1727:1729:1731:1733:1735:1737:1739:1741:1743:1745:1747:1749:1751:1753:1755:1757:1759:1761:1763:1765:1767:1769:1771:1773:1775:1777:1779:1781:1783:1785:1787:1789:1791:1793:1795:1797:1799:1801:1803:1805:1807:1809:1811:1813:1815:1817:1819:1821:1823:1825:1827:1829:1831:1833:1835:1837:1839:1841:1843:1845:1847:1849:1851:1853:1855:1857:1859:1861:1863:1865:1867:1869:1871:1873:1875:1877:1879:1881:1883:1885:1887:1889:1891:1893:1895:1897:1899:1901:1903:1905:1907:1909:1911:1913:1915:1917:1919:1921:1923:1925:1927:1929:1931:1933:1935:1937:1939:1941:1943:1945:1947:1949:1951:1953:1955:1957:1959:1961:1963:1965:1967:1969:1971:1973:1975:1977:1979:1981:1983:1985:1987:1989:1991:1993:1995:1997:1999:2001:2003:2005:2007:2009:2011:2013:2015:2017:2019:2021:2023:2025:2027:2029:2031:2033:2035:2037:2039:2041:2043:2045:2047:2049:2051:2053:2055:2057:2059:2061:2063:2065:2067:2069:2071:2073:2075:2077:2079:2081:2083:2085:2087:2089:2091:2093:2095:2097:2099:2101:2103:2105:2107:2109:2111:2113:2115:2117:2119:2121:2123:2125:2127:2129:2131:2133:2135:2137:2139:2141:2143:2145:2147:2149:2151:2153:2155:2157:2159:2161:2163:2165:2167:2169:2171:2173:2175:2177:2179:2181:2183:2185:2187:2189:2191:2193:2195:2197:2199:2201:2203:2205:2207:2209:2211:2213:2215:2217:2219:2221:2223:2225:2227:2229:2231:2233:2235:2237:2239:2241:2243:2245:2247:2249:2251:2253:2255:2257:2259:2261:2263:2265:2267:2269:2271:2273:2275:2277:2279:2281:2283:2285:2287:2289:2291:2293:2295:2297:2299:2301:2303:2305:2307:2309:2311:2313:2315:2317:2319:2321:2323:2325:2327:2329:2331:2333:2335:2337:2339:2341:2343:2345:2347:2349:2351:2353:2355:2357:2359:2361:2363:2365:2367:2369:2371:2373:2375:2377:2379:2381:2383:2385:2387:2389:2391:2393:2395:2397:2399:2401:2403:2405:2407:2409:2411:2413:2415:2417:2419:2421:2423:2425:2427:2429:2431:2433:2435:2437:2439:2441:2443:2445:2447:2449:2451:2453:2455:2457:2459:2461:2463:2465:2467:2469:2471:2473:2475:2477:2479:2481:2483:2485:2487:2489:2491:2493:2495:2497:2499:2501:2503:2505:2507:2509:2511:2513:2515:2517:2519:2521:2523:2525:2527:2529:2531:2533:2535:2537:2539:2541:2543:2545:2547:2549:2551:2553:2555:2557:2559:2561:2563:2565:2567:2569:2571:2573:2575:2577:2579:2581:2583:2585:2587:2589:2591:2593:2595:2597:2599:2601:2603:2605:2607:2609:2611:2613:2615:2617:2619:2621:2623:2625:2627:2629:2631:2633:2635:2637:2639:2641:2643:2645:2647:2649:2651:2653:2655:2657:2659:2661:2663:2665:2667:2669:2671:2673:2675:2677:2679:2681:2683:2685:2687:2689:2691:2693:2695:2697:2699:2701:2703:2705:2707:2709:2711:2713:2715:2717:2719:2721:2723:2725:2727:2729:2731:2733:2735:2737:2739:2741:2743:2745:2747:2749:2751:2753:2755:2757:2759:2761:2763:2765:2767:2769:2771:2773:2775:2777:2779:2781:2783:2785:2787:2789:2791:2793:2795:2797:2799:2801:2803:2805:2807:2809:2811:2813:2815:2817:2819:2821:2823:2825:2827:2829:2831:2833:2835:2837:2839:2841:2843:2845:2847:2849:2851:2853:2855:2857:2859:2861:2863:2865:2867:2869:2871:2873:2875:2877:2879:2881:2883:2885:2887:2889:2891:2893:2895:2897:2899:2901:2903:2905:2907:2909:2911:2913:2915:2917:2919:2921:2923:2925:2927:2929:2931:2933:2935:2937:2939:2941:2943:2945:2947:2949:2951:2953:2955:2957:2959:2961:2963:2965:2967:2969:2971:2973:2975:2977:2979:2981:2983:2985:2987:2989:2991:2993:2995:2997:2999:3001:3003:3005:3007:3009:3011:3013:3015:3017:3019:3021:3023:3025:3027:3029:3031:3033:3035:3037:3039:3041:3043:3045:3047:3049:3051:3053:3055:3057:3059:3061:3063:3065:3067:3069:3071:3073:3075:3077:3079:3081:3083:3085:3087:3089:3091:3093:3095:3097:3099:3101:3103:3105:3107:3109:3111:3113:3115:3117:3119:3121:3123:3125:3127:3129:3131:3133:3135:3137:3139:3141:3143:3145:3147:3149:3151:3153:3155:3157:3159:3161:3163:3165:3167:3169:3171:3173:3175:3177:3179:3181:3183:3185:3187:3189:3191:3193:3195:3197:3199:3201:3203:3205:3207:3209:3211:3213:3215:3217:3219:3221:3223:3225:3227:3229:3231:3233:3235:3237:3239:3241:3243:3245:3247:3249:3251:3253:3255:3257:3259:3261:3263:3265:3267:3269:3271:3273:3275:3277:3279:3281:3283:3285:3287:3289:3291:3293:3295:3297:3299:3301:3303:3305:3307:3309:3311:3313:3315:3317:3319:3321:3323:3325:3327:3329:3331:3333:3335:3337:3339:3341:3343:3345:3347:3349:3351:3353:3355:3357:3359:3361:3363:3365:3367:3369:3371:3373:3375:3377:3379:3381:3383:3385:3387:3389:3391:3393:3395:3397:3399:3401:3403:3405:3407:3409:3411:3413:3415:3417:3419:3421:3423:3425:3427:3429:3431:3433:3435:3437:3439:3441:3443:3445:3447:3449:3451:3453:3455:3457:3459:3461:3463:3465:3467:3469:3471:3473:3475:3477:3479:3481:3483:3485:3487:3489:3491:3493:3495:3497:3499:3501:3503:3505:3507:3509:3511:3513:3515:3517:3519:3521:3523:3525:3527:3529:3531:3533:3535:3537:3539:3541:3543:3545:3547:3549:3551:3553:3555:3557:3559:3561:3563:3565:3567:3569:3571:3573:3575:3577:3579:3581:3583:3585:3587:3589:3591:3593:3595:3597:3599:3601:3603:3605:3607:3609:3611:3613:3615:3617:3619:3621:3623:3625:3627:3629:3631:3633:3635:3637:3639:3641:3643:3645:3647:3649:3651:3653:3655:3657:3659:3661:3663:3665:3667:3669:3671:3673:3675:3677:3679:3681:3683:3685:3687:3689:3691:3693:3695:3697:3699:3701:3703:3705:3707:3709:3711:3713:3715:3717:3719:3721:3723:3725:3727:3729:3731:3733:3735:3737:3739:3741:3743:3745:3747:3749:3751:3753:3755:3757:3759:3761:3763:3765:3767:3769:3771:3773:3775:3777:3779:3781:3783:3785:3787:3789:3791:3793:3795:3797:3799:3801:3803:3805:3807:3809:3811:3813:3815:3817:3819:3821:3823:3825:3827:3829:3831:3833:3835:3837:3839:3841:3843:3845:3847:3849:3851:3853:3855:3857:3859:3861:3863:3865:3867:3869:3871:3873:3875:3877:3879:3881:3883:3885:3887:3889:3891:3893:3895:3897:3899:3901:3903:3905:3907:3909:3911:3913:3915:3917:3919:3921:3923:3925:3927:3929:3931:3933:3935:3937:3939:3941:3943:3945:3947:3949:3951:3953:3955:3957:3959:3961:3963:3965:3967:3969:3971:3973:3975:3977:3979:3981:3983:3985:3987:3989:3991:3993:3995:3997:3999:4001:4003:4005:4007:4009:4011:4013:4015:4017:4019:4021:4023:4025:4027:4029:4031:4033:4035:4037:4039:4041:4043:4045:4047:4049:4051:4053:4055:4057:4059:4061:4063:4065:4067:4069:4071:4073:4075:4077:4079:4081:4083:4085:4087:4089:4091:4093:4095:4097:4099:4101:4103:4105:4107:4109:4111:4113:4115:4117:4119:4121:4123:4125:4127:4129:4131:4133:4135:4137:4139:4141:4143:4145:4147:4149:4151:4153:4155:4157:4159:4161:4163:4165:4167:4169:4171:4173:4175:4177:4179:4181:4183:4185:4187:4189:4191:4193:4195:4197:4199:4201:4203:4205:4207:4209:4211:4213:4215:4217:4219:4221:4223:4225:4227:4229:4231:4233:4235:4237:4239:4241:4243:4245:4247:4249:4251:4253:4255:4257:4259:4261:4263:4265:4267:4269:4271:4273:4275:4277:4279:4281:4283:4285:4287:4289:4291:4293:4295:4297:4299:4301:4303:4305:4307:4309:4311:4313:4315:4317:4319:4321:4323:4325:4327:4329:4331:4333:4335:4337:4339:4341:4343:4345:4347:4349:4351:4353:4355:4357:4359:4361:4363:4365:4367:4369:4371:4373:4375:4377:4379:4381:4383:4385:4387:4389:4391:4393:4395:4397:4399:4401:4403:4405:4407:4409:4411:4413:4415:4417:4419:4421:4423:4425:4427:4429:4431:4433:4435:4437:4439:4441:4443:4445:4447:4449:4451:4453:4455:4457:4459:4461:4463:4465:4467:4469:4471:4473:4475:4477:4479:4481:4483:4485:4487:4489:4491:4493:4495:4497:4499:4501:4503:4505:4507:4509:4511:4513:4515:4517:4519:4521:4523:4525:4527:4529:4531:4533:4535:4537:4539:4541:4543:4545:4547:4549:4551:4553:4555:4557:4559:4561:4563:4565:4567:4569:4571:4573:4575:4577:4579:4581:4583:4585:4587:4589:4591:4593:4595:4597:4599:4601:4603:4605:4607:4609:4611:4613:4615:4617:4619:4621:4623:4625:4627:4629:4631:4633:4635:4637:4639:4641:4643:4645:4647:4649:4651:4653:4655:4657:4659:4661:4663:4665:4667:4669:4671:4673:4675:4677:4679:4681:4683:4685:4687:4689:4691:4693:4695:4697:4699:4701:4703:4705:4707:4709:4711:4713:4715:4717:4719:4721:4723:4725:4727:4729:4731:4733:4735:4737:4739:4741:4743:4745:4747:4749:4751:4753:4755:4757:4759:4761:4763:4765:4767:4769:4771:4773:4775:4777:4779:4781:4783:4785:4787:4789:4791:4793:4795:4797:4799:4801:4803:4805:4807:4809:4811:4813:4815:4817:4819:4821:4823:4825:4827:4829:4831:4833:4835:4837:4839:4841:4843:4845:4847:4849:4851:4853:4855:4857:4859:4861:4863:4865:4867:4869:4871:4873:4875:4877:4879:4881:4883:4885:4887:4889:4891:4893:4895:4897:4899:4901:4903:4905:4907:4909:4911:4913:4915:4917:4919$

дифракция (дифракцион панжара) асосан параллел нурлардан иборат. Математик нуқтанан панжара параллел нурлар дифракцияси ечими снгилди. Фраунгофер дифракциясининг оддий схемаси берилган.



-расм.

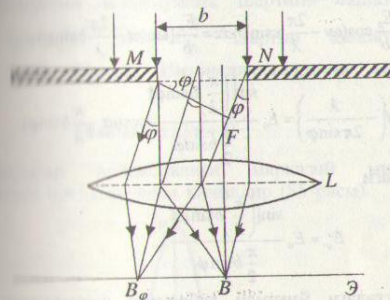
Линза фокусда жойлашган нуқтавий S манбадан чиққан ёруғлик нурлари L линзадан ўтиб параллел нурлар айланади ва MM' тиркишли экранга тушиб турли бурчаклар $\varphi_1, \varphi_2, \dots$ остида дифракцияланади. L' линза ёруғликни дифракцияланган нурлар $\mathcal{E}$ экранда дифракцион манзара ҳосил қилади. Умуман тиркиш деб кенлиги кичик (0.01 мм) ва узунлиги бир неча миллиметрга тенг бўлган тиркиш бурчакли тешикка айтилади. Агар тиркишнинг узунлиги бир неча марта катта бўлса, у ҳолда бундай тиркишга узун тиркиш дейилади.

38-§. Якка тиркишдан ҳосил бўладиган Фраунгофер дифракцияси

Ясси монохроматик ёруғлик тўлқини b кенлигидаги тиркишга тушиб, L линза фокал текислигидаги $\mathcal{E}$ экранда дифракцион манзарани беради (84-расм).

Исталган B_φ нуқтадаги тебраниш амплитудасини ҳисоблаш учун b тиркишдаги тўлқин сиртини ўзаро тенг ва параллел бўлган зоналарга бўламиз. Бу зоналарнинг ҳар бири B_φ нуқтадаги келувчи янги тўлқин манба бўлади, қўшни зоналардан

тўлқин фазалар фарқи доимий ва амплитудалари тенг, амплитудалар тенг юзаларга эга ва кузатиш йўналишига тенг бўлган нурлар интенсивлигини аналитик ва график равишда кўрсатиш мумкин.



84-расм.

а) Аналитик усул

« b » тиркишга тушувчи тўлқин сиртини dx кенлигидаги элементар зоналарга ажратилади. Ҳар бир зонадан B_φ нуқтага қўйилган ғалаён куйидаги тенглама билан ифодаланади:

$$dE_0 = c dx \cdot \cos \omega t \dots \quad (6.16a)$$

қўшни катталиқ.

Агар тиркиш кенлиги бўйича тушувчи тўлқин амплитудасини E_0 билан ифодаласак, у ҳолда бу катталиқ аналитик равишда аниқланади:

$$E_0 = \int_0^b c \cdot dx \dots \quad (6.16b)$$

қўшни $c = E_0/b$ ва

$$dE_0 = (E_0/b) \cdot \cos \omega t \dots \quad (6.16b)$$

M нуқтадан X масофада MF текисликда кенлиги dx га тенг бўлган элементар зона туфайли ҳосил бўлган ғалаён куйидаги тенглама билан ифодаланади:

$$dE = \frac{E_0}{b} dx \cos(\alpha x - kx \sin \varphi)$$

бу ерда $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ тўлқин сони; B_φ нуктадаги натижавий топиш учун b тиркиш эни кенглигидаги бутун кичик ғалаёнланишлар йиғиндисини олиш керак, яъни интеграллаш керак:

$$E = \int_0^b \frac{E_0}{b} \cos(\alpha x - \frac{2\pi}{\lambda} x \sin \varphi) dx = \frac{E_0}{b} [\sin(\alpha x - \frac{2\pi}{\lambda} b \sin \varphi) - \sin \alpha x] = E_0 \frac{\sin[\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi]}{\frac{\pi}{2} b \sin \varphi} \cos(\alpha x - \frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi)$$

Бу ифодадаги

$$E_\varphi = E_0 \frac{\sin[\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi]}{\frac{\pi}{2} b \sin \varphi}$$

B_φ нуктадаги йиғинди тебраниш амплитудасини Ёруғликнинг электр майдон кучланганлигини (6.17) ёрдамида аниқлашда қуйидаги тригонометрия фойдаланади:

$$\sin \alpha - \sin \beta = 2 \sin \frac{\alpha - \beta}{2} \cos \frac{\alpha + \beta}{2} \quad (6.18)$$

Дифракция бурчаги $\varphi=0$ бўлгандаги дифракцион марказидаги ёруғлик интенсивлиги I_0 га тенг бўлсин. Наво маълум φ бурчак остида дифракцияланган нурлар интенсивлиги куйидаги тенглик орқали аниқланади:

$$I = I_0 \frac{\sin^2[\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi]}{(\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi)^2} \quad (6.19)$$

Бу тенгликдан қуйидагича хулоса келиб чиқади:

$$I_\varphi = I_0 \quad (6.20)$$

яъни дифракцион манара линза марказига нисбатан синус равишда жойлашган бўлади (85 - расм).

$\varphi=0$ бўлса, $\lim_{\alpha \rightarrow 0} \frac{\sin \alpha}{\alpha} = 1$ бўлганлиги учун (6.18) дан

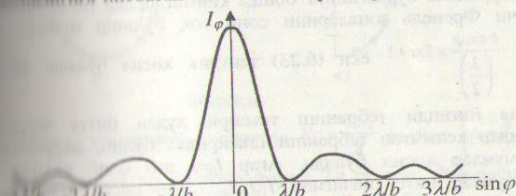
$$\sin \varphi = \pm m \lambda, \quad (m = 1, 2, 3, \dots) \quad \text{яъни} \quad b \sin \varphi = \pm m \lambda \quad (6.22)$$

$E_\varphi=0$ бўлади. Шундай қилиб, $b \sin \varphi = \pm m \lambda$ шартининг минимумлик шартини ташкил қилади.

Минимум $\sin \varphi = \pm \frac{\lambda}{b}$ шартни қаноатлантирувчи ҳоллар бўлади. Интенсивликларнинг максимумлик

$$b \sin \varphi = \pm (2m+1) \frac{\lambda}{2} \quad (6.23)$$

максимумлар интенсивлиги марказий минимум I_0 нисбатан анча кичикдир (85-расм).



85-расм.

Бўлган дифракцион максимум ва минимумлар нисбатан тушунтирилади. Дифракцияланувчи иккита нурлар фарқи фазани фазанга бирининг узунлиги $1/2\lambda$ га тенг бўлган кесмачаларга ажратамиз. Натижада тиркишга тушадиган фронтга тенг бўлақларга бўлинади ва иккита қўшни нурларни қўлга келтирилади. Бу ҳолда Френель зоналарини сони m аниқланади. Агар тиркиш кенглиги $AB=b$ бўлса, $b \sin \varphi = m \lambda$ бўлиб, иккинчи томондан юқорида келтирилган равишда асосан $\Delta = m \frac{\lambda}{2}$, бинобинин

$$m = \frac{b \sin \varphi}{\left(\frac{\lambda}{2}\right)} \dots$$

Дифракция бурчаги (φ) нинг баъзи қийматларида тўқнаш жойлашадиган Френель зоналарининг сони жуфт бўлиши учун қуйидаги шарт бажарилади:

$$\frac{b \sin \varphi}{\left(\frac{\lambda}{2}\right)} = 2m$$

ёки (6.22) тенглик ҳосил бўлади...

Бундан $m=1,2,3,4,5,\dots$

Натижада B_φ нуктада тўлқинлар қарама-қарши учрашиб бир-бирини ўчиради, яъни дифракцион минимум ҳосил бўлади.

Дифракция бурчагининг бошқа қийматларида тиркиши келувчи Френель зоналарини сони тоқ бўлиши мумкин.

Ҳолда $\frac{b \sin \varphi}{\left(\frac{\lambda}{2}\right)} = 2m+1$ ёки (6.23) тенглик ҳосил бўлади, ва

нуктада йиғинди тебраниш таъсири худди битта Френель зонасидан келадиган тебраниш таъсиридек бўлиб, дифракцион максимумлар ҳосил бўлади. Агар $I_0=I$ деб олиб нуктадаги максимумлар интенсивлигини $I_1, I_2, I_3, \dots$ деб олсак улар қуйидаги нисбатда бўлади:

$$I_0 : I_1 : I_2 : I_3 = 1 : 0,045 : 0,016 : 0,008 \quad (6.24)$$

Максимум ва минимумлар ҳолати тўлқин узунлиги λ га тенг бўлиб, Шунинг учун бу келтирилган мунозират монохроматик рангдаги тўлқин узунликлари учун ўринли. Агар тушувчи ёруғлик оқ бўлса, у ҳолда дифракцион максимумларда оқ, атрофи эса рангли бўлади, (бинафина ранг) марказга яқин, қизил ранг узоқда жойлашади.

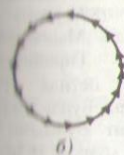
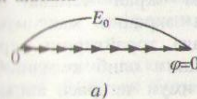
б) Амплитудаларни график усулда қўйиш

Бу усулда ҳам тиркиш кенлигидаги тўлқин сиртининг бир хил кенликдаги жуда кичик зоналарга бўламиз. Ҳар бир зонадан тарқалувчи элементар тўлқин бир хил ΔE_0 амплитудасига эга бўлсин. Дифракция бурчаги φ га қараб, бу тўлқинлар

бир-биридан δ микдорга фарқ қилсин. $\varphi=0$ бўлса $\delta=0$, E_0 нуктадаги йиғинди тўлқин амплитудаси E_0 бўлади (86а-расм).

$$E_\varphi = E_0 = \Delta E_0 + \Delta E_0 + \Delta E_0 + \dots + \Delta E_0 = m \Delta E_0$$

Ҳар бир четки нукталаридан келувчи нурлар фазалар фарқи δ бўлса, зоналардан келувчи элементар тўлқинларнинг амплитудаси ярим айлана



86-расм.

натижада натижавий амплитуда $E_\varphi = \frac{2E_0}{\pi}$ га тенг ($\Delta = \frac{\lambda}{2}$)

(86б-расм). Агар фазалар фарқи 2π га тенг (86в-расм) натижавий амплитуда нолга тенг ($E_\varphi=0$) бўлади, яъни дифракцион минимум ҳосил бўлади. Иккиламчи максимум

$\frac{\lambda}{2}$ га тенг бўлганда ҳосил бўлади. Бу вақтда натижавий амплитуда $E_\varphi = \frac{2E_0}{3\pi}$ га тенг бўлиб, марказий ($\varphi=0$) максимумдан

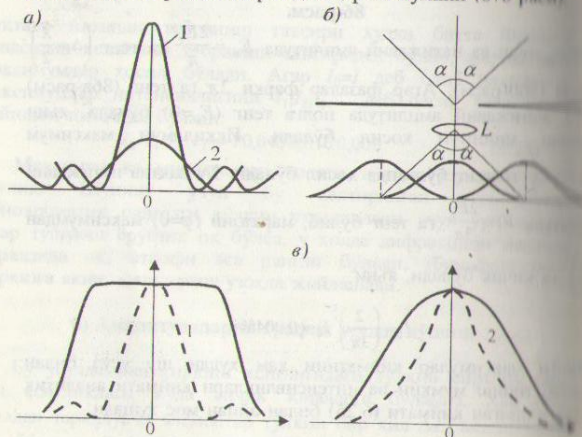
кучайиб кетган бўлади, яъни

$$I_1 = \left(\frac{2}{3\pi}\right)^2 I_0 \approx 0,0045\%$$

Бундан кўраги максимумлар қийматини ҳам худди шу усул билан ҳисобlash мумкин ва интенсивликлари қиймати аналитик усул билан қийматини (6.25) билан айнан мос тушади.

39-§. Тиркиш кенглиги ва ёруғлик манбаи ўлчамининг дифракцияга таъсири

Юқоридаги мулоҳазалардан кўринадики, тиркиш кенлиги ва ёруғлик манбаи ўлчами дифракцион манзарага таъсир қилади. Ҳақиқатдан ҳам $b \sin \varphi = \pm m \lambda$ формуладан кўринади, тиркиш кенлиги b қанча кичик бўлса, $\sin \varphi$ нинг қиймати шунча катта бўлади. Агар $b = \lambda$ бўлса ($m=1$ учун) $\sin \varphi = 1$, яъни биринчи максимум экран четидан чексиз узоқликка жойлашади, яъни бутун экранни максимум қоплаб олади. Тиркиш кенлигини янада торайтириш экрандаги максимум ёритилганлигини камайишига олиб келади. Тиркиш кенлиги ортиши билан, бош максимум чегараси аниқлаша боради, шунинг маълум қийматидан бошлаб (87а-расм) манбаи ёруғлик манбаидан аниқ тасвири ҳосил қилинади. Манба ўлчамининг дифракцион манзарага таъсир қилади. Тиркишдан чет узоқликда турувчи бирор 2α бурчак остида кўринади, манбадан ёруғлик келиб тушаётган бўлсин. Бундай манбаи бирига жуда яқин жойлашган когерент бўлмаган нукталар ёруғлик манбаларидан иборат деб қараш мумкин (87б-расм).



87-расм.

Манбаининг четки нукталаридан келувчи нурлар дифракцияси бутун манбадан келувчи нурлар дифракциясини характерлайди. Тажриба кўрсатадики манба ўлчамига боғлиқ бўладиган дифракция тиркиш ўлчамига ҳам боғлиқ. Тиркиш ўлчами қанча кичик бўлса, дифракцион манзара шунча акжолроқ бўлади. Тиркиш кенлиги қанча катта бўлса, дифракцион манзара шунча хиралашади (87в-расм).

40-§. Икки тиркишдан ҳосил бўладиган Фраунгофер дифракцияси

Агар тиркишлар сони иккита бўлса, дифракцион манзара яқка тиркишнинг нисбатан бутунлай ўзгаради. Энди кўшни тиркишлардан дифракцияланган нурлар интерференциясини ҳам ҳисобга олиш керак (88а-расм).

Бир-биридан a ношаффоф қисм билан ажратилган ўзаро параллел ва ҳар бирининг кенлиги b га тенг бўлган икки тиркишга параллел нурлар дастаси келиб тушаётган бўлсин.

Алоҳида тиркишлар томонидан ёруғлик тарқалмайдиган йўналишларда интенсивлиги нолга тенг бўлган минимумлар ҳосил бўлади. Энди максимумлар бир тиркиш ҳолида кузатганимиздек барча йўналишларда ҳосил бўлмайди. Баъзи йўналишларда иккита тиркишлардан келаётган ёруғлик нурлари бир-бирини йўқотади. Демак, бир тиркишдан фарқли ҳолда иккита тиркиш амал қиладиганда кўшимча минимумлар ҳосил бўлади. Йўллар фарқи $\Delta = \lambda/2, 3\lambda/2, 5\lambda/2$ ва ҳ.к. га тенг бўлган йўналишларда (мисол тарикасида чап томонидаги M ва M_1 четки нукталаридан келаётган нурлар) интенсивлиги нолга тенг бўлган кўшимча минимумлар ҳосил бўлади, яъни

$$M_1 F_1 = M M_1 \sin \varphi = (m + 1/2) \lambda / 2 \quad (6.26)$$

Бунда $m=0, 1, 2, 3$

Бир тиркишнинг таъсири иккинчи тиркиш томонидан кучайтирилади, агар қўйидаги шарт бажарилса:

$$M_1 F_1 = M M_1 \sin \varphi = m \lambda \quad (6.27)$$

Бундай максимумларга бош максимумлар дейилади. Юқорида кўрсатилган a ва b катталиклар йўналишини d билан ифодалаб, кўшимча минимумлар ва бош максимумлар шартини қўйидагича ёзамиз:

$$d \sin \varphi = (2m + 1) \lambda / 2 \quad (\text{кўшимча минимумлар}) \quad (6.28)$$

$$d \sin \varphi = m \lambda \quad (\text{бош максимумлар}) \quad (6.29)$$

Кайд этиш лозимки, бир тиркиш ҳолда асосий минимумлар ҳосил бўлиш шарт $b \sin \varphi = (m+1)\lambda$ эди.

Кўшни тиркишдан дифракцияланаётган нурларнинг йўналиш фарқи:

$$d \sin \varphi = m\lambda \quad (6.30)$$

Ана шундай йўналишларда дифракцион максимумлар кузатилади. Бу максимумларга бош максимумлар дейилади. Бундан ташқари $d \sin \varphi = (2m+1)\frac{\lambda}{2}$ йўналишларда қўшимча минимумлар ҳосил бўлади ($m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$)

41-§. Дифракцион панжара

Бир биридан тенг узокликда жойлашган ва бир кенгликдаги параллел тиркишлар тизимига дифракцион панжара дейилади. Бундай панжара ёруғликни ўтказадиган b кенлик бўлган a кенликлардан иборат бўлиб, $d = a+b$ бўлади. Дифракцион панжара доимийси (даврий) дейилади. Доимийси N та тиркишли дифракцион панжарага нисбатан d га тенг бўлган N та тиркишли дифракцион панжарага нисбатан равишда ясси монохроматик тўлқин тушаётган бўлсин (88-расм). У ҳолда қўшни тиркишлардан φ бурчак остида дифракцияланаётган нурлар орасидаги йўллар фарқи $\Delta = d \sin \varphi$ га тенг бўлади. Шу фарк $m\lambda$ га тенг бўлган йўналишларда бош максимумлар ва $(mN+1)\frac{\lambda}{N}$ йўналишларда қўшимча минимумлар деб атаувчи $N-1$ та минимум ҳосил бўлади (88-расм). Шундай қилиб, бош максимумлар шарти

$$d \sin \varphi = mN \frac{\lambda}{N} = m\lambda \quad (6.31a)$$

бунда ($m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$) дифракция тартиби.

Қўшимча минимумлар шарти:

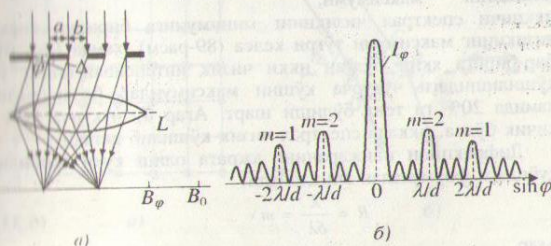
$$d \sin \varphi = (mN+1) \frac{\lambda}{N} \quad (6.31b)$$

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 панжалар нурланишнинг спектрал таркибини ўрганишда жуда кенг қўлланилади. Уларни ажратиб олиш қобилияти анча юқори ($\sim 10^3$). Дифракцион панжалар

максимум ва минимумларни ҳосил бўлиши қуйидагича таърифланади. Ҳар бир алоҳида тиркишдан B_φ нуктага етиб келган 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. Тиркишлар сони N га бўлган ҳолни қараймиз.

Бунда φ нинг шундай қийматлари мавжуд бўладики, иккита тиркишларнинг мос нукталаридан (мисол биринчи ва N -инчи тиркишларнинг чап четларидан) келаётган нурлар B_φ нуктада бир хил фазада учрашади. Фазалар фарқи $\delta = 2\pi m$ бўлганда $d \sin \varphi = 2m\lambda/2$; $m = 0, 1, 2, 3, \dots$ бўлиб ёруғ интерференцион максимумлар кузатилади. Бу максимумларга бош максимумлар дейилади.

Дифракция бурчаги φ нинг бошқа баъзи қийматларида N нукта тиркиш мос нукталаридан келаётган тебранишлар қарама-қарши фазада учрашади, яъни $d \sin \varphi = (2m+1)\lambda/2$ шарт бажарилиб қўшимча минимумлар ҳосил бўлади. Бундан ташқари φ нинг шундай қийматлари ҳам мавжудки, бунда иккала тиркишнинг мос нукталаридан экранни бирор нуктасига келиб турувчи тебранишлар бир хил ёки қарама-қарши фазада ҳам бўлмайди. Бу нурлар интерференциялашиб максимумни ҳам ёки минимумни ҳам ҳосил қилмайди. Бу ҳолда B_φ нуктадаги интенсивлик бирор оралик интенсивликка эга бўлади.



88-расм.

Энди тиркишлар сони иккита эмас, балки тўртта саккизга бўлган ҳолларни кўрайлик. Бу ҳолда кузатиладиган интерференцион манзарада интенсивликнинг таққибан кўйидаги 89-расмда келтирилган.

Асосий минимумлар ва максимумлар ўз ўзгартирмайди, лекин максимумлар торроқ ва ёруғроқ, фази эса қоронғурак бўлади.

Таъкидлаш керакки, $d \sin \varphi = m \lambda$ шарт бажарилганида тиркишдан иборат дифракцион панжарадаги дифракцион нурлар интенсивлиги якка тиркиш ҳолидагидан N марта бўлмасдан балки N^2 марта катта бўлади. Бу эса кўп тиркиш дифракцияланган нурлар интерференциясининг натижаси.

$$(I_{\varphi})_{\max} = I_0 \left(\frac{\sin \alpha}{\alpha} \right)^2 N^2 \quad (6.32)$$

бу тенгликда $\alpha = \frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi$, I_0 — эса тушувчи нурнинг интенсивлиги.

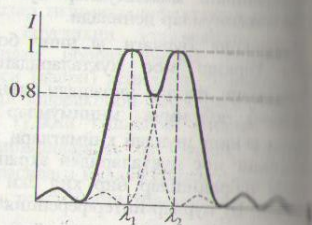
Релей шартига асосан икки спектрал чизикни тўла ажратиш кўриш фақат шу вақтда мумкинки, агар биринчи спектрал чизик интенсивлигининг минимумига иккинчи спектрал чизикнинг максимуми, иккинчи спектрал чизикнинг минимумига биринчи спектрал чизикнинг максимуми тўғри келса (89-расм), ҳамда $I_1 = I_2$ бўлса, бир-бирига яқин бўлган икки чизик интенсивлигининг ўрта қўшилишидаги чуқурча қўшни максимумлар балансининг камиди 20% га тенг бўлиши шарт. Агар бу чуқурча 20% кичик бўлса, иккала спектрал чизик қўшилиб кетади.

Дифракцион панжаранинг ажрата олиш кучи (қобилияти) кўйидаги формуладан аниқланади:

$$R = \frac{\lambda}{\delta \lambda} = m N \dots \quad (6.33)$$

Агар

$$d \sin \varphi = m \lambda \dots \quad (6.34)$$



89-расм.

панжаранинг асосан $\sin \varphi$ нинг максимал қийматини бирга тенг қилишнинг ҳисобга оласак, у ҳолда

$$m = \frac{d}{\lambda} \quad \text{ва} \quad R = \frac{d}{\lambda} \cdot N \dots \quad (6.35)$$

дифракцион панжаранинг бурчакли дисперсиясини (6.34) тенгликка асосан кўйидагича аниқлаш мумкин:

$$D_{\varphi} = \frac{\delta \varphi}{\delta \lambda} = \frac{m}{d \cos \varphi} \quad (6.36)$$

Бундан

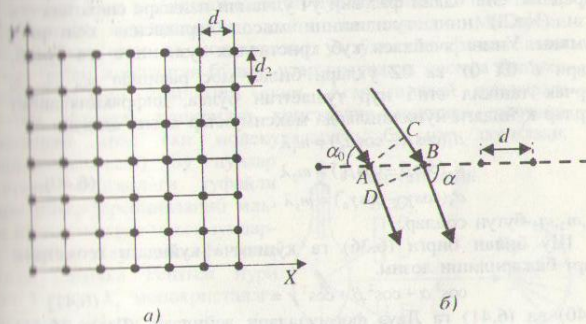
$$m = D_{\varphi} \cdot d \cdot \cos \varphi \dots \quad (6.37)$$

42-§. Икки ўлчамли дифракцион панжара

Агар бир ўлчамли чизикли дифракцион панжара биржинслимасликлар занжирчаларидан иборат бўлса (90б-расм). У ҳолда бундай биржинслимасликларда нурни сочилиши натижасида ҳосил бўладиган максимумлар кўйидаги шартга асосан аниқланади:

$$\Delta l = AD - CB = d \cos \alpha - d \cos \alpha_0 = m \lambda$$

$$d(\cos \alpha - \cos \alpha_0) = m \lambda \dots \quad m=0, 1, 2, 3, \dots \quad (6.38)$$



90-расм.

Агар иккита бир ўлчамли дифракцион панжара ўзаро текисликда устма-уст жойлаштирилса икки ўлчамли дифракцион панжара ҳосил бўлади (90а-рasm).

Панжаранинг X ва Y ўқлари бўйича доимийлар d_1 ва d_2 бўлиши ёки бўлмаслиги ҳам мумкин. Агар шундай панжарага OX ва OY ўқлари билан α_0 ва β_0 бурчак ташкил этувчи нурлар тушаётган бўлса, у вақтда бу нурларнинг OZ ва OY ўқлари билан ташкил этган дифракция бурчаклари α ва β ўзаро қуйидагича муносабатда (бош максимумлар шarti):

$$d_1(\cos \alpha - \cos \alpha_0) = m_1 \lambda \quad (6.39a)$$

$$d_2(\cos \beta - \cos \beta_0) = m_2 \lambda \quad (6.39b)$$

m_1, m_2 лар бутун сонлар, бу шарт объектининг фазовий текислигида ўзаро кесишган гипербола тугуниларида бажарилади. Олдий ҳолни қараймиз. Ёруғлик боғлами панжарага йўналган бўлсин. Бу ҳолда X ўқи йўналишида максимумлар ҳосил бўлиш шarti қуйидагича бўлади:

$$d_1 \sin(90^\circ - \alpha) = d_1 \cos \alpha = m_1 \lambda$$

$$d_2 \sin(90^\circ - \beta) = d_2 \cos \beta = m_2 \lambda$$

43-§. Уч ўлчамли дифракцион панжара

Фазовий тузилишга эга бўлган дифракцион панжарани қарайлик. Энг олдий фазовий уч ўлчамли панжара сифатида NaCl тузи (NaCl) нинг тузилишини мисол тариқасида келтириш мумкин. Унинг ячeyкаси куб кристаллик тузилишга эга бўлиб, даври d OX OY ва OZ ўқлари билан мос равишда α_0 , β_0 ва γ_0 бурчак ташкил этиб нур тушаётган бўлса, дифракцияланган нурлар қуйидаги йўналишларда максимумлар ҳосил қилади:

$$d_1(\cos \alpha - \cos \alpha_0) = m_1 \lambda$$

$$d_2(\cos \beta - \cos \beta_0) = m_2 \lambda \quad (6.40)$$

$$d_3(\cos \gamma - \cos \gamma_0) = m_3 \lambda$$

m_1, m_2, m_3 -бутун сонлар.

Шу билан бирга (6.36) га қўшимча қуйидаги геометрик шарт бажарилиши лозим.

$$\cos^2 \alpha + \cos^2 \beta + \cos^2 \gamma = 1 \quad (6.41)$$

(6.40) ва (6.41) га Лауэ формуллари дейилади. Фақат (6.41) шартни қаноатлантирувчи тўлқин узунликтаги нурлар учун дифракцион максимумлар кузатилади. Шундай қилиб, агар бир ўлчамли дифракцион панжарани оқ ёруғлик билан ёритсак қар

аган узунликтаги нурлар учун алоҳида максимумлар ҳосил бўлади, яъни спектрга ажратилади. Агар шундай нурлар учун ўлчамли панжарага ташланса турли тўлқин узунликтаги нурлар учун маълум тартиб билан жойлашган рангли доғлар ҳосил бўлади. Уч ўлчамли панжарада эса фақатгина (6.41) шартни қаноатлантирувчи тўлқин узунликтаги нурлар учун максимумлар кузатилади.

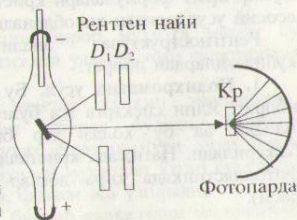
44-§. Рентген нурлари дифракцияси

Амалда уч ўлчамли дифракцион панжара ясаш жуда қийин. Шунинг учун шундай панжарани суюқлик ёки газларда тарқатувчи тўлқинлари тарқалишида ҳосил қилинади. Уч ўлчамли панжарага энг яхши мисол бўлиб, табиатдаги кристаллар хизмат қилади. Бироқ бу кристаллик панжаралар нурларни орасидаги масофа 10^{-10} м бўлганлигидан кўза кўринадиган нур учун ($\lambda = 7,6 \div 4,0 \cdot 10^{-7}$ м) дифракция кузатиб қолмайди, чунки панжара доимийси $d \sim \lambda$ бўлганлигидан дифракцион манзара яққол кузатилади. Бундай шарт Рентген нурлари соҳасида бажарилади.

Рентген 1895 йилда ўз номи билан аталувчи нурларни кашф қилди. Бу нурлар электромагнит тўлқинлардан иборат деган фикр 1912 йилда Лауэ томонидан Рентген нурларининг ($\lambda = 10^{-2} \div 10^{-3}$ 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 яқин. Агар шундай панжарага Рентген нурлари туширилса кристаллик панжара тугунида жойлашган атом ёки молекулалардан бу нур сочилиди.

(дифракцияланади) Бу нурлар интерференцияланиб маълум йўналишларда максимумлар ҳосил беради. Лауэ таклиф этган усулда интичка Рентген нури нур турган K_α монокристаллга индилади (91-рasm).

Бу вақтда ҳосил бўлган дифракцион манзара маълум тартиб билан жойлашган



91-рasm.

нукталар сифатида фотопардада қайд қилинади. Бу нукталар Лауэграмма дейилади. Лауэ усулини монокристаллар таъқиқлашда катта бўлгандагина ишлатилиши мумкин.

Дебай-Шеррер таклиф этган усулда эса монокристал Рентген нури кукун ҳолдаги кристаллага таъқиқланади. Монокристаллар хаотик равишда ориентацияланганини ҳар доим шундай ориентирланган кристаллик панжара топиладикки шу йўналишлардан қайтган Рентген нури фотопардада маълум тартиб билан жойлашган эгри чизиқлар ҳосил қилади. Бу вақтда қайтган нурулар рус физиги Вульф, англиялик Брэгтлар томонидан кашф қилинган шартни Дебай-каноатлантирувчи бурчакларда дифракцион максимумлар ҳосил қилади. Вульф ва Брэгтлар қатлам қалинлиги d га кристаллик панжарага θ сирпанувчи бурчак остида Рентген нурулари ташлаб шундай сирпаниш бурчаги остида қайтган қатламлардан келаётган нурулар босиб ўтган йўллар ориентация фарқ $\Delta = KM + ML$ га тенг бўлишини (92-расм) ва

$$\Delta = 2d \sin \theta = m\lambda \quad (m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots) \quad (6.41)$$

шартни каноатлантирувчи йўналишларда дифракцион максимумлар кузатилишини аниқлади. (6.42) га Вульф-Брэгт формуласи дейилади. Ташқи кўринишлари ҳар хил бўлишига қарамасдан Лауэ (6.40) ва Вульф-Брэгт (6.42) формулалари билан бир хил натижа беради. Умуман Лауэ ва Вульф-Брэгт формулалари кристаллар тузилишини ўрганишнинг асосий усулларида ҳисобланади.

Рентгеноструктура анализининг асосий усули кўйидагилардан иборат:

1. Полихроматик усул. Бу усулнинг моҳияти кўйидагилардан иборат. Яппи спектрга эга бўлган Рентген нури монокристалдан 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 кўйидагилардан иборат:

Текшириладиган модда кукун шаклида олинади ва ингичка цилиндр кўринишида прессланади. Ҳосил қилинган намуна цилиндрик камеранинг ўқи бўйлаб жойлаштирилади. Симчанинг атрофида камера бўйлаб фотопардани жойлаштиради у ҳолда (94-расмдаги кўринишга эга бўлган дифракцион манзара ҳосил бўлади. Бу дифракцион манзарага Дебаеграмма дейилади.

45-§. Ёруғлик тўлқинларининг ультратовуш майдонидаги дифракцияси

Қушга кўринадиган ёруғлик нурулари учун ҳам фазовий панжарада ёки даврий структурадан дифракция ҳодисасини кузатиш мумкин. Бу ҳодиса ёруғлик нуруларини ультратовуш майдонидаги дифракцияси натижасида юзага келади. Кварц ёки турмалин кристалли ёрдамида частотаси юқори бўлган ($f=10^8$ Гц) механик тўлқинларни ҳосил қилиш мумкин, яъни ана шундай частота билан тебранувчи бундай кристаллар ўзидан эластик тўлқинларни таркатади.

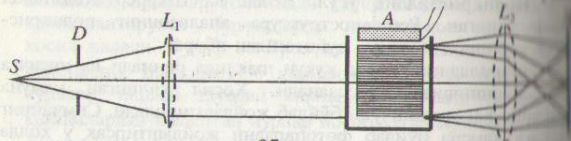
Тебранувчи модда кварцни бирор муҳитга мисол суюқ бензолга жойлаштиради. Натижада ультратовуш тўлқинлари бу суюқлик бўйлаб таркалади.

Суюқликда тарқалувчи эластик тўлқин зичлашуви ва сифрлашуви тўлқинлардан иборат бўлади. Бинобарин ультратовуш тарқалаётган муҳит ёруғлик нури учун фазовий панжара ролини бажарди. Бундай муҳитдан ўтган ёруғликнинг амплитудасини доимий қолиб, фазаси эса ўзгаради.

Суюқлик солинган идиш бўйлаб тарқалувчи ультратовушнинг натижаси тубидан қайтишга мажбур этсак, тушувчи ва қайтувчи

тўлқинлар қўшилиб турган ультратовуш тўлқини ҳосил бўлади. Бундай тўлқин зичлиги ва синдириш кўрсаткичи ўзгаришсиз бўлган даврий структура бўлиб хизмат қилади.

Ҳосил бўлган фазовий панжара даври ультратовушнинг тўлқин узунлигига тенг бўлади. Тажриба кўрсатадики бензольда ультратовушнинг тарқалиш тезлиги $v \sim 10^3$ м/с. Агар $f = 10^7$ Гц бўлса $\lambda = 10^{-3}$ м бўлади. Демак, биз даври $d = 10^{-3}$ м га тенг нуқта фазовий панжарага эга бўламиз. Кўзга кўринадиган ёруғлик нурининг ультратовуш майдонидаги дифракциясини кўриш учун ишлатиладиган қурилма қуйидаги кўринишга эга (95-расм).

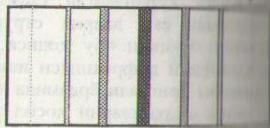


95-расм.

Агар S манбадан тарқалаётган оқ ёруғлик нури суякка солинган A идишдан ўтса ва идишда ультратовуш тарқалаётган бўлса экранда дисперсияланган спектр ҳосил бўлади. Бу спектр бир неча максимум ва минимумлардан иборат бўлиб, тиркишнинг тасвири D' нинг иккала томонидан симметрик равишда жойлашади (96-расм).

Ультратовуш тўлқинлари учала йўналишлар (x, y, z) бўйича тарқалса, кўзга кўринадиган ёруғлик нурлари учун фазовий панжара ҳосил бўлади. Қаралаётган фазовий панжарани синдириш кўрсаткичи фақат фазовий даврийликка эга бўлмасдан балки вақт бўйича ўзгаради. Бу даврнинг давомдорлиги ультратовуш тўлқининг даврига тенг бўлади.

Бу ҳодиса дифракцияланган ёруғлик интенсивлигини ўзгариш частота билан даврий равишда ўзгаришига ёки модуляцияга 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.



96-расм.

46-§. Голография

Маълумки расмга олиш мобайнида уч ўлчамли буюмнинг тасвири текисликка проекцияланади ва бу ҳолда буюмнинг ҳақиқатини ҳақиқатдан ҳам ҳеч қандай маълумотга эга бўлмаймиз. Инсоннинг муҳим хусусиятларидан бири шундаки, жисмнинг ҳақиқий ҳажмий тасвирини кўриш мумкин.

Расмга олиш жараёнида ёруғлик тўлқини фазаси ҳақида маълумот тўла йўқолади ва ёруғлик тўлқинининг барча хусусиятлари бўйича олинган электр майдони кучланганлиги фазасининг ўртача қиймати, яъни интенсивлик қайд этилади. Голографияда бундай камчиликларни бартараф этувчи расмга олишнинг янги усули мавжуд. Бу усулга голография дейилади. Голография сўзи грекча сўздан олинган бўлиб «тўлиқ ёзув» деген маънони англатади. Голографияни инглиз олими Денис Габриел 1947 йилда кашф этди ва бу кашфиёт учун у 1971 йилда Нобель мукофотига сазовор бўлди. Голография тўлқин оптикasinинг асосий қонунлари бўлган интерференция ва дифракция ҳақидаги таълимотнинг ривожланиши натижасида ҳосил келди. Агар биз ёруғлик тўлқинини қайд этиш ва уни қайтариш хохласак, унда жисмдан тарқалаётган тўлқиннинг амплитудаси ва фазасини қайд эта олишимиз керак.

Маълумки интерференция ҳодисасида фаза ва амплитуда қандай маълумот қуйидаги формула билан ифодаланади:

$$E_n^2 = E_{n1}^2 + E_{n2}^2 + 2E_{n1}E_{n2} \cos(\alpha_2 - \alpha_1)$$

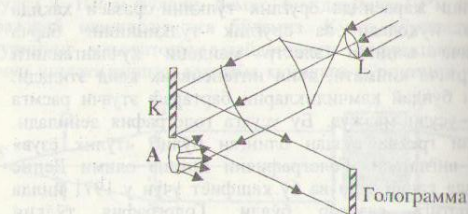
ушда α_1, α_2 интерференцияланувчи тўлқинларнинг фазаларини ифодалайди. Бу формулага асосан интерференцион панжарада интенсивликнинг тақсимланиши қуйидагича ифодланади:

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

Фаза ва амплитудани интерференцияни қайд этиш учун буюмдан тарқалаётган тўлқиндан ташқари, когерент бўлган яна бир 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

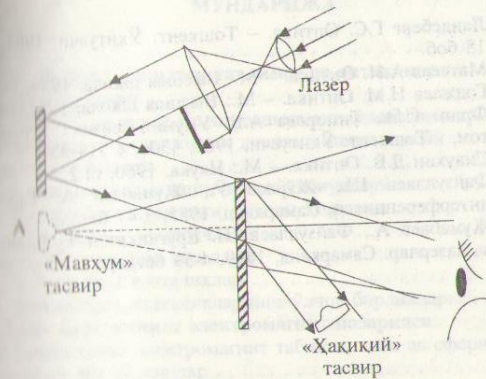
сочилган тўлқинни интерференциялаштиришга мажбур этиш керак. Кейин умумий интерференцион манзарадан таянч тўлқини ёрдамида буюм тўлқинини чиқариб олиш керак. Голограммани ҳосил қилишга асосан шундан иборат бўлиб, уни қуйидагича амалга ошириш мумкин (97-расм). Лазер нури L линза ёрдамида кенгайтирилиб бу нурнинг бир қисми K кўзгуга қолган қисми эса унинг ёнида жойлашган A буюмга юборилади.



97 – расм.

K 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 жисмининг 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 кўрамыз (98-расм). Буюмга қандай тўлқин тушган бўлса, голограммани 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 тўлқини йўналишига қарама-қарши бўлган таянч тўлқини ёритаёк, буюмнинг дастлабки жойлашган жойида унинг ҳажмий тасвирини ҳосил бўлганлигини кўрамыз. Ҳажмий тасвирини 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 нурлар дастасидан фойдаланилади.

1. Ландсберг Г.С. Оптика. – Тошкент: Ўқитувчи, 1981, 15 боб.
2. Матвеев А.Н. Оптика. – М.: Высшая школа, 1983, 13 б.
3. Годжаев Н.М. Оптика. – М.: Высшая школа, 1977, 13 б.
4. Фриш С.Э., Тиморева А.В. Умумий физика курси, том, – Тошкент: Ўқитувчи, 1962, §306, § 314-331.
5. Сивухин Д.В. Оптика. – М.: Наука, 1960, гл.2.
6. Файзуллаев Ш., Жўраев Ў., Жумабаев А. Ёруғликнинг интерференцияси. Самарканд, 1985, 3-47 бетлар.
7. Жумабаев А., Файзуллаев Ш. Ёруғликнинг кутбланиши ва лазерлар. Самарканд, 1999, 4-39 бетлар.

1. Ёруғлик ҳақидаги таълимот ва оптиканинг қонунилари	3
2. Ёруғлик ҳақидаги таълимотнинг ривожланиши ва электромагнит тўлқин оптик диапазонининг асосий хосиятлари	4
3. Геометрик оптиканинг асосий қонунилари	10
4. Ёруғликнинг тўла ичга қайтиш ҳодисаси	14
5. Ёруғликнинг ўтказгичлари	17
6. БОБ. Фотометрия асослари	19
7. Фотометрик катталиклар	19
8. Фотометрик катталикларнинг ўлчов бирликлари.	24
9. БОБ. Ёруғликнинг электромагнит назарияси.	26
10. Ёруғликнинг электромагнит табиати, яси ва сферик электромагнит тўлқинлар	26
11. Электромагнит тўлқин энергияси.	29
12. Электромагнит тўлқиннинг фазовий ва группавий хосияти.	31
13. БОБ. Геометрик оптика асослари	36
14. Ферма тамоили	36
15. Якка сферик сиртда синиш	37
16. Якка сферик сиртда буюм тасвирини ясаш ва унинг катташтиришини аниқлаш	41
17. Лагранж-Гельмгольц инварианти	42
18. Сферик сиртларнинг марказлашган оптик системаси ва унинг координат нукталари	44
19. Марказлашган оптик системада тасвир ясаш	47
20. Мураккаб марказлашган оптик системанинг бош фокуслари ва бош текисликларининг вазияти.	49
21. Калли линза.	52
22. Юпка линзалар.	54
23. Оптик системанинг камчиликлари ва уларни бартараф этиш усуллари.	57
24. Диафрагмалар	64
25. Кўз оптик тизим	66
26. Кўзи куроллантирувчи оптик асбоблар.	68
27. Оптик тасвирнинг дифракцион назарияси.	71

У БОБ. Ёруғлик интерференцияси

24-§. Тебранишларни кўшиш.	77
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-§. Юпка пластинкалардан қайтган ёруғлик интерференцияси.	91
31-§. Интерферометрлар.	96
32-§. Ньютон ҳалқалари.	98
33-§. Ёруғлик турғун тўлқинлари. Винер тажрибаси	99
VI БОБ. Ёруғлик дифракцияси	
34-§. Умумий тушунча.	108
35-§. Гюген- Френель принципи, Френель зоналари.	109
36-§. Френель дифракциясининг хусусий ҳоллари.	111
37-§. Фраунгофер дифракцияси.	113
38-§. Якка тиркишдан ҳосил бўладиган Фраунгофер дифракцияси.	118
39-§. Тиркиш кенлиги ва ёруғлик манбаи ўлчамининг дифракцияга таъсири.	114
40-§. Икки тиркишдан ҳосил бўладиган Фраунгофер дифракцияси.	115
41-§. Дифракцион панжара.	116
42-§. Икки ўлчамли дифракцион панжара.	119
43-§. Уч ўлчамли дифракцион панжара	120
44-§. Рентген нурлари дифракцияси	131
45-§. Ёруғлик тўлқинларининг ультратовуш майдондаги дифракцияси.	133
46-§. Голлография	135

Фарид Хайруллоевич Тухватуллин
Абдувоҳид Жумабоев
Шароф Файзуллаев
Улуғбек Неъматович Тошкенбоев
Ғулом Муродов

ОПТИКА

(ўқув қўлланма)

I-қисм

Босишга 26.06.2004 йилда рухсат этилди.
Қозғоз 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 хиббони, 15.