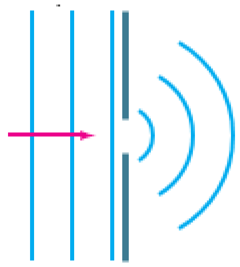
15-маъруза.

Режа:

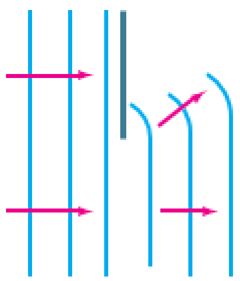
1. **Ёруғлик дифракцияси.**
2. **Гьюгенс –Френел принципи.**
3. **Френель зоналари назарияси.**
4. **Туйнук ва тўсиқдан ўтишда Френель дифракцияси**.

Немис олими Кристиан Гюйгенс(1629–1695) Нютоннинг замондоши бўлиб, ёруғликка тўлқин назарияси кўпроқ тўғри келишини тушунтирган. Гюйгенс назарияси тўлқин фронтининг боши қаердалиги аниқланса, тўлқин фронти қаердан ўтишини кўрсатади. Тўлқин фронти деб биз икки ёки уч ўлчамли тўлқиннинг чўққисини назарда тутамиз ва уни океанда кўрганимизда оддийгина “тўлқин” деб атаймиз. Тўлқин фронти, 11 бобда кўрилганидек, нурга перпендикуляр бўлади (11-35 Расм). **Гюйгенс принципи**: *Ёруғлик фронтидаги ҳар бир нуқта тўлқин манбаси деб қаралиши мумкин ва улар тўлқин тезлигида олдинга томон кичик тўлқинчалар тарқатади. Янги тўлқин фронти тўлқинчаларни ўз ичига олиб уларга уринма бўлиб қолади.*

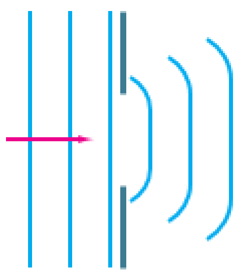
24-2-расм



(c)
Диффракция учун Гюйгенс принципи



(a)



(b)

Гюйгенс принципига мисол қилиб 24-1-расмдаги S манбадан чиққан AB тўлқинни кўрсатишимиз мумкин. Агар муҳитни изотропик десак, унда барча йўналишларда тўлқинларнинг тезликлари бир хил бўлади. Қисқа вақт ичида AB да бўладиган тўлқин фронтини топиш учун, ABбўйлаб радиуси $r = vt$ бўлган кичик доиралар чизилади. Бу айланаларнинг марказлари ҳаво рангда бўлиб, улар AB тўлқин фронтида жойлашган ва булар Гюйгенс тўлқинчаларини билдиради. Қисқа вақт t дан сўнг бу тўлқинчаларга уринма бўлиб CD, яъни тўлқиннинг янги ўрни ҳосил бўлади, чунки тўлқин ҳаракатланади. Гюйгенс принципи тўлқинлар тўсиққа учраганда ёки тўлқинларда узилиш бўлганда уларга нима бўлганини анализ қилиш учун ишлатишга қулай ҳисобланади.21-2-

расмда кўрсатилганидек, Гюйгенс принципи тўлқинлар тўсиққа урилганда тўсиқни эгиб ўтишини башорат қилади. Тўсиқни эгиб ўтган тўлқинларнинг тўсиқ ортидаги кўринмас жойда тарқалиши **диффракция** дейилади. Диффракция фақат тўлқинларда учрайди, зарраларда бундай ҳодиса бўлмайди ва бу ҳодиса ёруғликнинг ўзига хос ҳислатидир.

21-2-расмда кўрсатилганидек тўсиқлар ораси тўлқин узунлигидан кичик бўлганда диффракция яққол сезилади, агар тўсиқлар ораси тўлқин узунлигидан катта бўлса, у ҳолда диффракция сезилмайди.

Ёруғликда диффракция кузатиладими? Ўн еттинчи аср ўрталарида Франческо Грималди (1618-1663) кичик тешикдан тушган ёруғлик қарама қарши тарафдаги деворда катта соя ҳосил қилишини кузатган. Яна у деворга тушган ёруғликчетлари рангли чегарадан ташкил топганини кузатган. Грималди буларни ёруғлик диффракциясига мансублигини айтган.

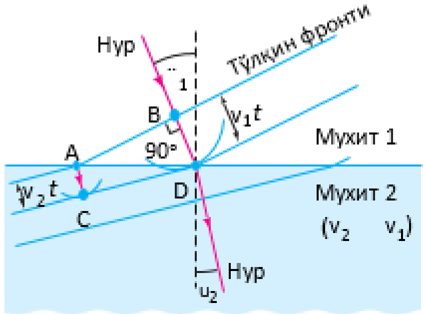
Ёруғликнинг тўлқин моделини диффракцияга тааллуқли дейиш мумкин. Лекин нур модели бунга тааллуқли эмас ва нур моделини бундай камчиликларини билиш жуда муҳим ҳисобланади. Нур моделини ишлатадиган оптик геометрия жуда кўп ҳолатларда яхши самара беради, чунки тўсиқларорасидаги массофа(ёки тирқиш кенглиги)тўлқин узунлигидан катта, шунинг учун буларда жуда кичик диффракция ҳосил бўлади.

Ёруғликни қайтиш ва синиш қоидалари Ньютон даврида ҳам маълум эди. Ёруғликни қайтиш қоидаси юқорида келтирилган иккита назарияни: “Тўлқин ва зарра”,- ни фарқлаб беролмайди. Тўлқинлар тўсиққа бориб урилганда, урилиш бурчаги қайтиш бурчагига тенг бўлади. Бу қоида жисмларга ҳам тааллуқлидир, мисол учун теннис тўпини маълум бурчакда деворга улоқтирсангиз, ўша бурчак остида қайтади.

Ёруғликнинг синиш қоидаси бошқа масала. Фараз қилинг ёруғлик нури, ўзининг нормалидан оғганйўналишда муҳитга кирмоқда, яни ҳаводан сувга ўтмоқда. 24-3 расмда кўрсатилганидек, агар иккинчи муҳитдаги ёруғлик тезлигини камроқ деб таъсаввур қилсак(v2<v1)бу букилишни Гюйгенс принципи орқали кўрсатишимиз мумкин. *t*вақт ичида АВ тўлқин фронтидаги В нуқта D нуқтага етгунча $v_1 t$масофани босиб ўтади. А нуқта эса С нуқтага боргунча $v_2 t$ масофани босиб ўтади ва $v_2 t < v_1 t$. Гюйгенс принципи С ва Dнуқталардаги тўлқинчаларни аниқлаш учун А ва В нуқталарга қўлланилади. Тўлқин фронти бу тўлқинчаларга уринма бўлади ва янги тўлқин фронти CD ҳосил бўлади. Тўлқин фронтига перпендикуляр бўлган ёруғлик нури расмда кўрсатилганидек нормалдан оғади.

Нютон ёруғликнинг зарра назарияси тарафдори бўлган ва у иккинчи муҳитдаги тезликни каттароқ деб ҳисоблаган. Тўлқин назарияси эса буни аксини кўрсатган. 1850-йилда фрацуз физиги Жан Фокалт сувдаги ёруғлик тезлигини ўлчаш учун тажриба ўтказган ва бу тажриба натижаси тўлқин назариясининг тўғрилигини билдирган. Кейинчалик ёруғлик назарияси барча олимлар томонидан қабул қилинган.

Шнеллнинг синиш қонуни Гюйгенс принципига асосланиб, ўша муҳитдаги ёруғлик тезлиги вакумдаги ёруғлиқ тезлиги c ва синдиришкўрсаткичи n билан боғлиқдир, 23-4 тенглама $v = c/n$. 24-3 расмда Гюйгенс конструкциясига асосланиб бурчак ADCни θ_2 ва бурчак BADни θ_1 деймиз.Ўшанда AD иккита учбурчак учун умумий томон бўлади ва



24–3-расм Гюйгенс принципи. Тўлқин Фронти нурга перпендикуляр.

$$\sin\theta_1 = \frac{v_1 t}{AD} \sin\theta_2 = \frac{v_2 t}{AD}$$

Бу икки тенгламани бир бирига бўлсак бизда

$\frac{\sin\theta_1}{\sin\theta_2} = \frac{v_1}{v_2}$ ҳосил бўлади.

23-3-тенгламага асосан $v_1 = c/n_1$ва$v_2 = c/n_2$ шундан

$n_1 \sin\theta_1 = n_2 \sin\theta_2$ ҳосил бўлади, бу Шнеллнинг синиш қоидасидир.

Ёруғлик битта муҳитдан бошқасига ўтганда унинг частотаси ўзгармасдан унинг тўлқин узунлиги ўзгаради. Буни 23-3-расмда кўришимиз мумкин, ҳаво рангдаги чизиқлар тўлқин фронтини билдиради. Ва

$$\frac{l_2}{l_1} = \frac{v_2 t}{v_1 t} = \frac{v_2}{v_1} = \frac{n_1}{n_2}$$

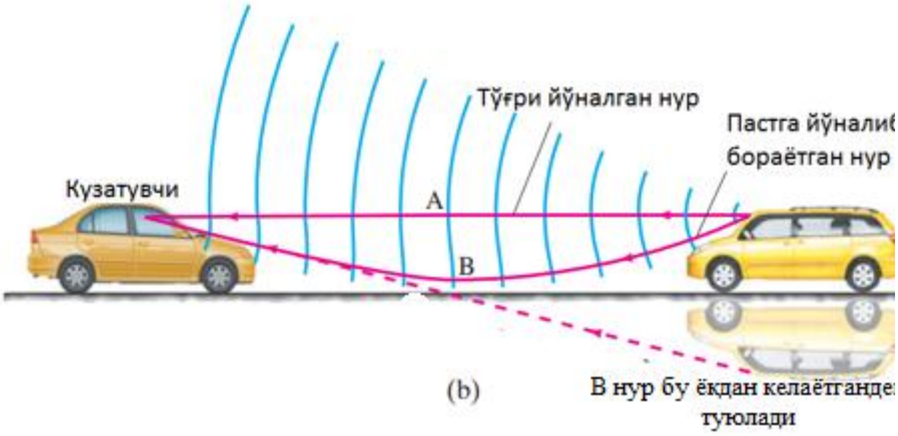
тенгламанинг оҳирида $v = c/n$ ишлатдик, агар n=1 бўлса $l_1 = l$ тенг бўлади. Агар n нинг қиймати ўзгарса

$$l_n = \frac{l}{n}$$

га тенг бўлади. Лекин частота ўзгармас бўлиб қолади $c = fl$.

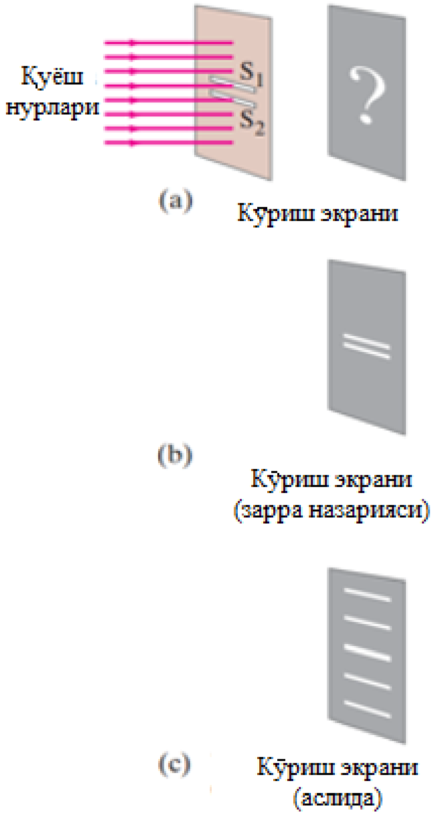
Масала А. Ёруғлик нурининг тўлқин узунлиги l=500nm, частотаси $f = 6 * 10^{14}$Hz ва тезлиги v=3*$10^8\ m/s$ бўлиб у синдиришкўрсаткичи n=1.5 га тенг бўлган линзадан ўтмоқда. Унинг янги частотаси, тезлиги ва тўлқин узунлиги қандай?

Саробни қандай пайдо бўлишини тушунтиришда ишлатиладиган тўлқин фронтлар ёруғликнинг аксланишидан пайдо бўлади. Масалан, баъзида мотоциклчилар иссиқ кунда йўлларда сувнинг сароби уларнинг олдида турганлигини кўришади (24-4а расм). Иссиқ кунда, асфалт йўл устида жуда иссиқ ҳаво қатлами тўпланиб қолади (бу ҳаво қатламлари куёшнинг асфалтни иситишидан ҳосил бўлади). Иссиқ ҳаво совуқ ҳавога қараганда



тарқоқ бўлиб, иссиик ҳавонинг синдириш кўрсаткичи пастроқ бўлади. 24-4б расмда биз, ёруғликнинг бир нуқтадан, ўнг томондаги машинадан иккинчи, чап томондаги кузатувчи машина томон тарқалаётганлигини кўришимиз умкин. Тўлқин фронтлар ва иккита нурлар(тўлқин фронтларга перпендикуляр бўлган) кўрсатилган. А нур кузатувчи машина томон тўғри чизиқли траектория бўйлаб харакатланади, ва олисдаги машинанинг нормал ҳолдаги тасвирини ҳосил қилади. В нур эса бошида бироз пастга томон йўналади, бироқ йўл юзаси билан кесишиш ўрнига йўналишини ўзгартириб, бошқа турдаги синдириш кўрсаткичига эга

24-5 РАСМ (a) Юнгнинг икки – тирқишли тажрибаси. (b) Агар ёруғлик кичик зарралардан ташкил топган бўлса, биз тирқишлар орқасидаги деворда иккита ёруғ чизиқларни кўришимиз мумкун бўлади. (c) Ҳақиқатки кўп чизиқлар кузатилган. Тирқишлар ва уларнинг тарқалиши жуда кичик бўлиши керак.



ҳаво оқимлари томон харакатланади. 24-4b расмда тасвирланган ҳаво рангли ҳаво оқимлари ер юзасига яқинроқ бўлган қатламлар бўйлаб бироз тезроқ харакатланади. Бу В нурлар тасвирлагандек эгилади, ва кузатувчига машининг акси пастдан келаётгандек бўлиб кўринади.Бу сароб бўлади.

Френель зоналари. Гюйгенс-Френель принципи бўйича ёруғликнинг М нуқтадаги (10.2-расм) интенсивлигини топишда S манбанинг ўрнига ёрдамчи Ф юзадан фойдаланиш мумкин. Бунда одатда Ф юза сифатида S манбадан тарқаётган ва маълум масофада жойлашган тўлқин фронти хизмат қилади.Бу фронт сфера шаклида бўлиб унинг марказида S манба ётади. Френель Ф юзани ҳалқасимон юзаларга бўлиб чиқди, бунда ҳалқанинг икки четидан М нуқтагача бўлган масофалар бир-биридан $\frac{\lambda}{2}$ га фарқ қилади, бошқача айитганда $P_1M - P_0M = P_2M - P_1M = P_3M - P_2M = ... = \frac{\lambda}{2}$. Бундай зоналарни қуйидаги йўл билан чизса бўлади. Циркулнинг бир оёғини М нуқтага қўйиб иккинчи оёғи билан Ф юзага сфераларни чизилади, бунда сфералар $b+\frac{\lambda}{2}, b+2\frac{\lambda}{2}, b+3\frac{\lambda}{2}, ...b+\frac{m\lambda}{2}$ ларга тенг радиуслар билан чизилиб қолади. Бу ерда $b-M$ дан P_0 гача бўлган масофа. Зоналар шундай чизилса қўшни зоналардан тарқаётган тўлқинлар $\frac{\lambda}{2}$ га тенг йўл фарқига эга бўладилар ва М нуқтага қарама-қарши фазада келиб бир-бирларини сўндирадилар.Шунинг учун М нуқтада ёруғликнинг натижавий аплитудаси қуйидагига тенг бўлади.

$$E = E_1 - E_2 + E_3 - E_4 + ... \pm E_m \qquad (10.1)$$

бу ерда $E_i - i$ зонадан келган тўлқин амплитудасидир. Е ни топиш учун аввало зоналарнинг юзини топамиз. m – зонанинг ташқи чегараси тўлқин фронти юзасида баландлиги h_m га тенг сегмент ажратади.Бу сементнинг юзасини σ_m билан белгилаймиз. Шунда m - зонанинг юзи тенг бўлади:

$$\Delta\sigma_m = \sigma_m - \sigma_{m-1}$$

Бу ерда σ_{m-1} $-m-1$ зонанинг ташқи чегараси ажратган сегментнинг юзасидир. 10.2-расмдан кўриниб турибдики $r_m{}^2 = a^2 - (a-h_m)^2 = \left(b+\frac{m\lambda}{2}\right) - (b+h_m)^2$ $\lambda << a$ ва $\lambda << b$ деб ҳисоблаб топамиз.

$$h_m = \frac{bm\lambda}{2(a+b)} \qquad (10.2)$$

Сферик сегмент юзи тенг бўлади:

$$\sigma_m = 2\pi a h_m = \frac{2\pi a b\lambda}{a+b} m$$

Френелнинг m-зонаси қуйидаги юзага эга бўлади.

$$\Delta\sigma_m = \sigma_m - \sigma_{m-1} = \frac{\pi a b\lambda}{a+b} \qquad (10.3)$$

(10.3) m га боглиқ эмас,демак ҳамма Френель зоналари бир хил юзага эгадирлар. Албатта, зона М нуқтадан узоқлашган сари унинг шу нуқтадаги амплитудаси ҳам камайиб боради. $E_1 > E_2 > E_3 > .....$ Ярим сферада жойлашган Френель зоналарининг миқдори жуда каттадир, масалан $a = b = 10$ см ва $\lambda = 0{,}5$ мкм учун:

$$N = \frac{2\pi a^2}{\pi a b\lambda}(a+b) = 8\cdot 10^5$$

Шунинг учун айтиш мумкин-ки, икки қўшни зоналардан келаётган тўлқинлар амплитудаси бир-биридан кам фарқ қилади, шу сабабли ёзиш мумкин.

$$E_m = \frac{E_{m-1} + E_{m+1}}{2} \qquad (10.4)$$

Энди (10.1) ни бошқача ёзиш мумкин:

$$E = \frac{E_1}{2} + \left(\frac{E_1}{2} - E_2 + \frac{E_3}{2}\right) + \left(\frac{E_3}{2} - E_4 + \frac{E_5}{2}\right) + ... = \frac{E_1}{2}$$

чунки қавс ичидагилар (10.4) га кўра,нолга тенг, энг охирида қолган $\pm\frac{E_m}{2}$ эса жуда кичкина ва уни ҳисобга олмаса ҳам бўлади. Демак сферик тўлқин фронтининг юзаси М нуқтада ҳосил қилган амплитудаси марказий зонанинг ҳосил қиладиган амплитудасининг ярмига тенг экан.

Кичик m лар учун $h_m << a$ деб ҳисобласа бўлади, у ҳолда $r_m{}^2 \approx 2ah_m$ бўлади. Бу ифодага (10.2) ифодани кўйсак m зонанинг ташқи чегарасининг радиуси келиб чиқади:

$$r_m = \sqrt{\frac{ab}{a+b}m\lambda} \qquad (10.6)$$

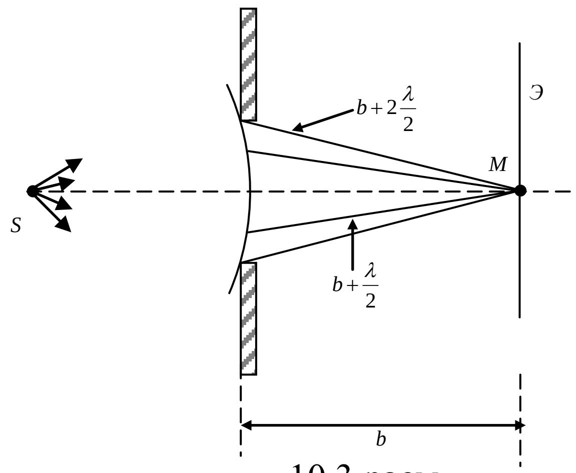
Агар $a = b = 10$ см ва $\lambda = 0{,}5$ деб олсак марказий зонанинг радиуси $r_1 = 0{,}158$ мм бўлади. Демак, S дан М гача нур гўёки жуда тор каналда тарқатаётгандек бўлади, бошқача айитганда нур тўғри чизиқ бўйлаб тарқалади.

Тўлқин фронтини Френель зоналарига бўлиш реал маънога эга эканлиги экспериментда исботини топган.Бу эксперимент айниқса зонали пластинкаларда яққол кўринади. Пластинкага радиуслари r_m га тенг ҳалқаларни чизиб,уларнинг ярмини ($m = 0,2,4..$ лар учун) шаффоф қилиб оламиз,қолган ярмини($m = 1,3,5..$ ла учун) нур ўтказмайдиган қилиб бўяб қўямиз. Агар шу пластинкани нуқтавий манбадан а тўлқин узунлиги учун жуфт зоналарни беркитиб қўяди ва тоқ зоналарни (марказий зона билан бирга) очиқ қолдиради. Натижада майдон амплитудаси М нуқтада $E = E_1 + E_3 + E_5 ....$ бўлади, бошқача айтганда пластинкасиз ҳолатдан анча кучли бўлади. Демак, зонали пластинка линзага ўхшаш функцияга эга бўлиб қолади ва М нуқтада ёругликни йигади.

Думалоқ тешикда Френель дифракцияси. Бу дифракцияда тешикка сферик тўлқин тушади, дифракция эса яқин масофада кузатилади. 10.3-расмда S манбадан тарқаётган сферик тўлқиннинг тешикка тушиши кўрсатилган. Дифракцион манзарани М нуқтада кузатамиз. Э экран тешик ётган текисликка параллел ва ундан b масофада жойлашган. Дифракцион манзара тешикда қанча Френель зоналари сиғишига боғлиқ. Френельнинг зоналар назариясига биноан М нуқтадаги тебранишлар амплитудаси баробар:

$$E = \frac{E_1}{2} \pm \frac{E_m}{2}$$

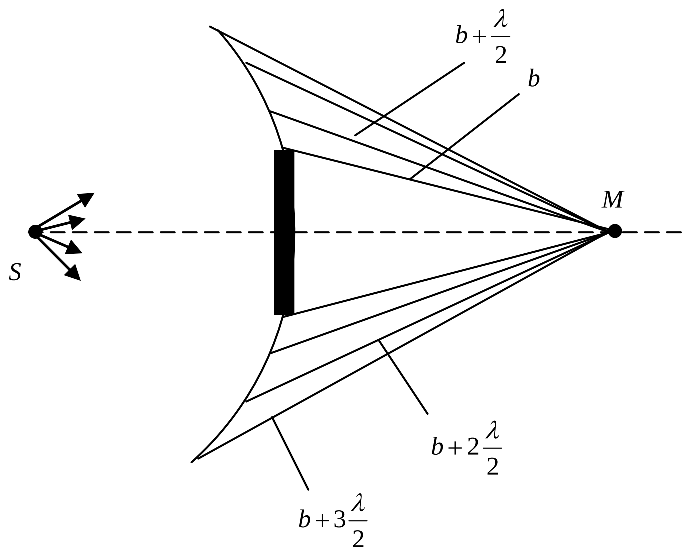
бу ерда + ишора m тоқ сон бўлса, ишора эса m тоқ сон бўлса ёзилади.



10.3 расм

Агар тешик очган зоналар сони тоқ сонга тенг бўлса М нуқтадаги ёруғлик интенсивлиги тўсиқ бўлмагандаги ҳолдан катта бўлади, агар жуфт сонга тенг бўлса,интенсивлик нолга тенг бўлади. Агар тешикка Френель зонаси (марказий зона) сиғса, у ҳолда М нуқтада тўлқин амплитудаси $E = E_1$ бўлади, бу эса тўсиқ бўлмагандаги ҳолдан икки марта каттадир (демак, интенсивлик тўрт марта катта бўлади) Агар тешикка иккита зона сиғса у ҳолда М нуқтада бу икки зона таъсири бир-бирини интерференция туфайли йўқотади (интенсивлиги деярли нолга тенг бўлади). Демак, М нуқта атрофида интерференцион картина бирин-кетин жойлашган ҳалқалардан иборат бўлади.

Дискда Френель дифракцияси. Сферик тўлқин ўз йўлида шаффоф бўлмаган дискни учратса, дифракция юз беради (10.4-расм). Бу ҳолда диск беркитган зонлар ҳисобга олинмайди ва Френель зоналарини кўриш диск четидан бошланади.



10.4 расм

Агар диск Френель зоналарининг биринчи m тасини беркитса, у ҳолда М нуқтада тўлқин амплитудаси қуйидагига тенг бўлади:

$$E = E_{m+1} - E_{m-2} + E_{m+3} - ... = \frac{E_{m+1}}{2} + \left(\frac{E_{m+3}}{2} - E_{m+2} + \frac{E_{m+3}}{2}\right) + ... = \frac{E_{m+1}}{2}$$

чунки қавс ичидагилар нолга тенг бўладилар. Демак М нуқтада ҳар доим интерференцион максимум кузатилар экан, у биринчи очиқ зонанинг ярим амплитудасига тенг экан. Марказий ёркин максимум ёруғ ва қоронгу концентрик ҳалқалар билан ўралган бўлади, максимумлар интенсивлиги марказдан ўзоқлашган сари камайиб боради.

Назорат саволлари.

1. Ёруғлик дифракцияси қандай физик ҳодиса.

2. Френель зоналар услуби нима мақсадда киритилган.

3. Зоналардан фойдаланишнинг хусусиятини тушунтиринг.

4. Натижавий амплитуда қиймати қандай изоҳланади.

5. Френел зонасининг радиуси қандай кўнинишга эга.