4-ДӘРІС

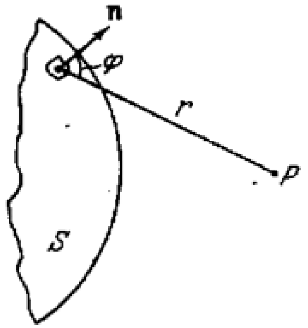
Асқарұлы Қыдыр
PhD., қауымдастырылған профессор

Жарықтың дифракциясы
Гюйгенс-Френель принципі

Жарықтың дифракциясы - деп біртекті емес ортада (мәселен, экрандағы тесіктерден және мөлдір емес шекара маңында) таралғанда байқалатын жарықтың толқындық қасиетттерінің жиынтығын айтамыз. Дифракция құбылысы кезінде жарық толқындары бөгеттерді айналып өтіп, оның геометриялық көлеңке аймағына өтуіне әкеліп соғады. Жарық толқындарының геометриялық көлеңке аймағына өтіп кетуін Гюйгенс принципінің көмегімен түсірдіруге болады. Бұл принцип бойынша толқын барып жеткен әр нүкте екінші реттік толқын центрі болып табылады. Гюйгенс принципі толқын беттерін салудың таза геометриялық тәсілі бола тұра, толқын шебінің (фронтының) таралу бағытын ғана шешіп, әр бағытта таралатын толқындардың амплитудасы мен интенсивтігін анықтауды жүзеге асыра алмайды. Френель, Гюйгенс принципін екінші реттік толқын көздері идеясымен толықтырып, физикалық мағына берді.

Екінші реттік көздерден шыққан толқындардың амплитудасы мен фазаларын есепке алу кеңістіктің кез-келген нүктесіндегі қорытқы толқынның амплитудасын табуға мүмкіндік берді. Гюйгенс- Френель принципі бойынша S толқын бетінің әр элементі dS (6.1-сурет), амплитудасы элемент ауданына пропорционал болатын екінші реттік сфералық толқын көзі болып табылады. Сфералық толқынның амплитудасы толқын көзінен r арақашықтыққа кері пропорционал $\frac{1}{r}$ заңы бойынша өзгереді. Сондықтан толқын бетінің әрбір dS бөлігінен осы бетте жатқан *P* нүктесіне мынадай тербеліс сәйкес келеді:

$$dE = K\frac{A_0}{r}dS\cos(\omega t - kr + \alpha_0) \qquad (6.1)$$



6.1-сурет. Сфералық толқын беті.

Бұл өрнектегі ($\omega t + \alpha_0$) − толқын беті S орналасқан жердегі тербеліс фазасы, k − толқындық сан, r − dS бет элементінен *P* нүктесіне дейінгі қашықтық. A_0 − dS орналасқан жердегі жарық тербелісінің амплитудасы. *K* − нормал $\vec{n}$ мен r бағыты арасындағы бұрышқа тәуелді шама. Бұл коэффициент φ=0 болса нолге тең болады.

P нүктесіндегі қорытқы тербеліс барлық толқындық бет S бойынша алынған тербелістердің суперпозициясы

$$E = \int_S K(\varphi)\frac{A_0}{r}\cos(\omega t - kr + \alpha_0)dS\ . \qquad (6.2)$$

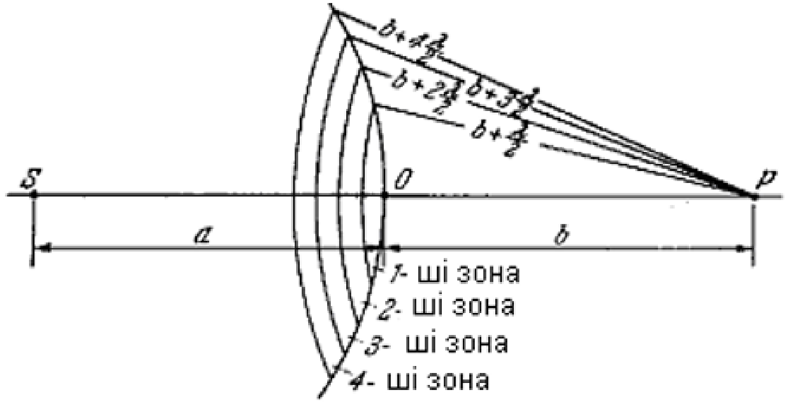
Бұл формула Гюйгенс-Френель принципінің аналитикалық өрнегі болып табылады.

Гюйгенс-Френель принципі мына келесі тұжырымдарға сүйенеді:

1) Екінші реттік жарық көздері өзара когерентті, сондықтан олардан қозған толқындар тоғысқанда (қосылғанда) қосылғанда интерференцияланады.
2) Аудандары бірдей бөліктердің шығарған толқындарының амплитудалары бірдей.
3) Әрбір жарық көзі толқын шебіне (фронтына) нормаль $\vec{n}$ бағытта басым сәулеленеді. Сонымен, $\vec{n}$ нормалмен φ бұрышын жасайтын бағыттағы екінші реттік толқындар амплитудасы неғұрлым φ бұрышы көп болса, соғұрлым аз болады және $\varphi > \frac{\pi}{2}$ жағдайда нөлге тең болады.
4) Беттің бөлігі бөгеуші экранмен жабық болған жағдайда екінші реттік толқындар тек толқын бетінің ашық бөлігінен сәулеленеді.

Френель зоналары

Изотропты біртекті ортада S нүктелік жарық көзінен таралатын сфералық толқынның *P* нүктесіне келіп түскен жарық тербелістерінің амплитудасын анықтайық (6.2-сурет). Мұндағы S толқын беттері *P* түзуімен салыстырғанда симметриялы. Толқын бетін сақиналық аудандар - Френель зоналарына бөлейік, ол үшін центрі бір осьте жатқан шеңберлер жүргізейік. Шеңберлерден *P* нүктесіне дейінгі қашықтықтарды бір-бірінен жарты толқын ұзындығына $\lambda/2$-ге артық болатындай етіп салайық.

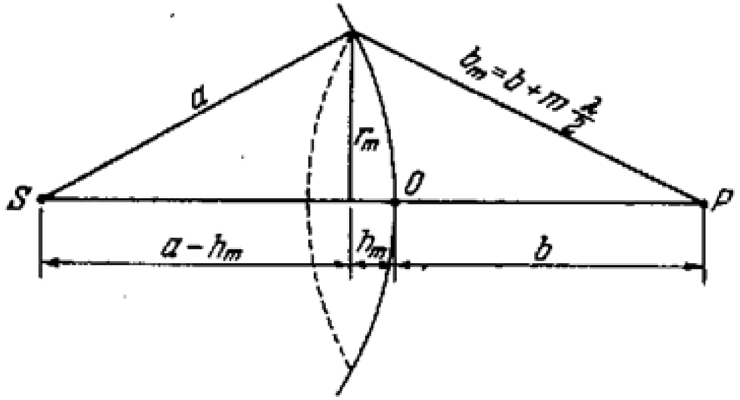


6.2-сурет. Френель зоналары.

Суретте көрсетілгендей, m-ші зонаның сыртқы шетінен Р нүктесіне дейінгі қашықтық b_m мынадай: $b_m = b + m\lambda/2$, (6.3)

мұндағы b − толқын бетінің О төбесінен Р нүктесіне дейінгі қашықтық. Екі көрші зонадан Р нүктесіне келіп жететін тербелістер қарама-қарсы фазада болады. Сондықтан да әр зонадан келіп түскен толқындардың көрші зонадан түскен толқындармен фаза айырымы π- ге тең болады.

Френель зоналарының ауданын есептейік. m-ші зонаның сыртқы шекарасы толқын бетінде биіктігі h_m сфералық сегмент құрайды (6.3-сурет).



6.3-сурет. Френелдің m -ші зонасы.

Бұл сегменттің ауданын S_m деп белгілейік. Онда m-ші көршілес екі зонаның ауданданының айырымы мынадай:

$$\Delta S_m = S_m - S_{m-1},$$

мұндағы S_{m-1} – (m-1)-ші зонаны айқындайтын сфералық сегментінің ауданы. 6.3-суреттен Пифагор теоремасына сәйкес:

$$r_m^2 = a^2 - (a - h_m)^2 = \left(в + m\frac{\lambda}{2}\right)^2 - (в + h_m)^2,$$

(a – толқын бетінің радиусы, r_m – m-ші зонаның сыртқы шекарасының радиусы).

Теңдеуді түрлендірсек:

$$r_m^2 = 2a h_m - h_m{}^2 = в m\lambda + m^2\left(\frac{\lambda}{2}\right)^2 - 2в h_m - h_m{}^2,$$

(6.4)

бұдан
$$h_m = \frac{в m\lambda + m^2\left(\frac{\lambda}{2}\right)^2}{2(a+в)}. \qquad (6.5)$$

Түрлендіру кезінде, m -нің бастапқы мәндері үшін λ -ның аз шама екенін ескеріп, λ^2 бар қосындыны ескермейміз. Онда (6.5) өрнек

$$h_m = \frac{b m\lambda}{2(a+b)} \qquad (6.6)$$

болады. Сфералық сегмент ауданы S = 2πRh -қа тең (R – сфера радиусы, h – сегмент биіктігі). Олай болса(6.3-суреттен R=*a*)

$$S_m = 2\pi a h_m = \frac{\pi a b}{a+b} m\lambda, \qquad (6\ 7)$$

мұндағы S_m – m-ші зонаның ауданы. Френель зоналарының өсімшесі (көрші зоналардың өзгерісі):

$$\Delta S_m = S_m - S_{m-1} = \frac{\pi a b}{a+b}\lambda. \qquad (\ 6\ 8)$$

Бұл ΔS_m m -ге тәуелді емес. Бұл онша үлкен емес m үшін Френель аумақтарының аудандары шамамен бірдей екенін көрсетеді.

(6.4) өрнегінен зонадан радиусын тапсақ, онда $r_m^2 = 2ah_m$ екенін көреміз. (6.6)-теңдеуге h_m үшін мәнін қойып, m-ші Френель зонасының сыртқы шекарасы радиусының өрнегін табамыз:

$$r_m = \sqrt{\frac{ab}{a+b} m\lambda}. \qquad (6.9)$$

Жарық көзі өте алыста орналасса, яғни $a \to \infty$, онда (6.9) етеңдеуінен келесі өрнек шығады:

$$r_m = \sqrt{bm\lambda}. \qquad (6.10)$$

Бұл өрнек (6.10) жазық толқын үшін Френельдің m-ші зонасыныңа радиусы. a=$в$=1 м және λ=0,5 мкм деп алатын болсақ, бірінші зонаның радиусы r_1=0,5 мм екенін көреміз. Сондықтан, бірінші зонадан басқа барлық зоналардан түскен толқындардың интерференциясының нәтижесі нолге дейін әкеледі және S - тен P нүктесіне жарық ағыны SP жіңішке тар канал ішімен түзу сызықты жүретіндей болады. Сондықтан, Гюйгенс-Френельдің толқындық принципі біркелкі ортада жарықтың түзу сызықты таралуын түсіндірді. Келесі зоналардың радиусы $\sqrt{m}$-дей өседі. Сонымен, Френель зоналарының аудандары шамамен бірдей болады.

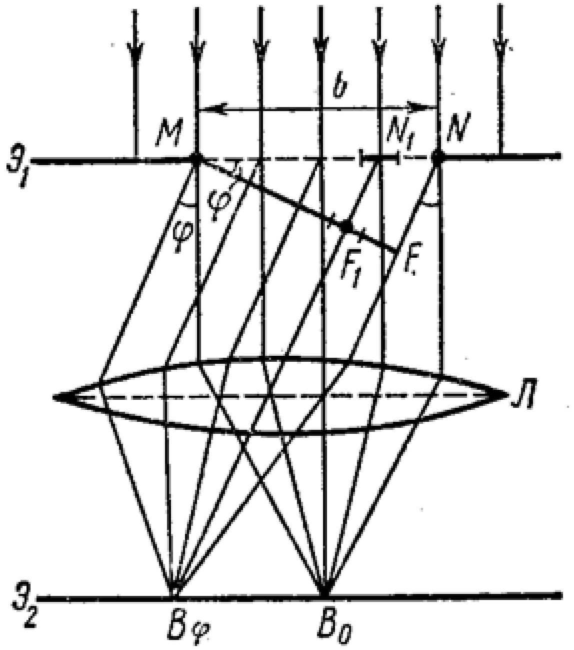
Қорытқы амплитуданы есептеуге арналған Френель зоналары тәсілі төмендегідей қорытындыларға әкеледі:

1) Толқын шебінің (фронтының) толық ашық жағдайында қорытқы толқынның интенсивтілігі осы нүктеде тек қана бірінші Френель зонасы туғызған интенсивтіктің 1/4 бөлігіне тең болады.
2) Экрандағы дөңгелек тесіктің ауданы тек қана бірінші Френель зонасы сиятындай етіп алынса, бақылау нүктесінде интенсивтік толық ашық фронт интенсивтігінен салыстырғанда төрт есе көп болады.
3) Егер барлық жұп (не барлық тақ) Френель зоналарын жапса, онда қорытқы амплитуда $E_0=E_1+E_3+E_5+\ldots$ (не $E_0=E_2+E_4+E_6+\ldots$) болады, яғни интенсивтік артады.
4) Егер барлық жұп (не барлық тақ) алаңшалардың фазаларын қарама-қарсы фазаға өзгертсек, онда $E_0=E_2+E_4+E_6+\ldots$ болады, яғни өте үлкен интенсивтік артауы болады.

Бір саңылаудан алынатын Фраунгофер дифракциясы

Жазық монохромат жарық толқынының ені *в* саңылаудағы дифракциясын қарастырайық. Ұзындығы λ жарық толқыны саңылау жазықтығына нормаль бағытта түссін (6.6-сурет). Параллель жарық шоғы мөлдір емес $Э_1$ экрандағы саңылаудан өтіп, сәулелердің бастапқы түсу бағытының оң және сол жағына әртүрлі бұрыштармен дифракцияға түседі. Линза *Л* дифракцияға түскен параллель жарық шоқтарын, оның фокус жазықтығында орналасқан $Э_2$ экранда жинайды. Дифракцияланбаған сәулелер $В_0$ нүктесіне, ал дифракцияға түскен сәулелер φ бұрышымен $В_\varphi$ нүктесіне жиналады. Саңылау жазықтығына параллель жарық шоғы нормаль түрде түскендіктен, толқын шебі (фронты) саңылау жазықтығымен бірдей болады, яғни саңылау жазықтығында толқын шебінің барлық нүктесі бірдей фазамен тербеледі. Саңылау жазықтығындағы толқын шебін саңылау шеттеріне параллель бірдей ені бар жолақтарға бөлейік.

Әрбір жолақ екінші реттік жарық көзі болады. Экрандағы жарық амплитудаларын екі түрлі тәсілмен – графикалық және аналитикалық тәсілдермен шешуге болады.



6.6-сурет. Бір саңылаудағы Фраунгофер дифракциясы.

Дифракциялық тор

Қарапайым бір өлшемді дифракциялық тор деп ендері бірдей, біріне-біріне параллель, бір жазықтықта орналасқан өте көп N бірдей саңылаудан тұратын (олар бір-бірінен ені бірдей мөлдір емес жолақтармен бөлінген) жүйені айтады. Саңылау енін *в*, қара жолақ енін *а* деп белгілейік.

d=*а*+*в* мәні *дифракциялық тордың периоды* деп аталады. Бір саңылаудан алынатын Фраунгофер дифракциясы сияқты, дифракция бұрышы бойынша дифракциялық тордың интенсивтігін графикалық және аналитикалық түрде өрнектеуге болады. Дифракциялық тордың интенсивтігінің бас максимум шарты төмендегі өрнекпен анықталады

$$d\sin\varphi = m\lambda, \quad (m=0,1,2,3,...) \qquad (6.16)$$

мұндағы m – бас максимумдар реті. Нолдік ретті максимум біреу, 1 -ші, 2 -ші және т.б. ретті максимумдар екіден болады.

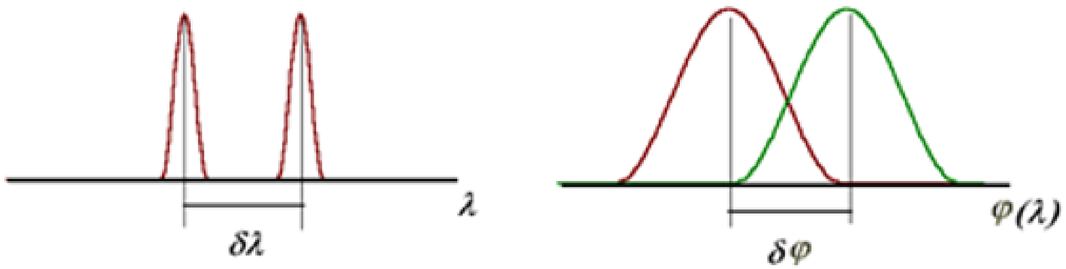
Дифракциялық тор - спектрлік аспап

Дифракциялық тор, оған түсетін жарықты максимумның бұрыштық жағдайы толқын ұзындығына тәуелді кезде, спектрге жіктейді. φ=0 болғанда барлық толқын үшін максимум болады. m -реті максимумдардың бұрыштық жағдайы m>1 кезде әртүрлі толқын ұзындығы үшін әртүрлі болады. Ол $d\sin\varphi = m\lambda$ максимум шартынан шығады. Мына шама *бұрыштық дисперсия* деп аталады

$$D = \frac{\delta\varphi}{\delta\lambda} = \frac{m}{d\cos\varphi}. \qquad (6.17)$$

Бұдан m максимум ретінің өсуімен тор периодының d азаюы нәтижесінде дисперсия артады.

Үлкен санды бұрыштық дисперсия толқын ұзындығы жақын спектрлік сызықтарды ажыратуға, оларды жеке сызықтар ретінде байқау мүмкіндіктерін береді.



6.8-сурет. Жарықтың спектрлік аспаптан өткеннен кейінгі спектрлік сызықтарының ені.

Спектрде толқын ұзындықтары жақын λ_1 мен λ_2, жұп екі сызығы берілген, осы толқын ұзындықтарының айырмасы $\delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$ болатын екі сызық болсын. Кез-келген сызық «табиғи» ұзындыққа ие болады $\delta\lambda_1 \approx \delta\lambda_2 < \delta\lambda$. Әрбір сызық ені нолге тең болғанда да, дифракция торынан кейін оған жолақ сәйкес келеді (6.8-сурет, төменгісі). Ол тор қасиетімен анықталып, толқын ұзындықтары жақын болатын сызықтар үшін $D\delta\lambda=\delta\varphi$ -ден аз, не оған тең болуы қажет.

Спектрлік аспаптың ажырату күші

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda}. \qquad (6.18)$$

Бұл өрнекте $\delta\lambda$ − спектрде жеке сызықтар ретінде байқалатын сызықтардың толқын ұзындықтарының минимал айырымы, R − спектрлік аспапты (дифракциялық торды) сипаттайтын шама.

Бақылау сұрақтары:

Гюйгенс принципінің және Гюйгенс-Френель принципінің анықтамасын беріңіз.

Френельдің зонасы әдісін түсіндіріңіз.

Френель дифракциясы мен Фраунгофер дифракциясының арасында қандай айырмашылық бар?

Назарларыңызға рахмет!