

Лекция - 6. Жарық дифракциясы. Френельдің аумақ әдісі. Жарықтың түзу сызықпен таралуы. Амплитуданы график арқылы анықтау. Аумақ пластинасы.

Лекцияның мақсаты: Жарықтың дифракция құбылысының физикалық мәнін, Френельдің аумақ әдісін, дифракциялық өрістің графикалық бейнесін және аумақтық пластинканың фокустаушы қасиеттерін түсіндіру.

Негізгі сұрақтар

1. Дифракция құбылысы және оның түрлері.
2. Френельдің аумақ әдісі.
3. Амплитуданы график арқылы анықтау (Френель спиралы).
4. Аумақтық пластинка және оның фокустаушы қасиеті.

Қысқаша мазмұны

Электромагниттік толқын бір текті ортада тараған кезде толқын шебінің геометриялық пішіні өзгермейді. Егерде толқын мөлдір емес кедергілері бар немесе сыну көрсеткіші шұғыл өзгертін аймақтары бар біртекті емес мөлдір ортада таралатын болса, онда толқын шебі бүлінеді, кеңістікте интенсивтіктің үлестірілуі өзгереді. Осындай жағдайларда **дифракция** деп аталатын құбылыс пайда болады.

Оптикада Френель дифракциясы және Фраунгофер дифракциясы деп дифракция шартты түрде екіге бөлінеді. Френель дифракциясы (сфералық толқындар дифракциясы) Фраунгофер дифракциясына (параллель шоқтар, яғни жазық толқындар дифракциясы) қарағанда жалпы жағдай болып табылады.

Электромагниттік толқындар мөлдір емес кедергілер немесе сыну көрсеткіші кеңістікте өзгертін орталар арқылы өткенде толқын шебінің пішіні бұзылады. Бұл құбылыс дифракция деп аталады.

Дифракция екіге бөлінеді:

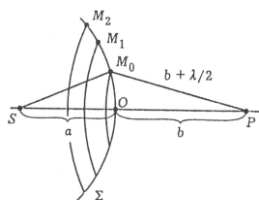
- Френель дифракциясы – сфералық толқындар жағдайы (жақын өріс).
- Фраунгофер дифракциясы – жазық толқындар жағдайы (алыс өріс).

Френель дифракциясы — жалпы жағдай, ол Фраунгофердің жеке түрі болып табылады.

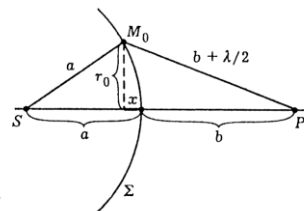
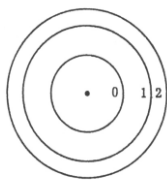
Френельдің аумақтық әдісі

Френель дифракциялық суреттерді есептеудің жарты-толқындық аумақтар немесе Френель аумақтары деген көрініске негізделген жуық әдісін ұсынды.

Френель Σ толқындық беттің әртүрлі элементтерінен келетін тербелістердің амплитудаларын қосуды Σ бетін конфигурациясы қарастырылып отырған есептің симметриясына қарай аумақтарға бөлу арқылы іске асыруды ұсынды.



1-сурет



2-сурет

Аумақтық пластинка

Толқындық шепті тақ және жұп Френель аумақтарына бөлуге болатындығы қалаған аумақтарды бөліп алуға жарайтындай дифракциялық қалқа (экран) жасауға мүмкіндік береді. Тек тақ немесе тек жұп аумақтардың қосынды әрекеті, әрине, толық ашық

толқындық шептің жасайтын әрекетінен артық болады. Егер қалқада (экранда) тек тақ Френель аумақтарын ашса (1-і, 3-і, 5-і,...), онда осы аумақтардан қоздыралатын тербелістердің амплитуда векторларының бәрі бағыттас болады да, бұлардың қосындысы модулі бойынша $\vec{A}_\infty$ және $\vec{A}_1$ векторларынан көп есе басым түсетін векторды береді. Осындай қалқаны **аумақтық (зоналық) пластинка** деп атайды.

Бақылау сұрақтары

1. Дифракция дегеніміз не және ол қандай түрлерге бөлінеді?
2. Френельдің аумақ әдісінің физикалық мәнін түсіндіріңіз.
3. Аумақ радиусының формуласын жазыңыз.
4. Френель спиралы нені сипаттайды?
5. Аумақтық пластинканың жұмыс істеу принципі қандай?

Ұсынылатын әдебиеттер:

Сивухин Д.В. 3-е изд., стереот. М.: ФИЗМАТЛИТ; Изд-во МФТИ, 2021, 792 с.

Савельев, И.В. Курс общей физики. В 3-х т.: Учебное пособие для студ. вузов/ И.В.Савельев.- 10-е изд., стер.- СПб: Лань. - (Учебники для вузов. Специальная литература) Т.2: Электричество и магнетизм. Волны. Оптика, 2020, 496с.

Иродов И.Е. Волновые процессы. Основные законы. Издательство "Лаборатория знаний", 8-ое издание, 2020, 266 стр.

Иродов И.Е. Задачи по общей физике, 13-е изд. — М.: Лаборатория знаний, 2020, 431 стр.

Жұманов К.Б. Оптика негіздері, Алматы: Қазақ университеті, 2020, 321 бет.

Аль-Фараби атындағы Қазақ Ұлттық университеті

Физикалық техникалық факультет

Жарық дифракциясы

Френельдің аумақ әдісі. Жарықтың түзу сызықпен таралуы. Амплитуданы график арқылы анықтау. Аумақ пластинасы. Фраунгофер дифракциясы. Дифракциялық тор және оның спектрлік сипаттамасы. Көп өлшемді құрылымдағы дифракция. Лауэ, Вульф-Брэггтердің формуласы.

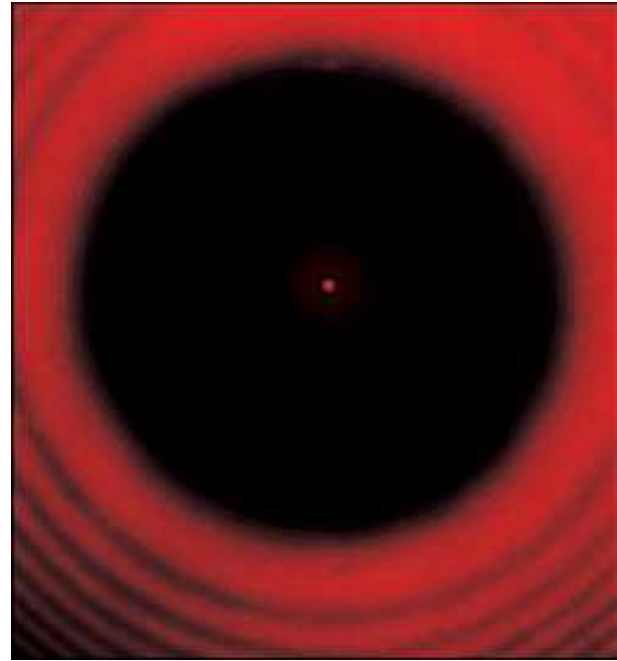
Оқытушы: Мархабаева А.А

Электромагниттік толқын бір текті ортада тараған кезде толқын шебінің геометриялық пішіні өзгермейді. Егерде толқын мөлдір емес кедергілері бар немесе сыну көрсеткіші шұғыл өзгеретін аймақтары бар біртекті емес мөлдір ортада таралатын болса, онда толқын шебі бүлінеді, кеңістікте интенсивтіктің үлестірілуі өзгереді. Осындай жағдайларда **дифракция** деп аталатын құбылыс пайда болады. **Дифракция құбылысын жалпы жарықтың түзу сызық бойымен қозғалуынан ауытқуы немесе геометриялық оптика заңдарынан ауытқумен байланысты құбылыстар жиынтығы деп айтуға болады.** Оптикада дифракциялық есептерді шығаруда Гюгенс принципін қолданады.

Жазық толқын кішкентай кедергі саңылау арқылы өткенде, кедергі екінші ретті толқындар көзі болып табылады, нәтижесінде дифракция құбылысы байқалады.



1 сурет. Жарық тік жіңішке саңылаудан өткен кездегі дифракциялық сурет

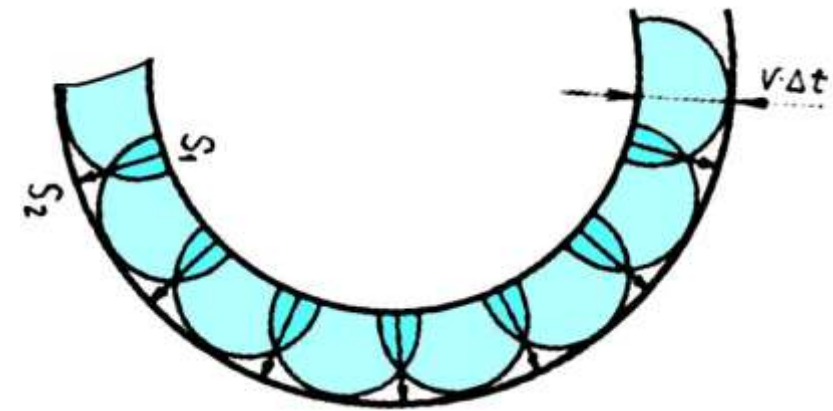
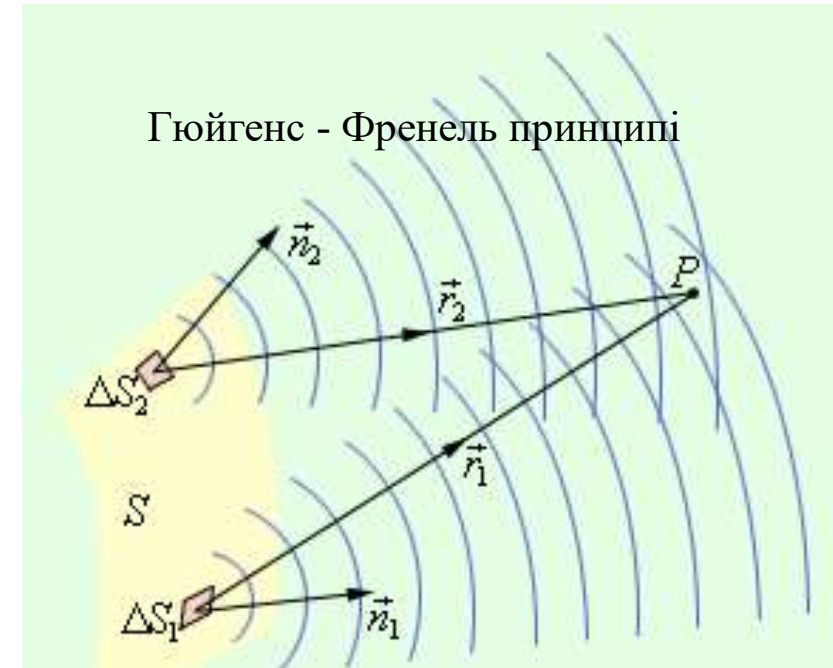


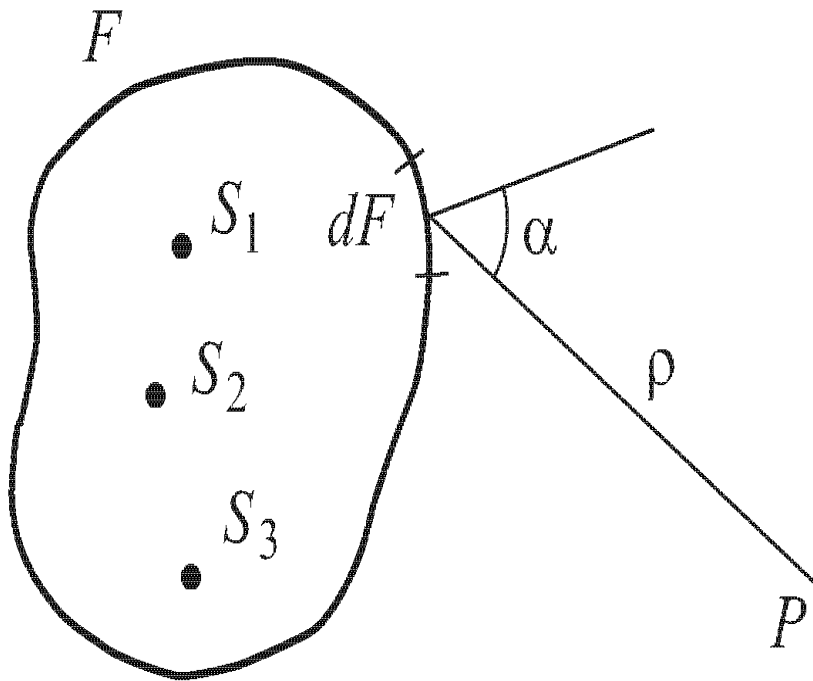
2 сурет. Жарық металдық дисктен өткен кездегі дифракциялық сурет

Басында дифракцияны толқындардың бөгетті айналып өту құбылысы ғана деп түсінген. Алдыңғы қатарлы оптика және толқындар теориясы бұл ұғымды кеңейтіп геометриялық оптика заңынан ауытқып таралатын толқындардың кез-келген процесін қарастырады.

Жарық қозуы жететін ортаның әр нүктесі екінші ретті толқындардың центрі болып келеді (Гюгенс принципі).

Екінші және бірінші ретті толқындардың интерференциясы қозғалатын толқындық фронт түзейді. (Френель толықтыруы)





$$A_p = \iint_S \left(\frac{a(s) \cdot k(\alpha)}{r} \cdot e^{i(\omega t - kr)} \right) \cdot ds$$

$k(\alpha)$ - бұрыштық коэффициент.

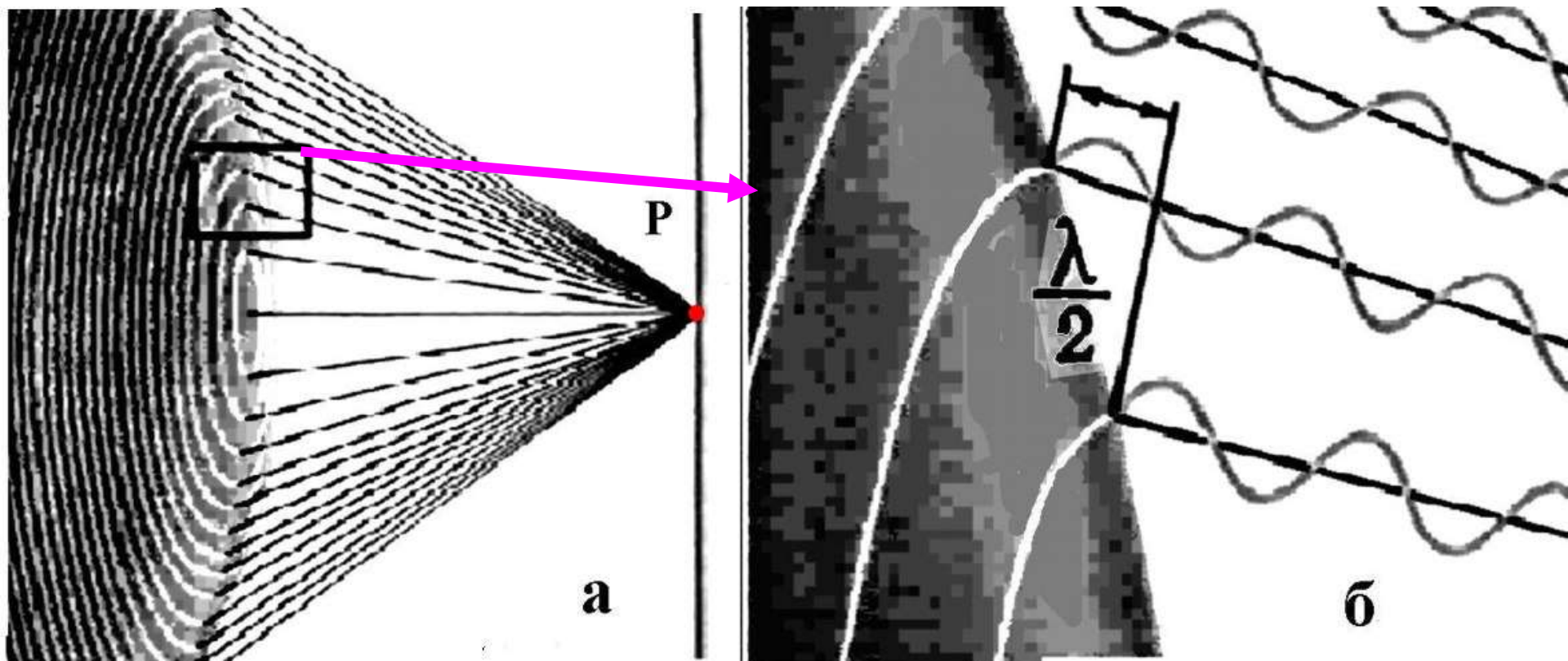
k —толқындық вектор $= 2\pi n/\lambda$

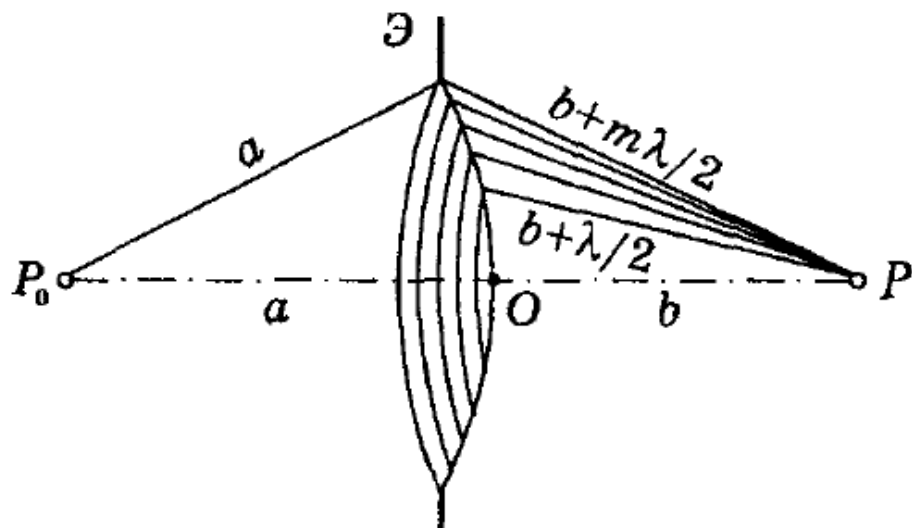
Бірінші ретті фронт толқынының амплитудасының берілген таралуымен $a(s)$ екінші ретті толқындық фронттың кез-келген P нүктесіндегі өрістің амплитудасы A:

Тұйықталған кеңістікте 3 жарық көзін қарастырайық. Осы кеңістіктің кез келген нүктесі екінші ретті толқындардың көзі болып табылады. Бұл толқындар когерентті болады, себебі бір жарық көзінен шығып отыр. Осы когерентті толқындардың нәтижесінде пайда болған сәуленің өрісі бастапқы жарық көзінің өрісімен сәйкес келеді. Яғни шын жарық көзінен шыққан толқындарды олардың екінші ретті толқындарымен ауыстыруға болады. Гюгенс Френель принципі бойынша осындай жарық көзінен алыстап кеткен екінші ретті толқындар ары қарай тәуелсіз өмір сүреді. Принциптің математикалық тұжырымы келесі түрде болады. Кез келген 3 нүктесіндегі толқынның қорытқы амплитудасы осындай толқындардың суперпозициясы болып табылады.

Френель аумағы

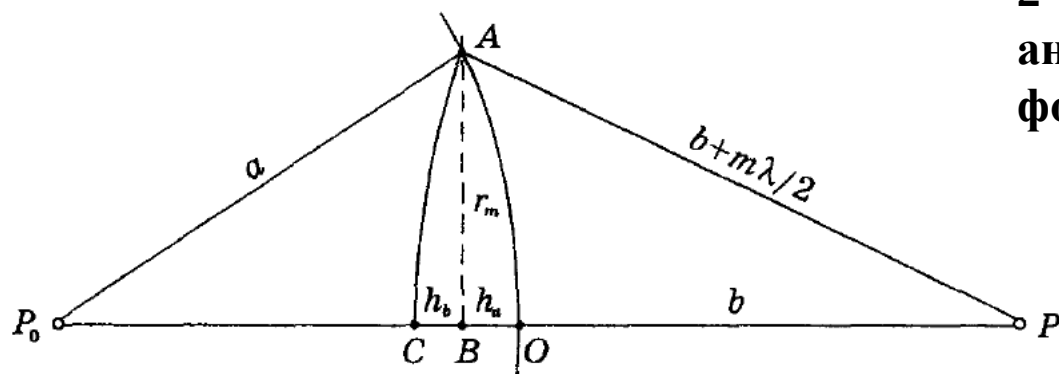
Екінші ретті толқындық фронттың өрісінің амплитудасын анықтау үшін Френель бірінші ретті толқындық фронтты сақиналы аумақтарға бөлуді ұсынды, онда екі көршілес аумақтағы сәулелену фазасы бойынша π ығысқан когерентті толқындарды шығарады. Бұл оптикалық жол айырымы $\lambda/2$ тең болады.





1 сурет

Френель әдісі Р бақылау нүктедегі жарық толқынының амплитудасын оңай табуға мүмкіндік береді. Сфералық жазық толқыны Рро өске қатысты симметриялы деп оны бірдей зоналарға бөлуге болады. Әрбір зонаның шетінен бақылау нүктесіне дейінгі қашықтық жарты толқын ұзындығына ерекшеленітіндей етіп бөлінген. m – ші зонаның радиусы



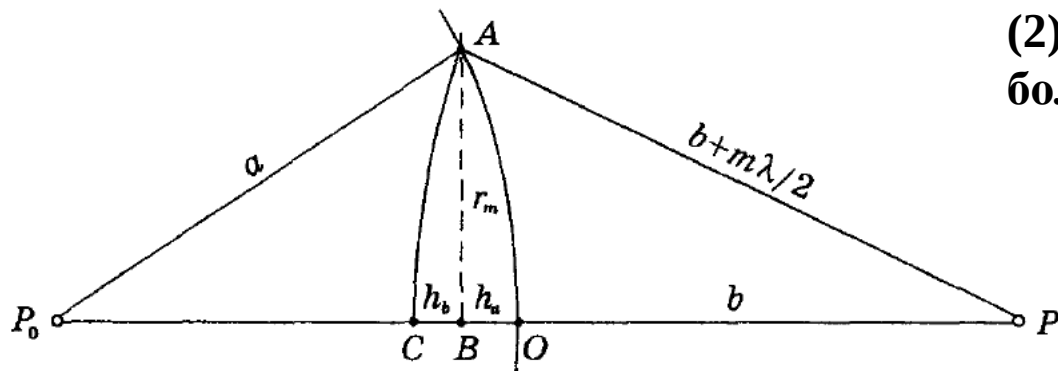
2 сурет

2 суреттен m – ші зонаның радиусын анықтайық. СО кесіндісін келесі формуламен анықтауға болады

$$h_a + h_b = \frac{m\lambda}{2} \quad (1)$$

Бұл қашықтықтарды радиуспен байланыстырсақ Пифагор теоремасына сәйкес

$$r_m^2 = a^2 - (a - h_a)^2 \quad (2)$$



2 сурет

(2) Теңдікті ашып (3) алға болады

$$r_m^2 = (2a - h_a)h_a \quad (3)$$

$$h_a \ll 2a$$

Суреттің оң жағына осы әдісті қолданып (5) аламыз

$$h_a^2 = \frac{r_m^2}{2} \quad (4)$$

$$r_m^2 = \left(b + \frac{m\lambda}{2}\right)^2 - \left(b + \frac{m\lambda}{2} - h_b\right)^2 \quad (5)$$

$$h_b \ll 2b$$

$$m\lambda \ll 2b$$

$$h_b = \frac{r_m^2}{2b} \quad (6)$$

(4) (6) және (1) формулаларды ескере отырып m –ші зонаның радиусы келесі түрге келетініне көз жеткізуге болады

$$r_m = \sqrt{m\lambda \frac{ab}{a+b}} \quad (7)$$

Жазық толқындар үшін, $a \rightarrow \infty$

$$r_m = \sqrt{m\lambda b} \quad (8)$$

Есеп 1

радиусы $R=1$ мм болатын саңылауға толқын ұзындығы $0,50$ мкм жазық толқын түсіп жатыр. Р бақылау нүктесінде осы саңылауға кіретін Френелдің зоналар санын анықтайық, егер саңылаудан бақылау нүктесіне дейінгі қашықтық $b=80$ см.

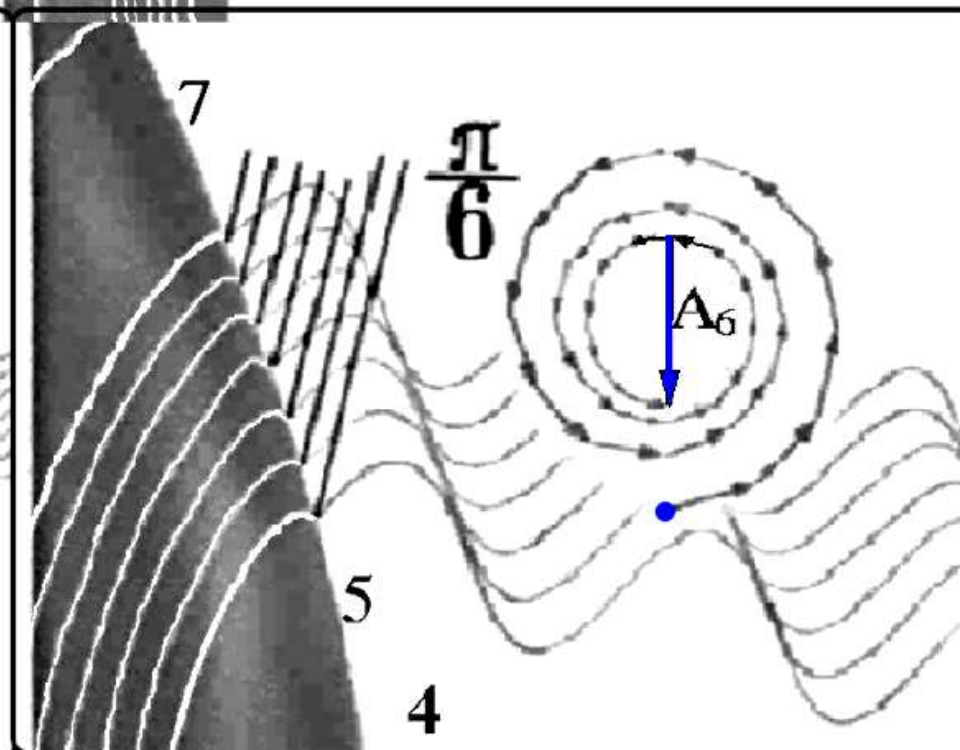
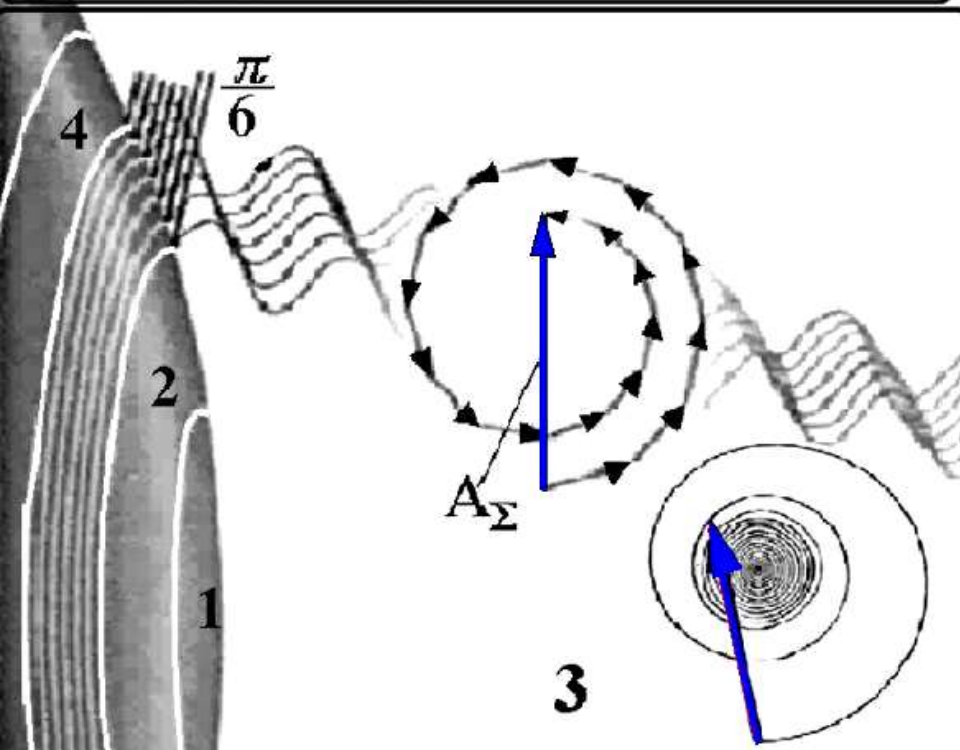
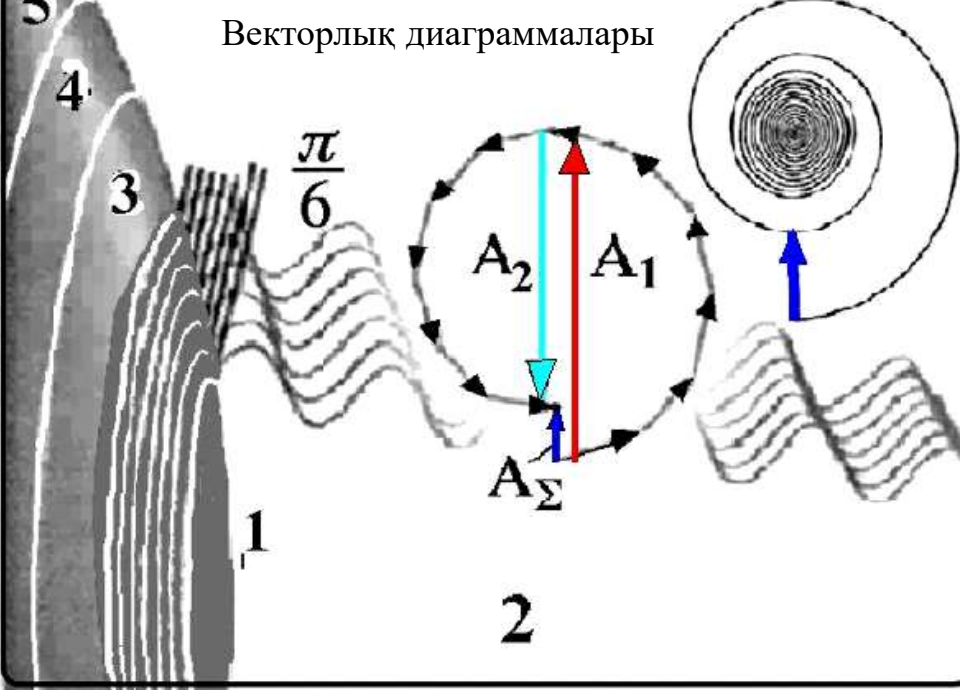
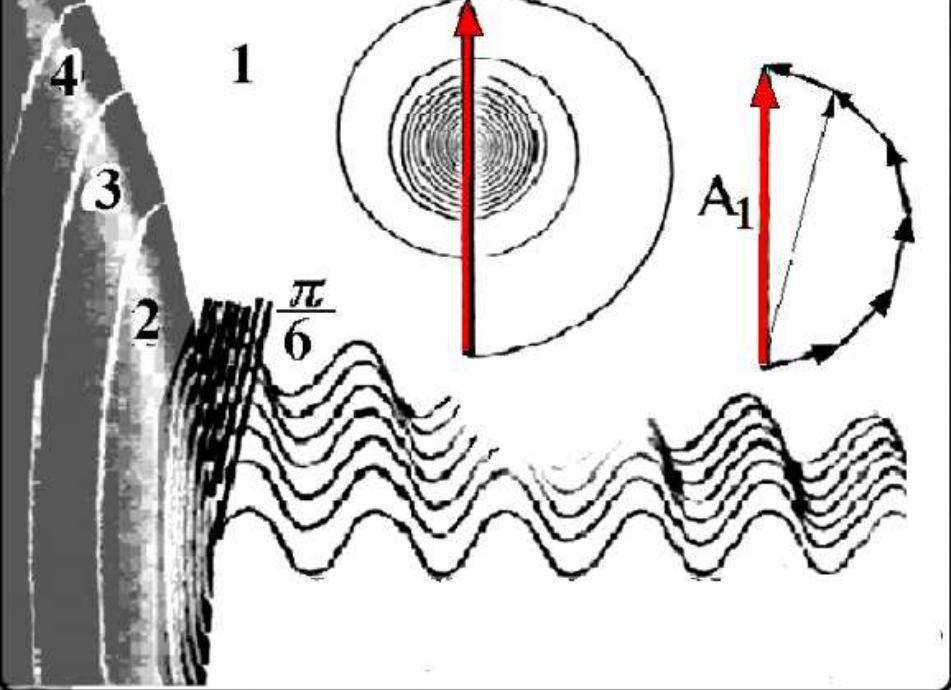
$$m = \frac{r^2}{\lambda b} = \frac{(10^{-3})^2}{0,5 \cdot 10^{-6} \cdot 0,8} = 2,5,$$

Есеп 2

радиусы $R=2$ мм болатын саңылауға толқын ұзындығы $0,50$ мкм жазық толқын түсіп жатыр. Р бақылау нүктесінде осы саңылауға кіретін Френелдің зоналар санын анықтайық, егер саңылаудан бақылау нүктесіне дейінгі қашықтық $b=1$ м болса. Нүктеде жарық немесе қараңғы дақ пайда болады? Қандай қашықтықта сурет ортасында анық ашық дақ болады? Қараңғы дақ қандай қашықтықта болады?

Иродов 5.102

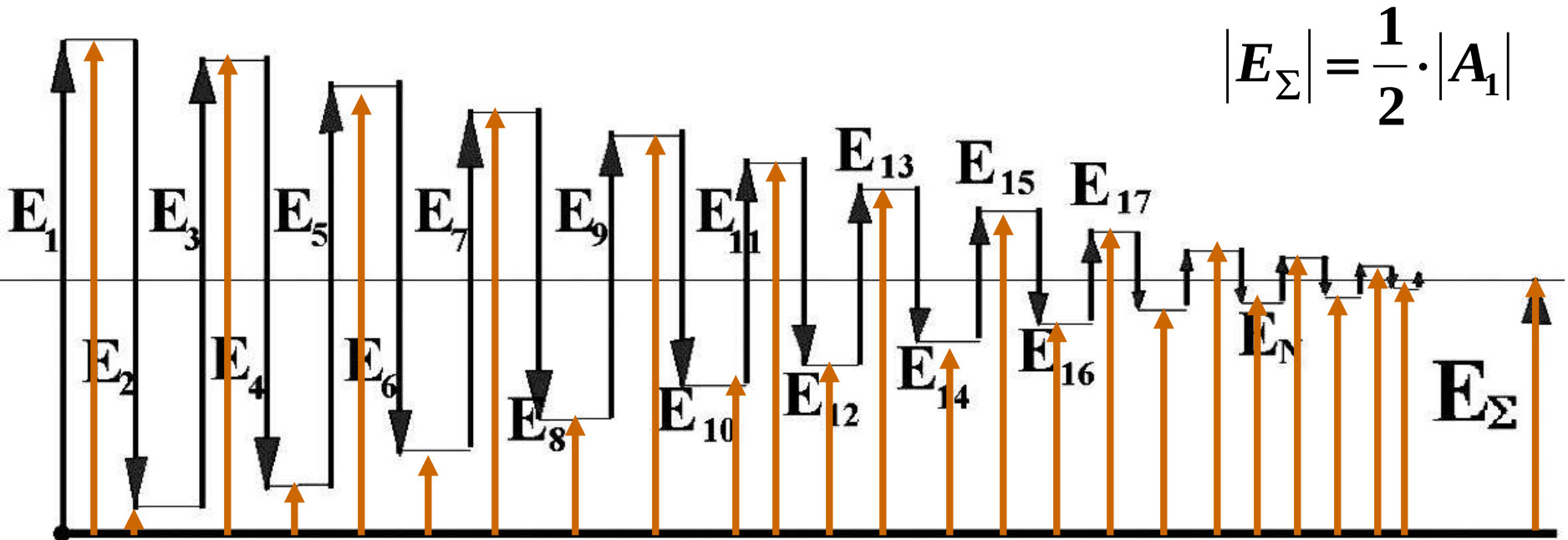
толқын ұзындығы $0,50$ мкм жарық толқыны өлшемі $r=0.1$ мм саңылау алдында 100 см қашықтықта тұр. Саңылаудан бақылау нүктесіне дейінгі қашықтықты табыңыз b , егер саңылаудағы Френелдің зона саны үшке $m=3$ тең болса.



Жарық толқынында A амплитудасының ролін электр өрісінің кернеулігі E атқарады және ол векторлық шама. Барлық бірінші ретті толқындық фронттан «Р» нүктесіндегі электр өрісінің толық кернеулігі (амплитуда) әр зона амплитудасының алгебралық қосындысына тең.

$$\vec{E}_{\Sigma} = \left(\vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \vec{E}_3 \dots + \vec{E}_N \right) \quad |E_{\Sigma}| = A_{\Sigma}$$

$$A_{\Sigma} = A_p = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \left(\frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2} \right) + \dots = \frac{A_1}{2}$$



Бірнеше
зона

Жаңа зоналар ашылған сайын интенсивтілік кезекпен максимал және минимал мән қабылдайды, бірақ енділігі азаяды.

$$A_p = A_1 = 2 \cdot A_\infty$$

$$A_p = (A_1 - A_2) \approx 0$$

$$I_p = 4 \cdot I_\infty$$

а



б



$m = 2$

$m = 3$

$m = 4$

$m = 5$

$m = 6$

Есеп 1

Жазық толқыны суреттегі экранға түсіп жатыр. Осы экран артындағы Р бақылау нүктесіндегі жарықтың интенсивтігін анықтаңыз егер а) толқындық беттің $\frac{3}{4}$ бөлігі ашық болса б) экранның дөңгелек аумағы Френелдің бірінші зонасының шекарасына тең болса.

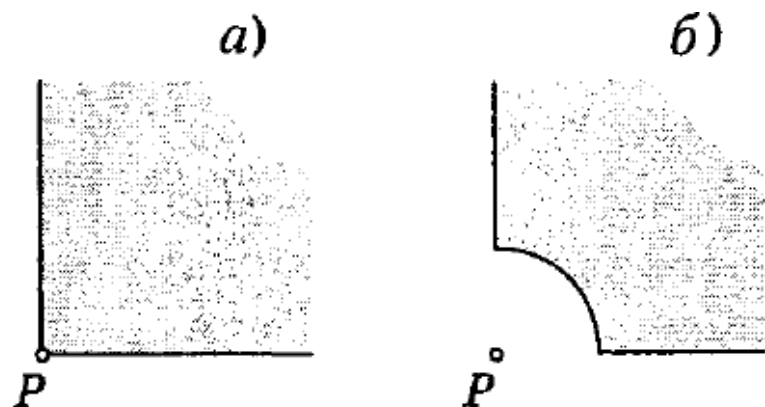


Рис. 5.10

а жағдайында Френель зонасының $\frac{3}{4}$ бөлігі іске қосылған. Яғни, Р нүктесіндегі жарық амплитудасы және интенсивтілігі келесі болады

$$A = (3/4)A_{\infty}$$

$$I = (3/4)^2 I_0.$$

б жағдайында бақылау нүктесіндегі амплитуда Френелдің бірінші зонасының амплитудасынан қалған барлық зоналардан келетін жарық амплитудасын алып тастағанға тең болады.

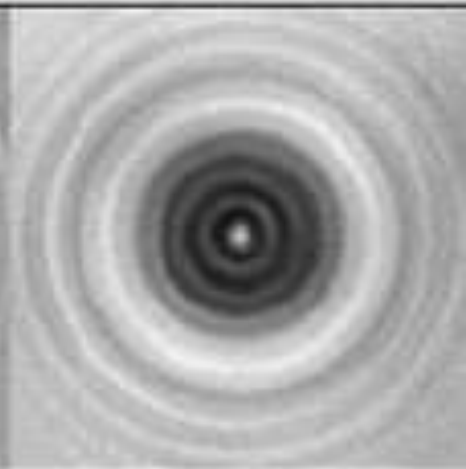
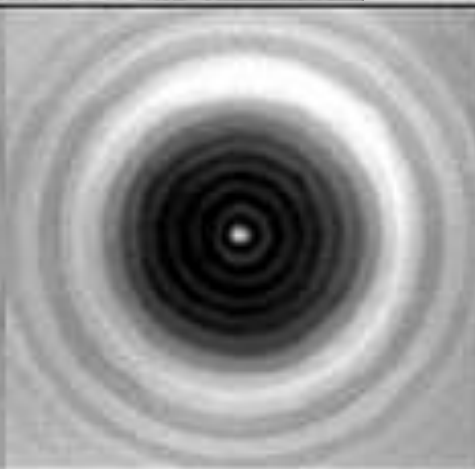
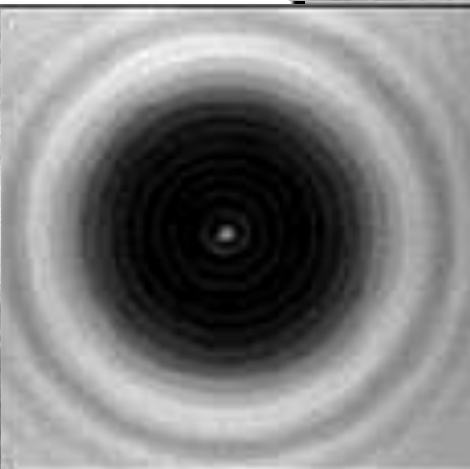
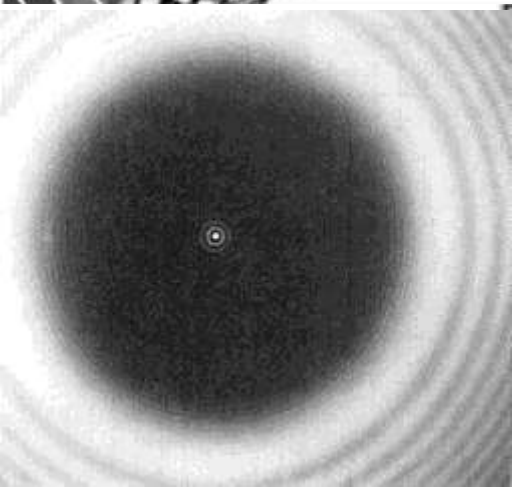
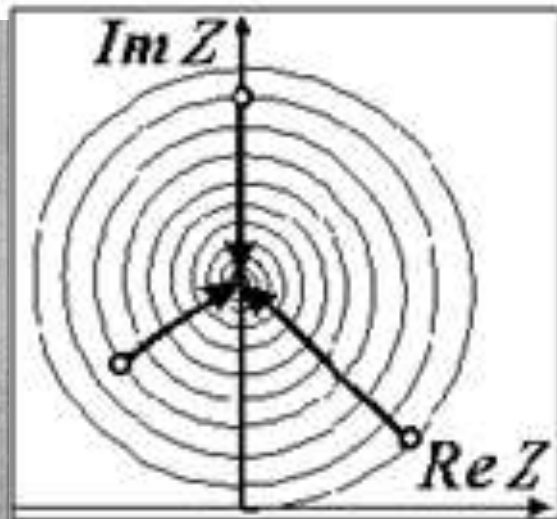
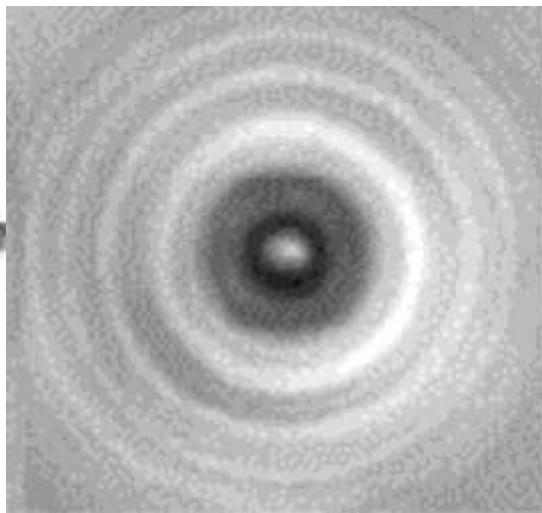
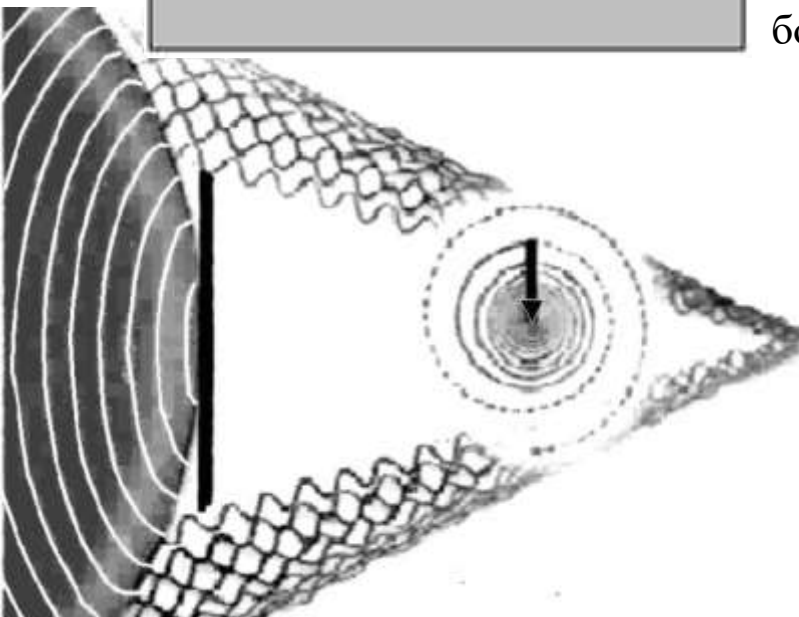
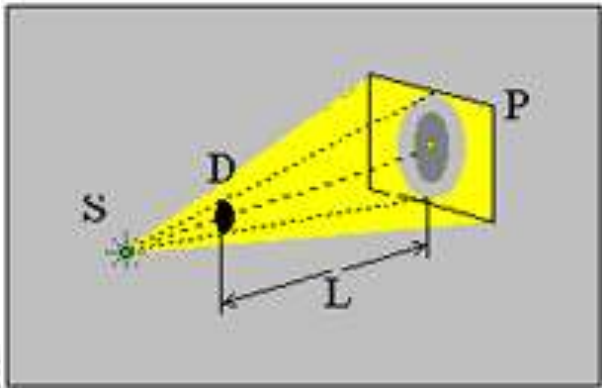
$$A_{\text{ост}} \approx A_{\infty}.$$

$$A = A_1 - (3/4)A_{\text{ост}} = 2A_{\infty} - (3/4)A_{\infty} = (5/4)A_{\infty}.$$

$$I = (5/4)^2 I_0.$$

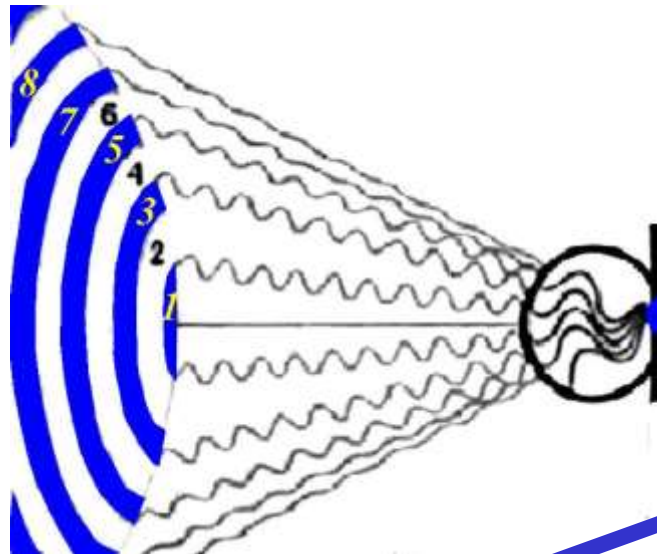
Жарықтың дөңгелек қалқадан дифракциялануы. Пуассон дағы

D және L мәніне тәуелсіз диск көлеңкесінің центрінде интенсивтіліктің максимумы байқалу керек. Кез-келген диаметрлі диск көлеңкесінің центрінде түсуші толқынның жеткілікті когеренттілік шартында Пуассон дақтарын болатынын Араго эксперименті дәлелдеді.

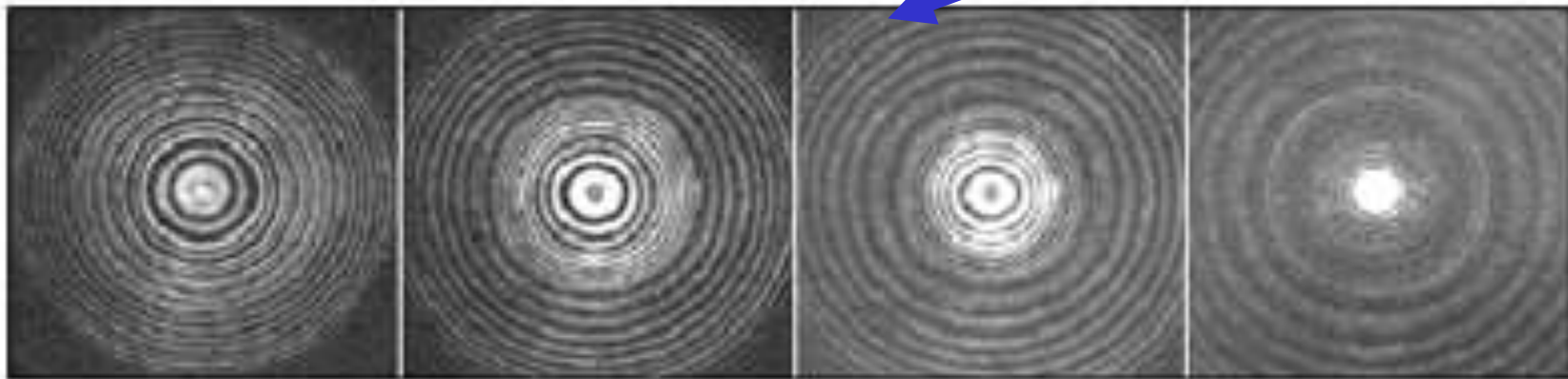


Аумақтық пластинка

Егер барлық жұп (немес тақ) аумақтарды мөлдір емес маскамен жапсақ, онда бұл аумақтың екінші ретті толқындары синфазды болғандықтан Р нүктесінде жарықтың бірнеше есе үлкейгенін байқауға болады, яғни фокусировка.



Қарапайым
фокустаушы
жүйелерге қарағанда
аумақтық пластинка
полифокалдық
қасиетке ие. Бас
фокустан бас онда
еселік немесе кері
фокустары болады.



$$L = 0,3f$$

$$L = 0,5f$$

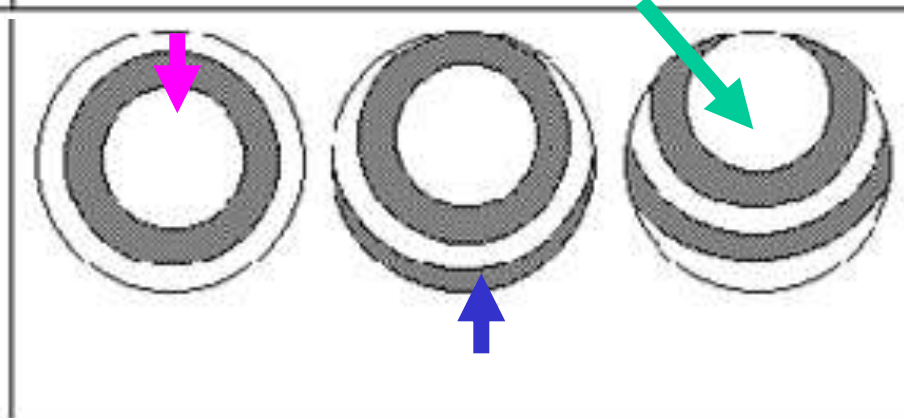
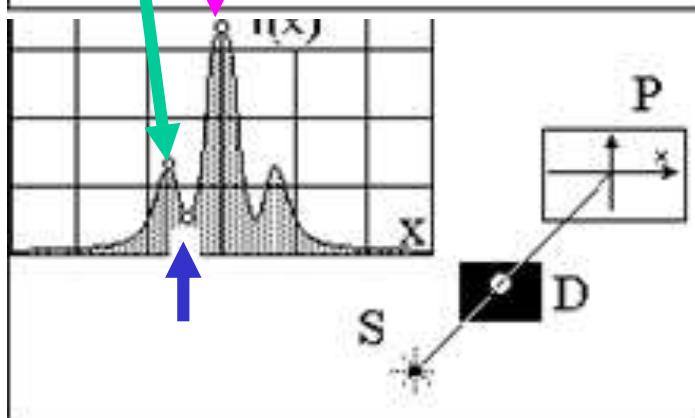
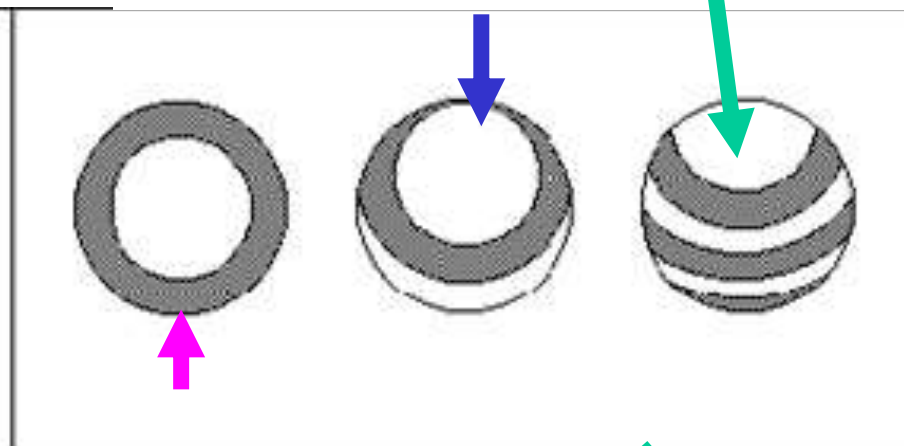
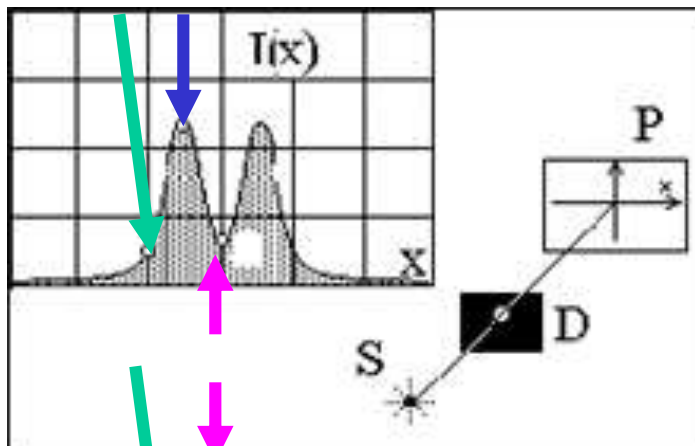
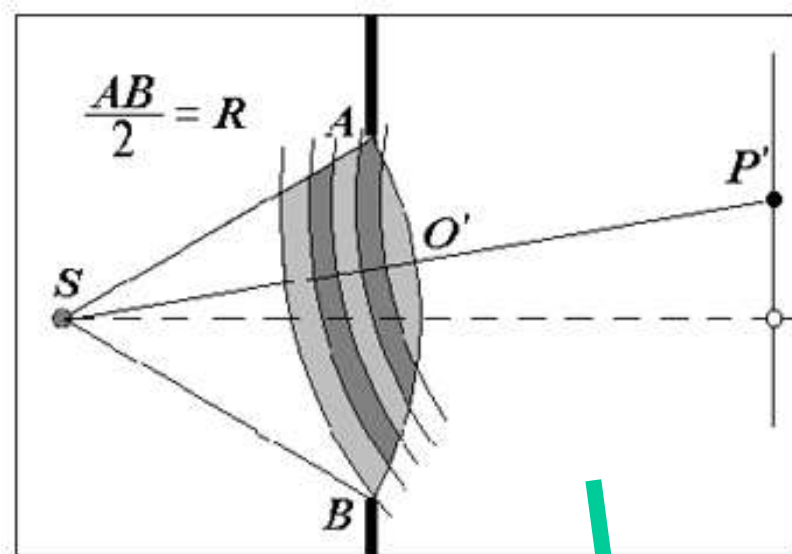
$$L = 0,8f$$

$$L = f$$

Дөңгелек саңылаудағы дифракция. Зондық пластинка

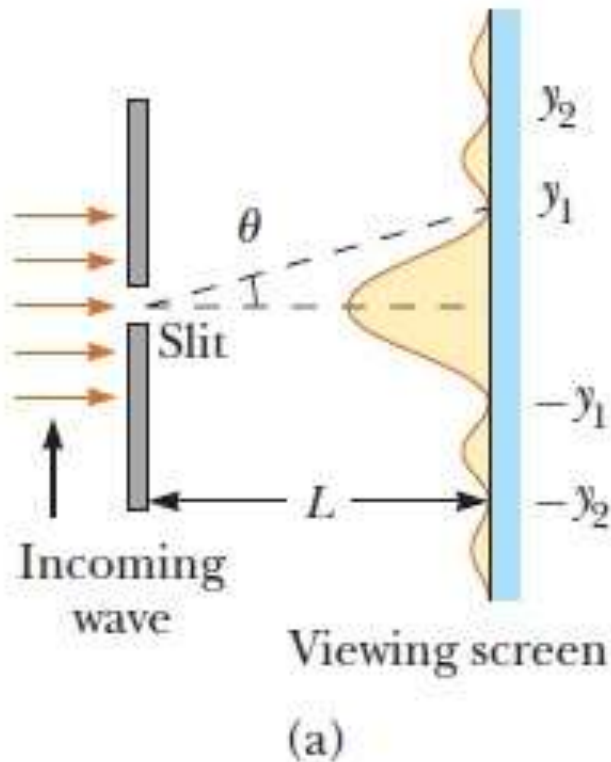
Жарық көзінен шыққан жарықты саңылау арқылы өткізіп, экранда байқайық. Осы экрандағы жарық интенсивтілігінің қалай улесетіндігін көрелік. Жарық түзу таралса экранда айқын дөңгелек алынар еді.

Аумақтың бір бөлігі осьтік нүкте сияқты ашық болып қалады, ал қалған бөлігі тек бөліктеп ашық болады.



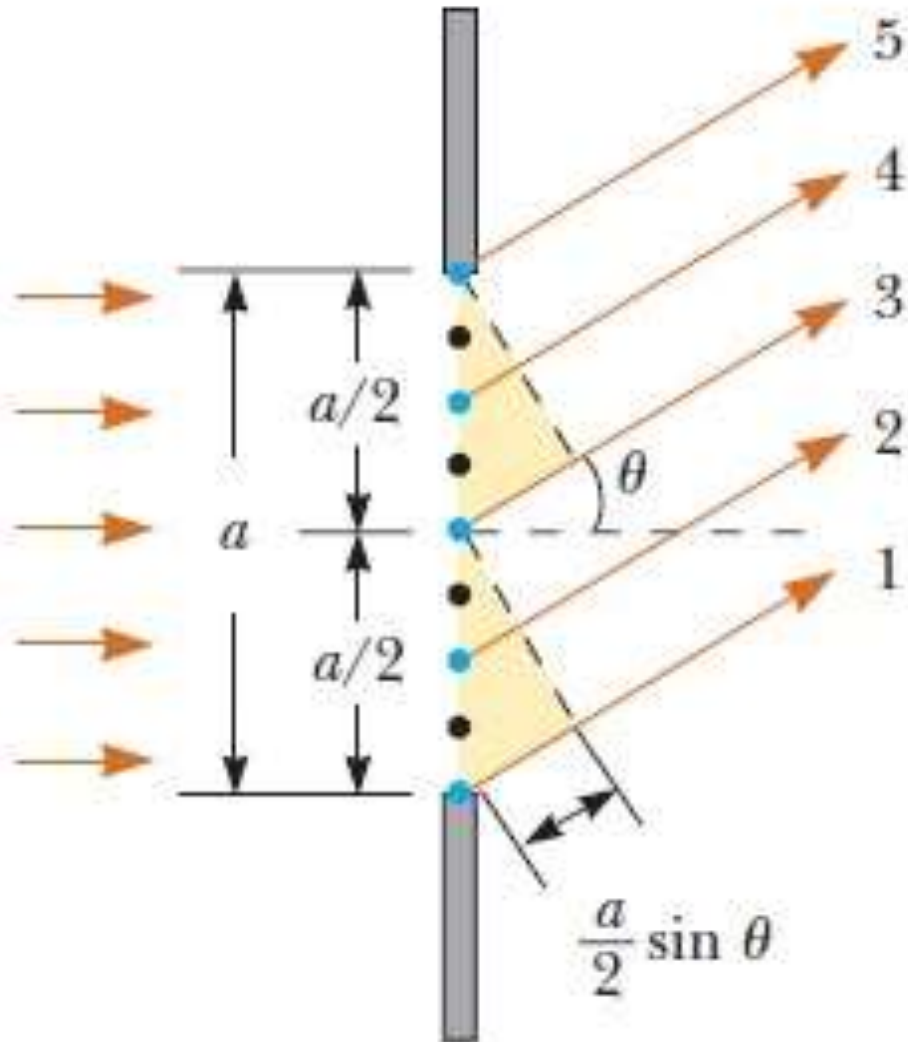
Жіңішке тік саңылаудан дифракция

Жарық жіңішке саңылаудан өтіп экранда проекциялансын. Егер жарық көзі саңылаудан алыс орналасқан болса толқынды жазық толқын және олар бір біріне параллель деп есептеуге болады. Бұл модел Фраунгофер дифракциясы деп аталады.



Гюгенс принципі бойынша саңылаудың әрбір нүктесі екінші ретті толқындар көзі болып табылады. Нәтижесінде бір нүктеден шыққан толқын екінші нүктеден шыққан толқынмен интерференцияланады.

Жіңішке саңылаудан дифракция



Мысалы 1 және 3 толқындар бір фазада болады. 1ші сәуле 3шіге қарағанда алысырақ, яғни екеуінің жол айырымы $(a/2) \sin \theta$, **a** саңылау ені. 2 және бір біріне қатысты $(a/2) \sin \theta$. Егер жол айырымы толқын ұзындығының жартысына тең болып фазалар айырымы 180° болса толқындар бір бірін өшеді.

Жіңішке саңылаудан дифракция

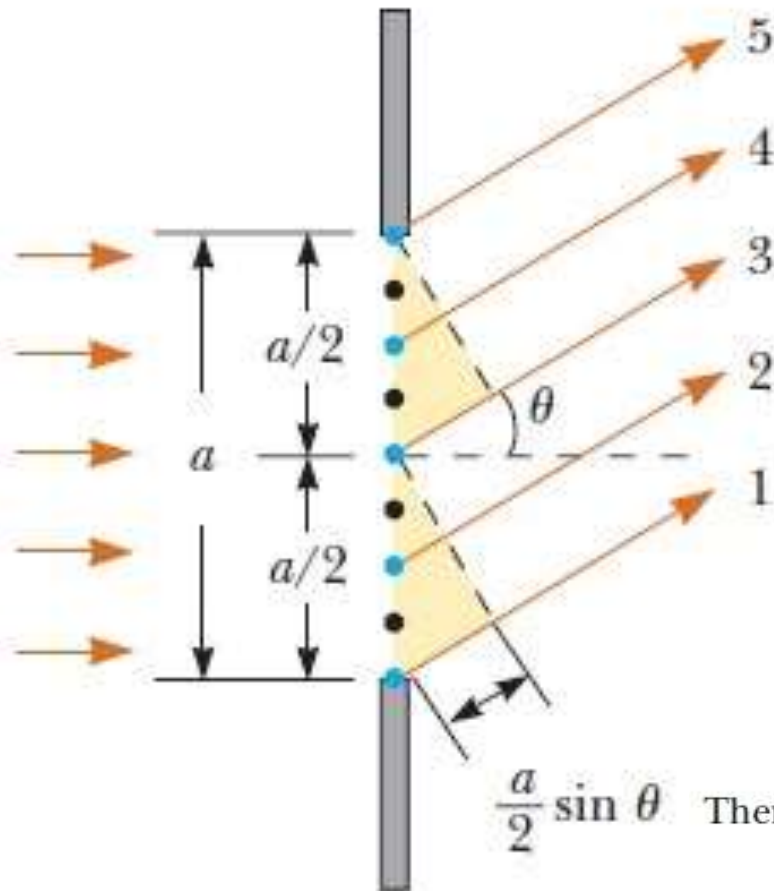
$$\frac{a}{2} \sin \theta = \pm \frac{\lambda}{2} \quad \sin \theta = \pm \frac{\lambda}{a}$$

Саңылауды төртке бөлсек минимум болады

$$\sin \theta = \pm 2 \frac{\lambda}{a}$$

Алтыға бөлсе қараңғылық минимум болады

$$\sin \theta = \pm 3 \frac{\lambda}{a}$$

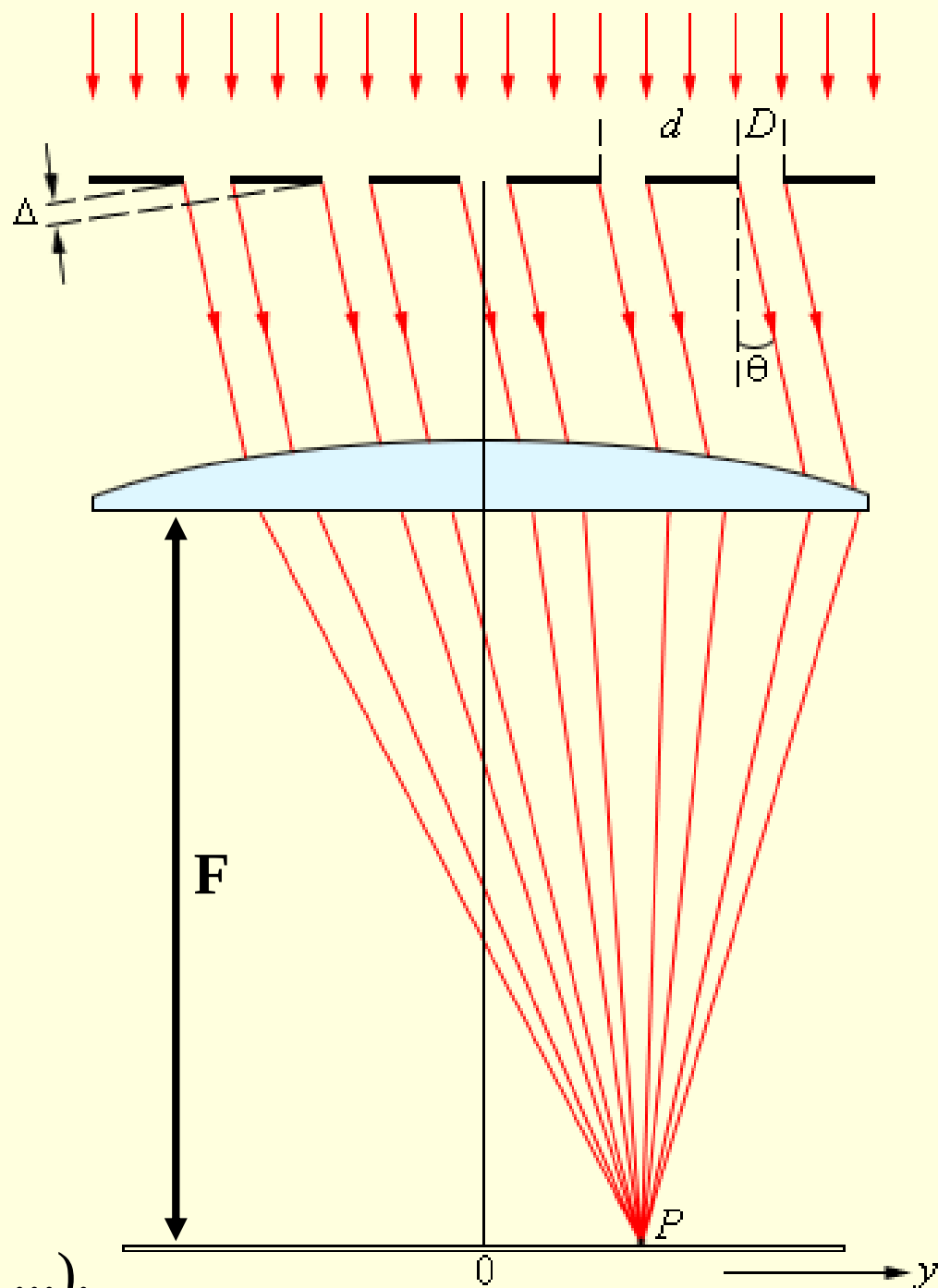


$\frac{a}{2} \sin \theta$ Therefore, the general condition for destructive interference is

$$\sin \theta_{\text{dark}} = m \frac{\lambda}{a} \quad m = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$$

Саңылаулардың енін b әрпімен, екі саңылаудың арасындағы арақашықтықты a әрпімен белгілейді. Тордың периодтылық тұрақтысын $D=a+b$. Дифракциялық әдіс линзаның фокалдық жазықтығында бақыланады, бұл кезде біз Фраунгофер дифракциясын байқаймыз. Торға монохромат сәулелер шоғы түссін. Линзаның фокалдық жазықтығының әрбір P нүктесінде осыған дейін паралель және түсу бағытына θ бұрышпен қозғалған сәулелер жиналады. P нүктесіндегі сәулелер екінші ретті толқындардың интерференция нәтижесі болып табылады. P нүктесінде интерференциялық максимум байқалу үшін екі көрші саңылаудан шыққан жарықтың жол айырымы толқын ұзындығының бүтін мәніне тең болу керек.

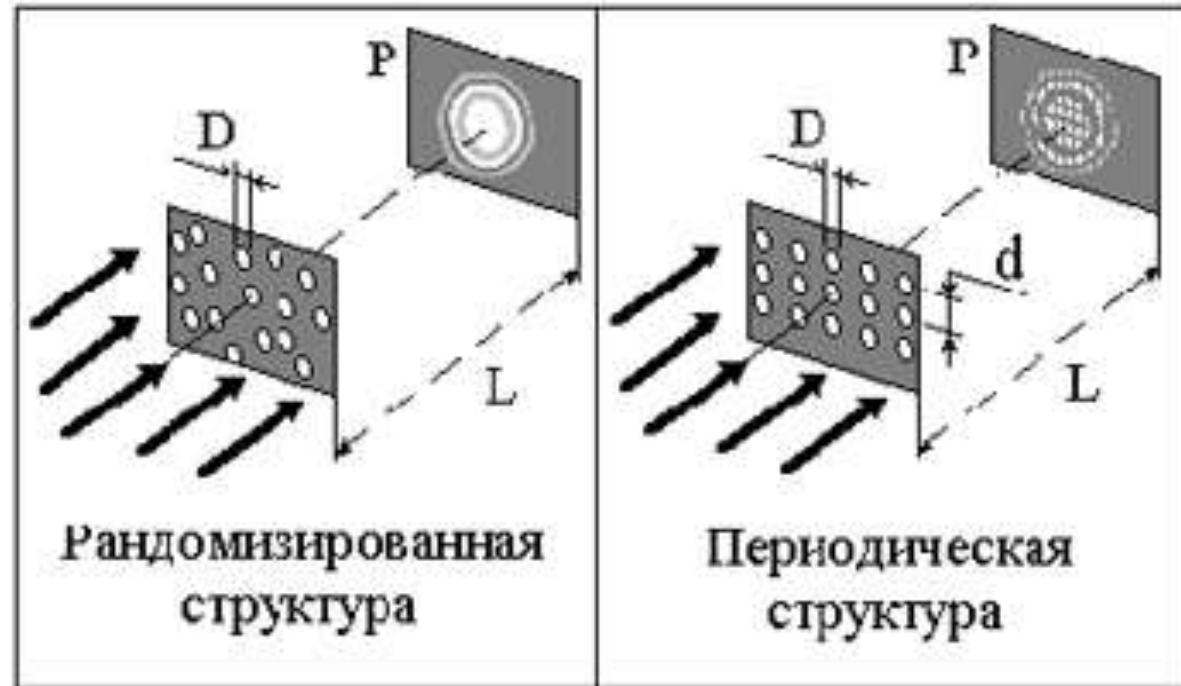
$$\Delta = d \sin \theta_m = m\lambda \quad (m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots).$$



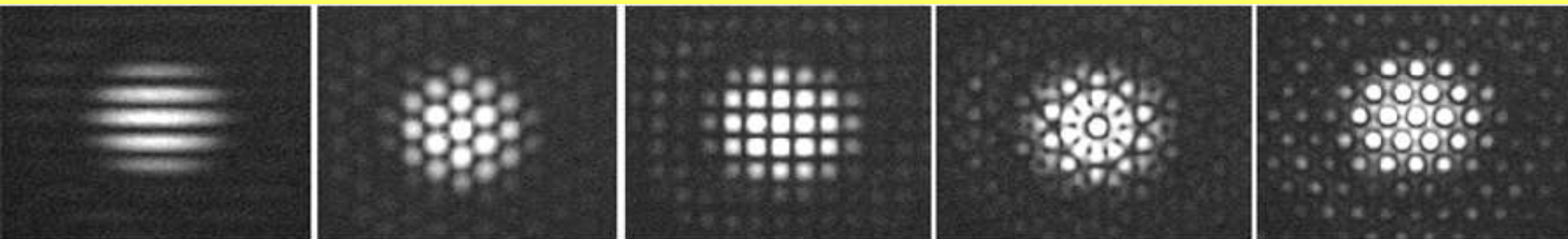
Дифракциялық тор – жарықты спектрге бөлетін және жарықтың толқын ұзындығын өлшеуге арналған спектралдық құрылғы. Дифракциялық торларды металдық немесе әйнектен жасайды.

Мөлдір экранда бір бірінен бірдей қашықтықта орналасқан саңылаулардан тұратын дифракциялық торды қарастырайық.

Бірдей саңылаулар үшін дифракциялық таралу суреттері. Саңылаулардың саны N 2-ден 6-ға дейін өзгереді.



Повторяющиеся элементы

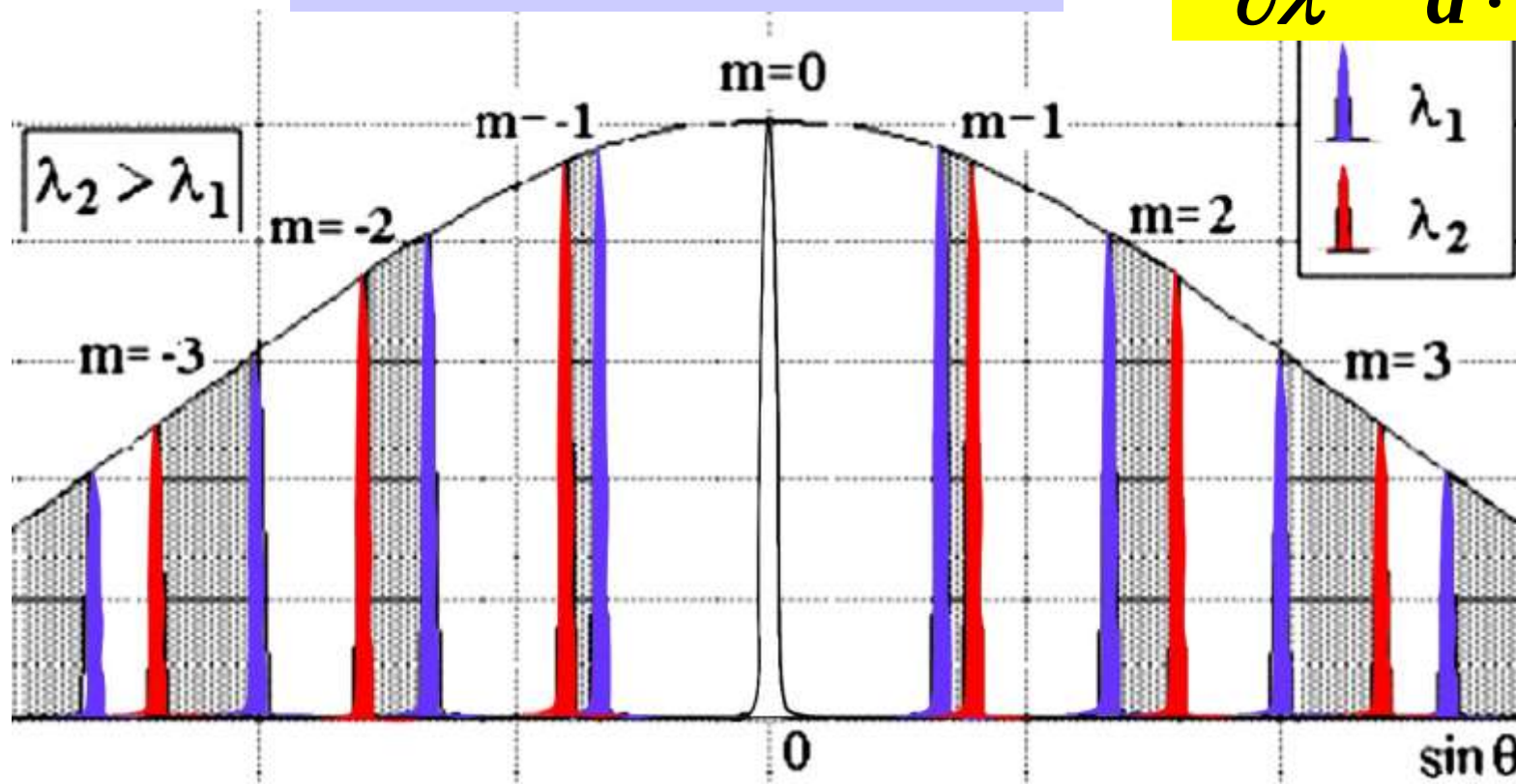


Дифракциялық торлар дисперсиялық қасиетке ие, әртүрлі толқын ұзындықты сәулелерді әр бағытқа жіктейді. Оны бастапқы максимумдардың бұрышқа тәуелділігі қамтамасыз етеді: **толқын ұзындығы үлкен болған сайын, дифракция реттілігі де үлкен болады.**

Бұрыштық дисперсия D дегеніміз дифракциялық бұрыштың толқын ұзындығына қатынасы. Ол дифракциялық реттілігіне m тура пропорционал.

$$\lambda = \frac{d}{m} \sin \theta \Rightarrow \frac{\partial \lambda}{\partial \theta} = \frac{d}{m} \cos \theta$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial \lambda} = \frac{m}{d \cdot \cos \theta}$$



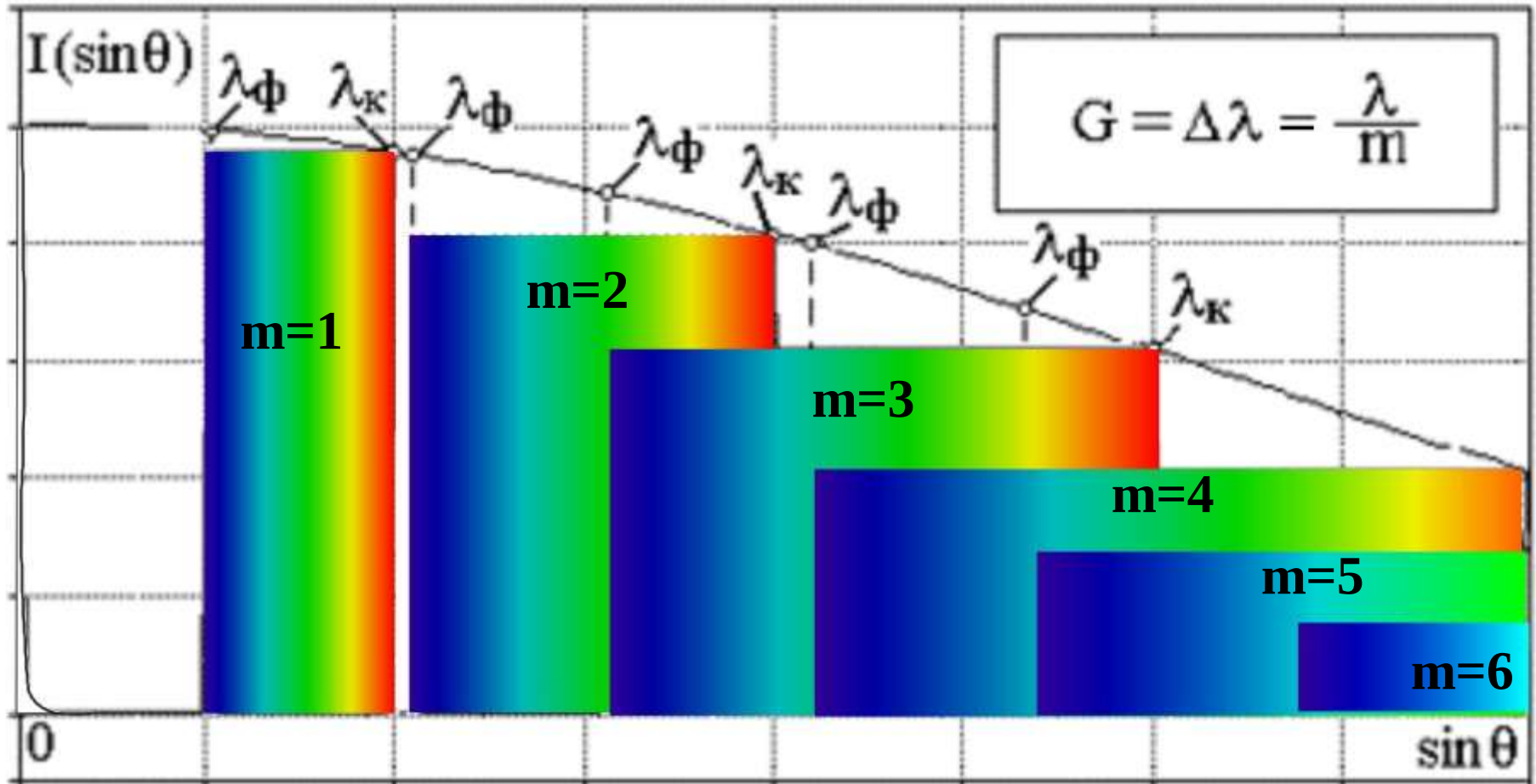
Д
и
с
п
е
р
с
и
я

Ажыратқыштық қабілеті R бастапқы максимумның бұрыштық енімен анықталады және екі көршілес спектралдық сызықтарды көру мүмкіндігін көрсетеді.

Дисперсиялық аумағы G спектрлердің бір біріне қабаттаспайтын спектралдық диапазонды көрсетеді. m өскен сайын жіңішкейленеді.

$$\Delta\theta = \frac{\lambda}{Nd \cdot \cos\theta} \cdot \frac{\partial\theta}{\partial\lambda} = \frac{m}{d \cdot \cos\theta} \rightarrow R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = mN$$

$$m \cdot (\lambda + \Delta\lambda) = (m + 1) \cdot \lambda \rightarrow G = \Delta\lambda = \frac{\lambda}{m}$$



Дифракциялық суреттің саңылау өлшеміне байланысы

Саңылаудың өлшемі үлкен болған кезде, саңылаудың геометриялық кескінін аламыз. Френелдің бірнеше зонасы сыйатындай етіп саңылаудың кішірейтсек сақиналы дифракциялық картина бақылауға болады. Ал Френелдің бір зонасынан кіші өлшем болса, бақылау нүктесіне келетін сәулелер бір біріне паралель болады, бұл Фраунгофер дифракция жағдайы.

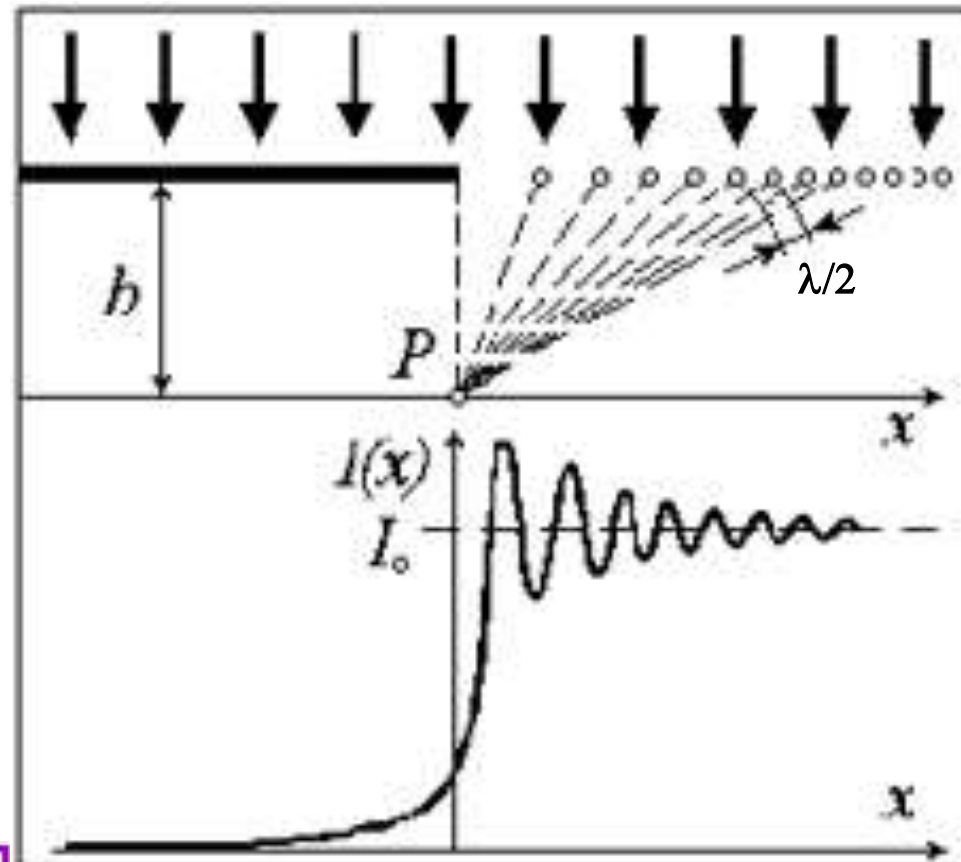
$$m = \frac{r^2}{\lambda b}$$

$$\frac{r^2}{\lambda b} \begin{cases} \gg 1 & \text{геометриялық оптика} \\ 1 & \text{Френель дифракциясы} \\ \ll 1 & \text{Фраунгофер дифракциясы} \end{cases}$$

Жарты жазықтықтан жарық дифракциясы

Жартылайшексіз жазықтықтан жарық түскенде геометриялық көлеңке аумағына жарық толқындары енеді және жарық интенсивтігінің осциляциясы пайда болады.

Жазық толқындарды (Шустер зоналары) экранның Р бақылау нүктесіндегі амплитудасын анықтау үшін тік жазық зоналарға бөлуге болады.

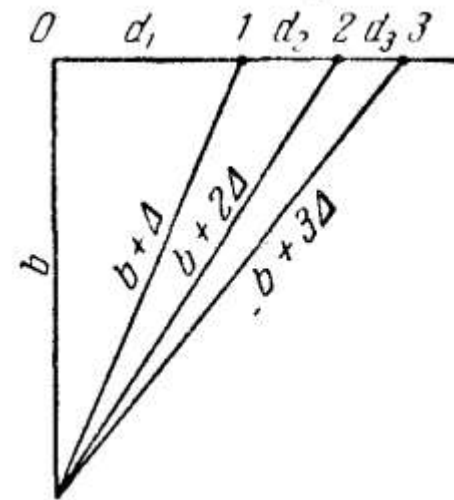
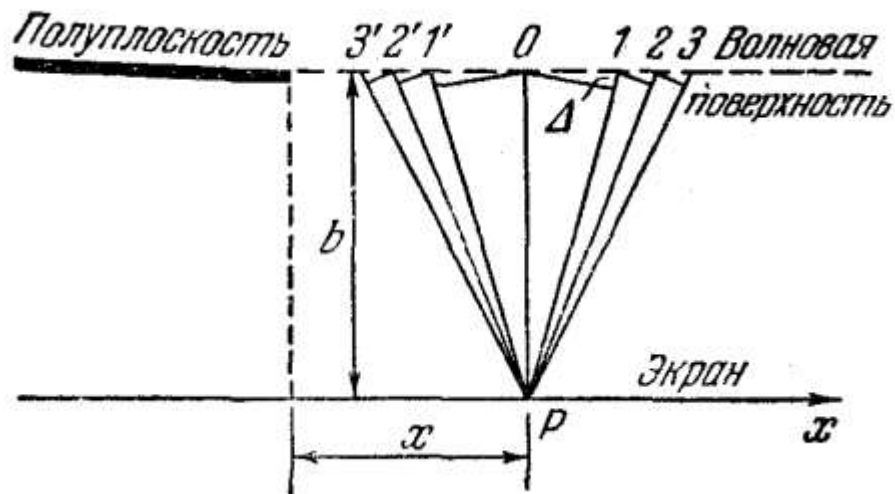


$$\left(b + \frac{\lambda}{2}\right)^2 - b^2 = (x_1)^2 \quad x_1 = \sqrt{b\lambda}$$

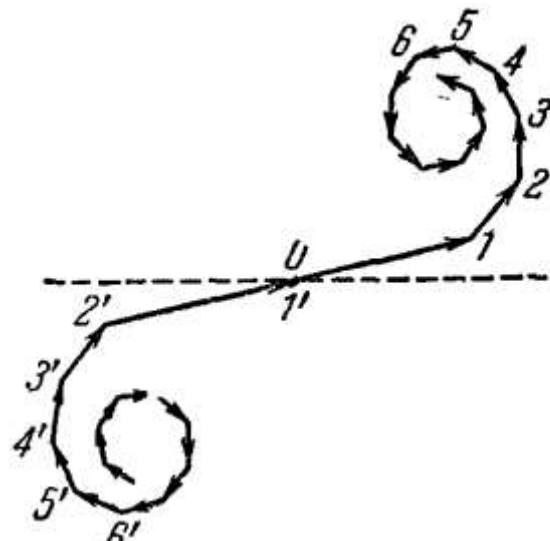
$$(b + \lambda)^2 - b^2 = (x_2)^2 \quad x_2 = \sqrt{2b\lambda}$$

$$x_n^2 - x_{n-1}^2 = b\lambda \quad x_n = \sqrt{n b \lambda}$$

Жарты жазықтықтан жарық дифракциясы



$$d_1 = \sqrt{(b + \Delta)^2 - b^2} = \sqrt{2b\Delta + \Delta^2} \approx \sqrt{2b\Delta}$$



$$v = x' \sqrt{\frac{2a}{\lambda b(a+b)}}$$

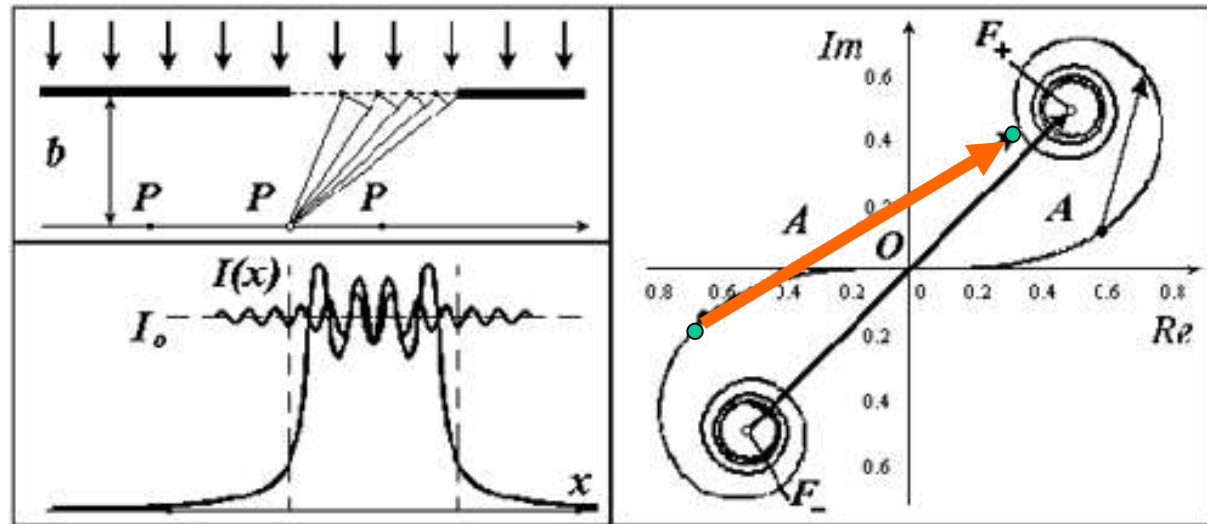
$$v = x' \sqrt{\frac{2}{\lambda b}}$$

Дифракция Френеля на щели сводится к дифракции на двух резких краях.

Щель

В этом случае амплитуда дифрагированной волны в точке наблюдения P_i определяется как длина вектора A_i , проведенного между двумя точками на спирали Корню, координаты которых зависят от положения точки наблюдения относительно краев щели.

Увеличение числа открытых зон m соответствует постепенному переходу к оптическому приближению геометрической оптики, а уменьшение - к дифракции Фраунгофера



$m = 1$

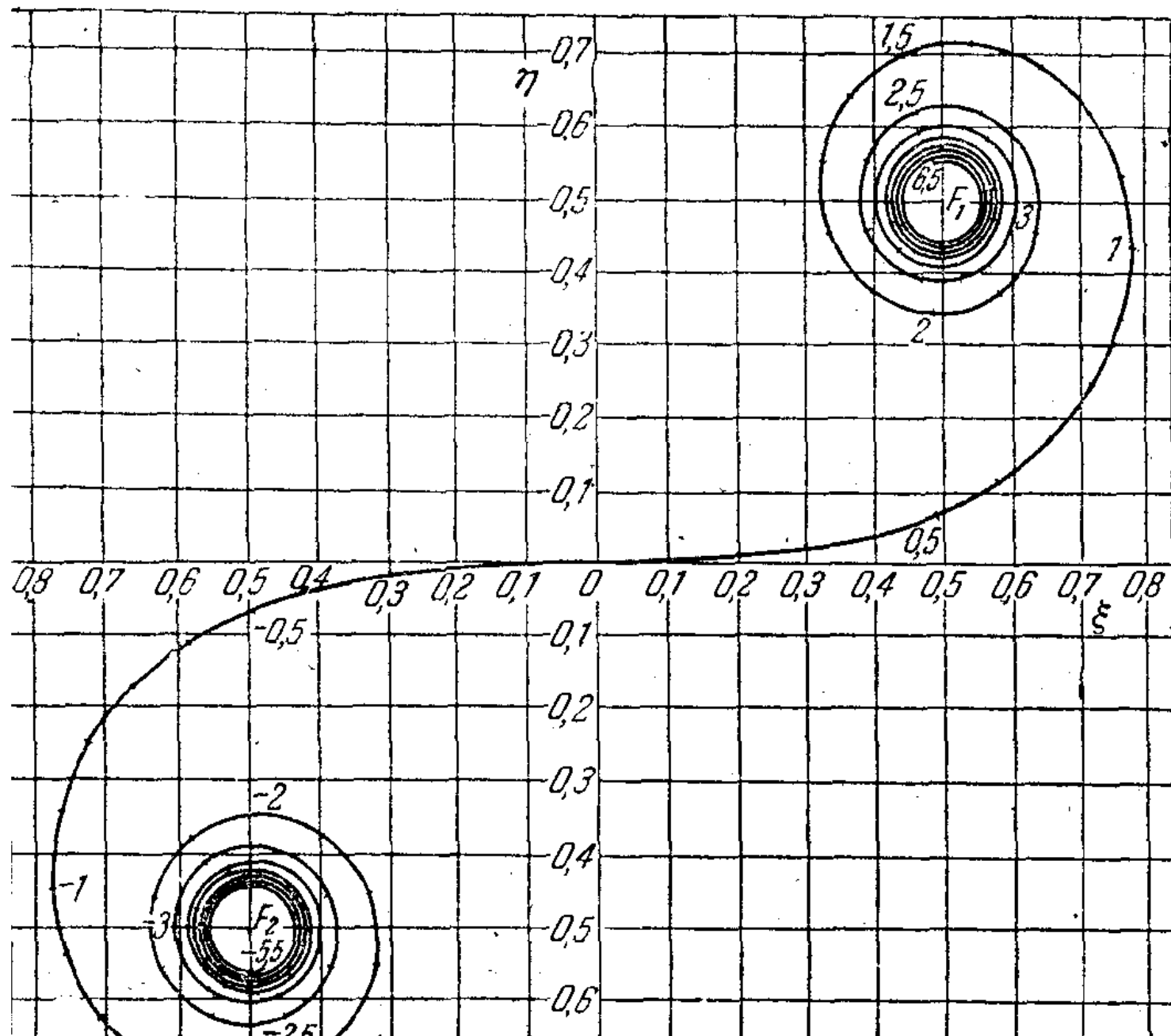
$m = 2$

$m = 3$

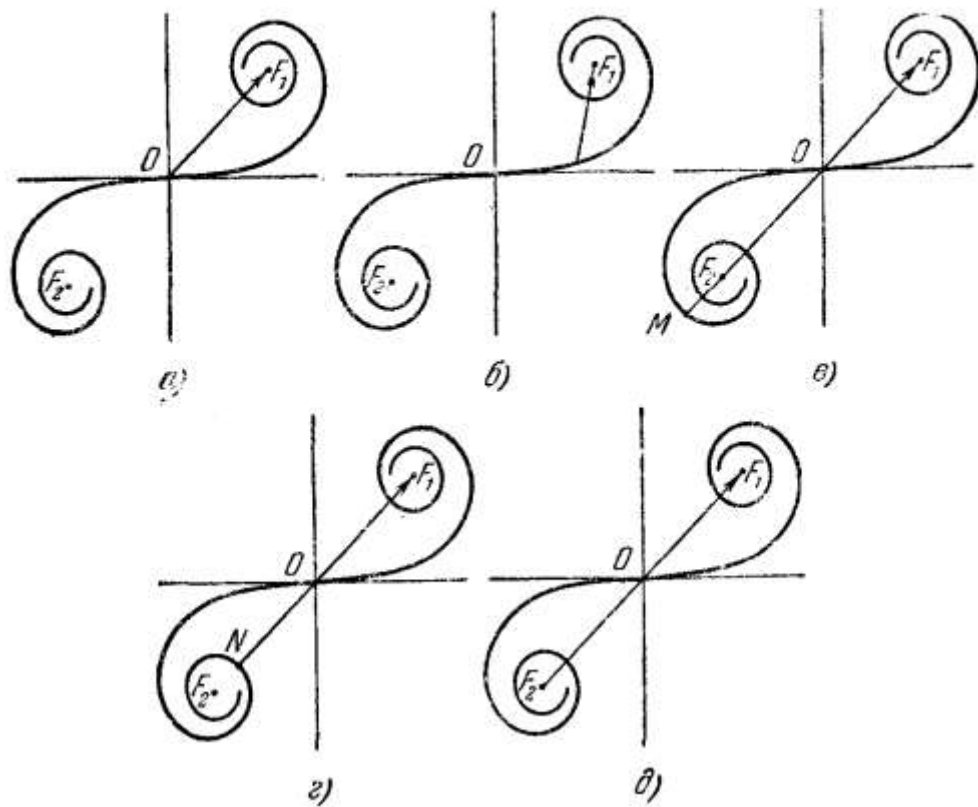
$m = 4$

$m = 7$

Спираль Корню



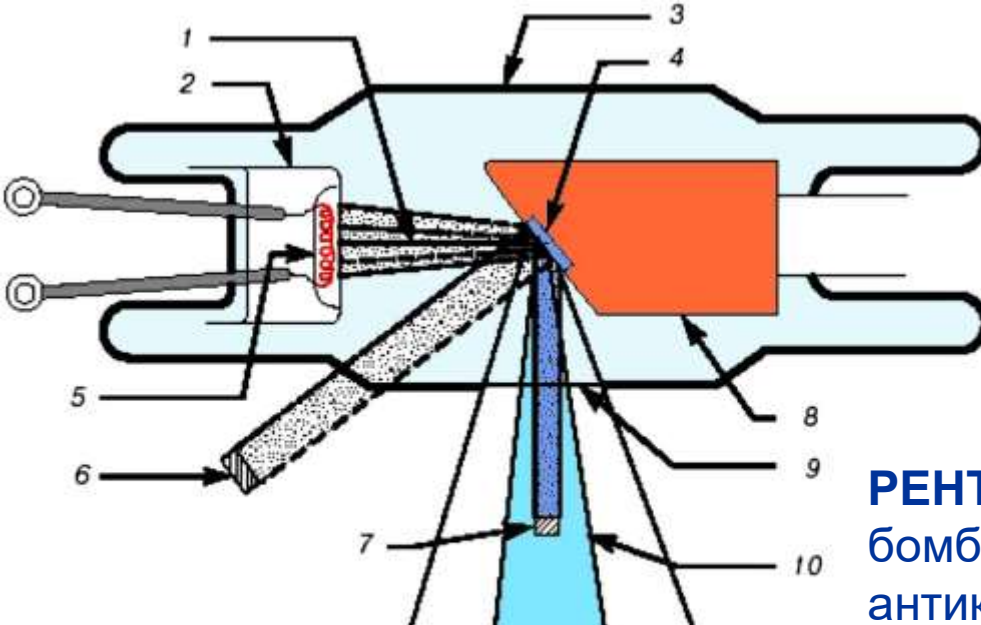
Правый завиток спирали (участок OF_1) соответствует зонам, расположенным справа от точки P , левый завиток (участок F_2O) — зонам, расположенным слева от точки P .



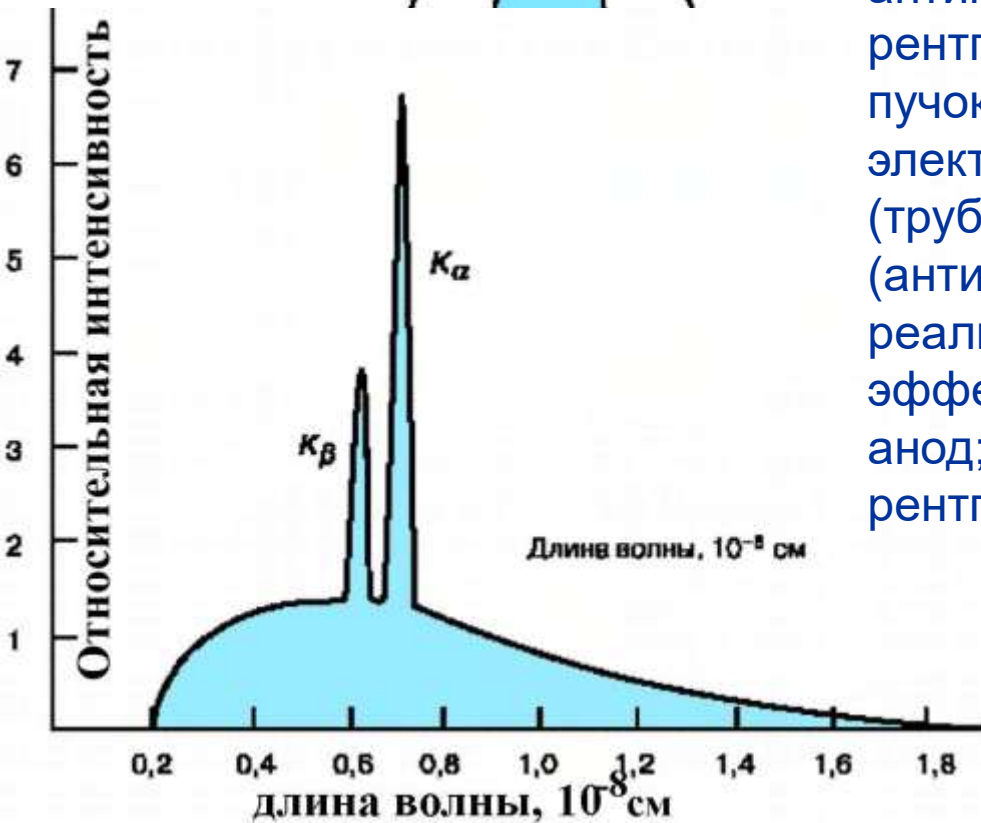
При полностью открытой волновой поверхности амплитуда равна длине отрезка F_1F_2 , ровно в два раза превышает амплитуда на границе геометрической тени. Следовательно интенсивность на границе геометрической тени составляет $\frac{1}{4}$ интенсивность I_0 . При смещении точки P в область геом. тени полуплоскость начнет закрывать все больше зон, поэтому результирующий вектор будет перемещаться по правому вектору приближаясь к точке F_1 . С помощью спирали корню можно найти интенсивность в минимумах и максимумах. Для первого максимума получается $1,37 I_0$, для первого минимума $0,78 I_0$.

Источники рентгеновского излучения

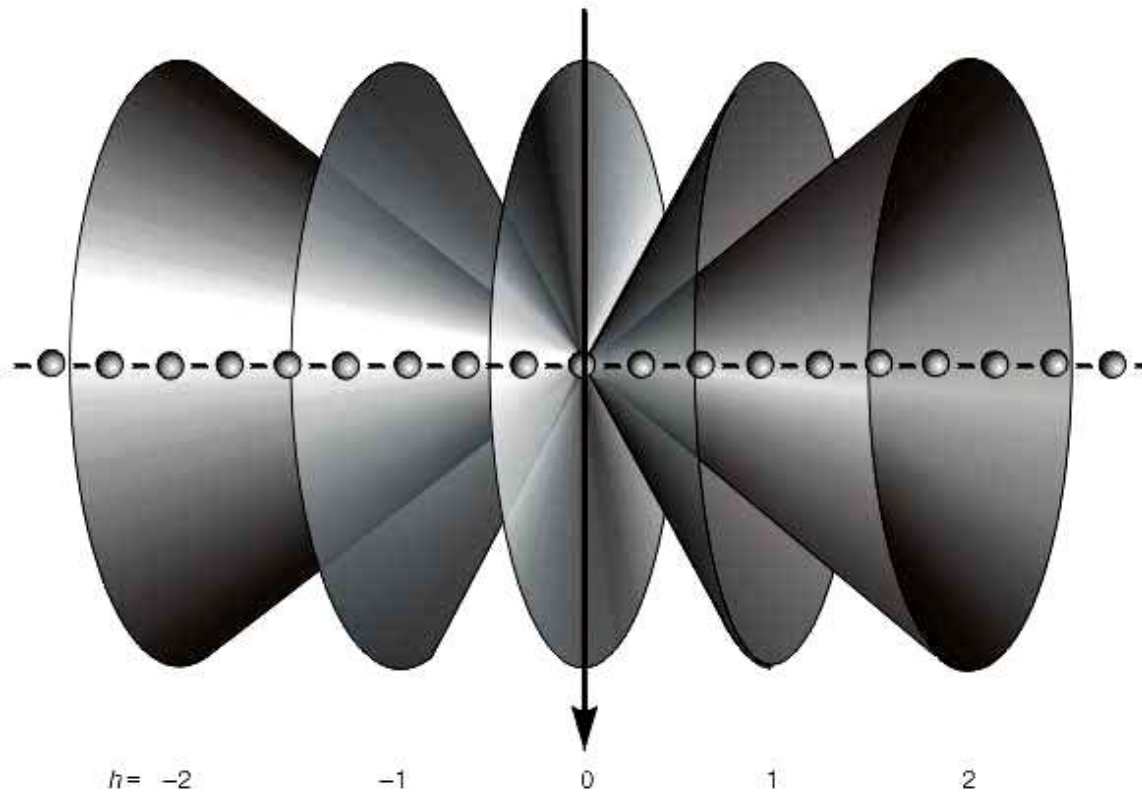
Рентгеновское излучение – электромагнитные волны с длинами волн менее 10^{-9} м.



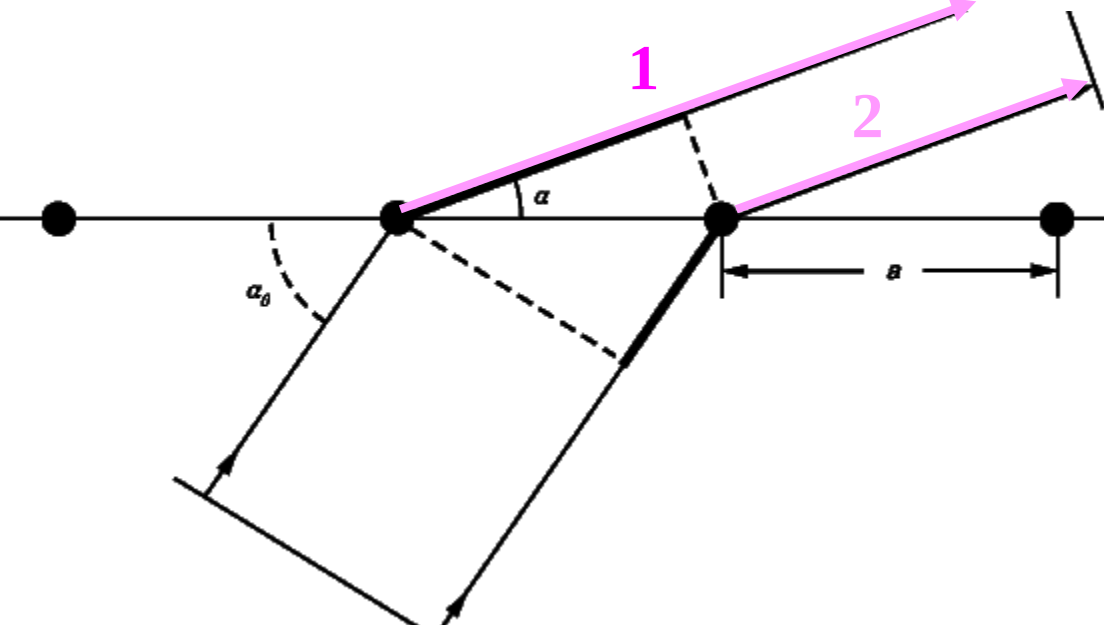
РЕНТГЕНОВСКАЯ ТРУБКА КУЛИДЖА. При бомбардировке электронами вольфрамовой антикатод испускает характеристическое рентгеновское излучение. 1 – электронный пучок; 2 – катод с фокусирующим электродом; 3 – стеклянная оболочка (трубка); 4 – вольфрамовая мишень (антикатод); 5 – нить накала катода; 6 – реально облучаемая площадь; 7 – эффективное фокальное пятно; 8 – медный анод; 9 – окно; 10 – рассеянное рентгеновское излучение.



Дифракция на атомах

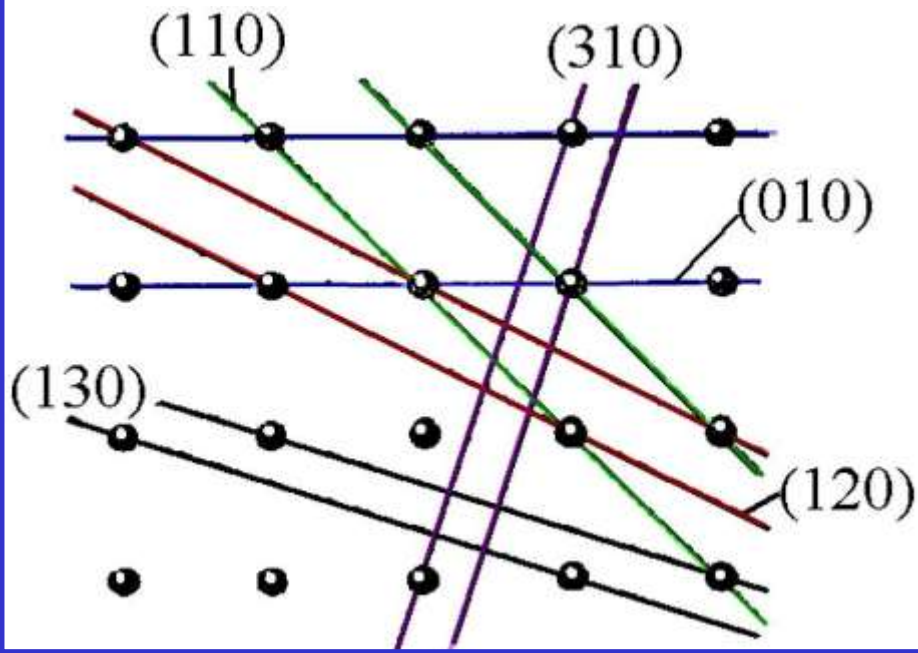


Электронные оболочки атомов кристалла возбуждаются рентгеновским излучением и переизлучают электромагнитную энергию во всех направлениях. Однако, только в некоторых направлениях удовлетворяются условия формирования максимума многолучевой интерференции. Между соседними лучами 1 и 2 разность хода $\Delta = n \lambda$ длин волн. Линейная цепочка будет формировать максимумы дифракции в вдоль направлений образующих конусов.



Другая трактовка

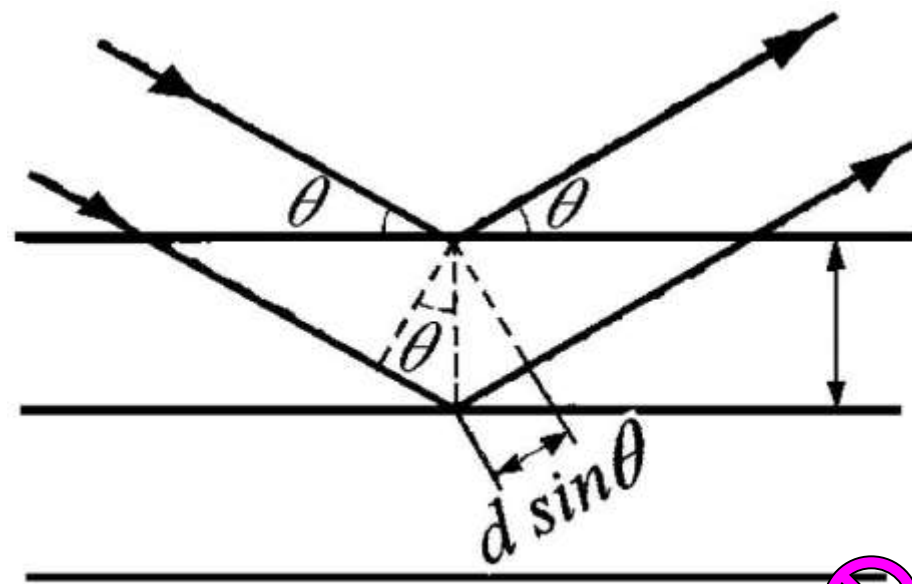
Атомы в кристаллической структуре располагаются с правильной периодичностью, образуя последовательность одинаковых ячеек – пространственную решетку. Через узлы (атомы или молекулы) решетки можно провести системы отражающих плоскостей. Коэффициент отражения рентгеновских лучей от каждой плоскости пропорционален плотности её заполнения атомами и форм фактору атомов (числу электронов в атоме).



Закон Брегов - Вульфа

Излучение отраженное от соседних плоскостей, будет при интерференции усиливается в том случае, если разность хода $2 d \sin \theta$ равна целому числу n длин волн λ . (θ – угол скольжения, а не падения)

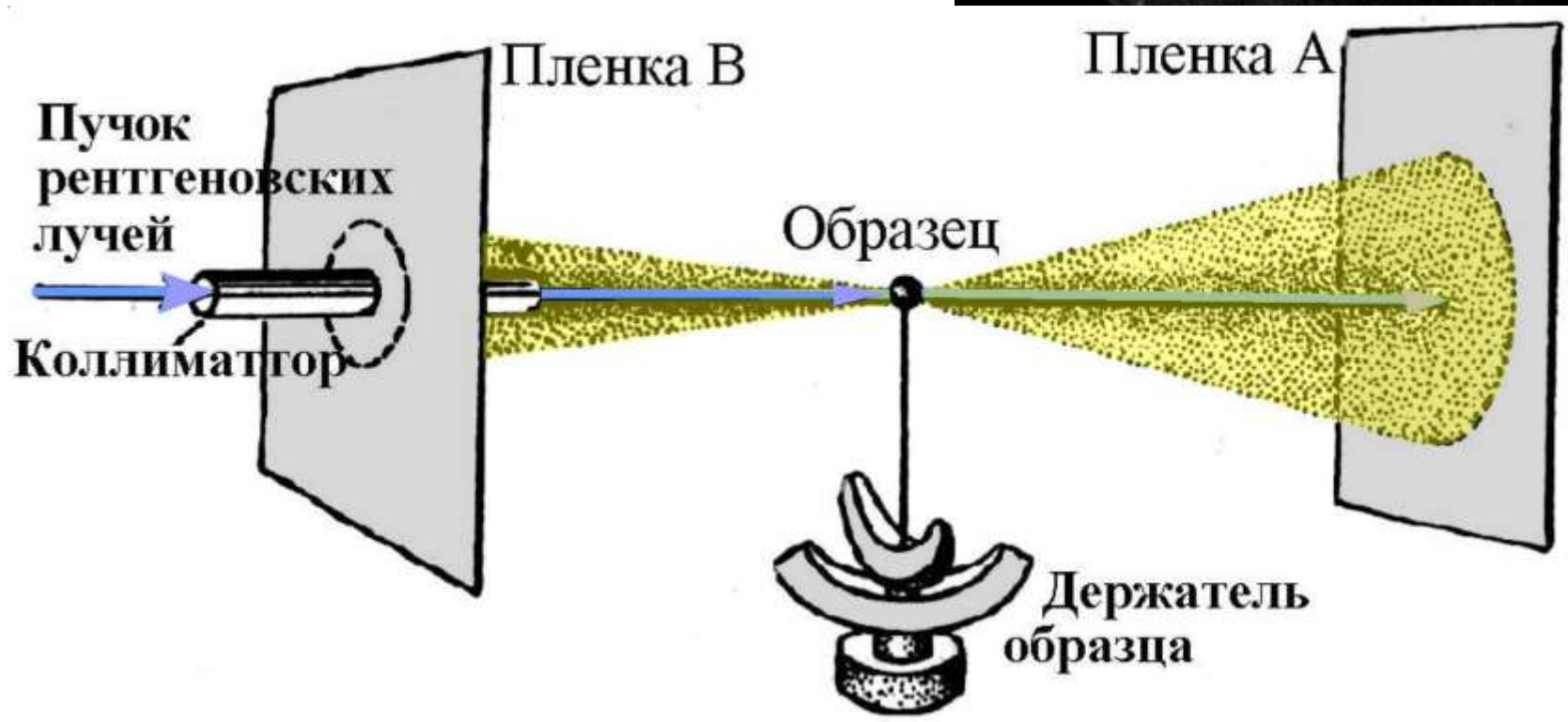
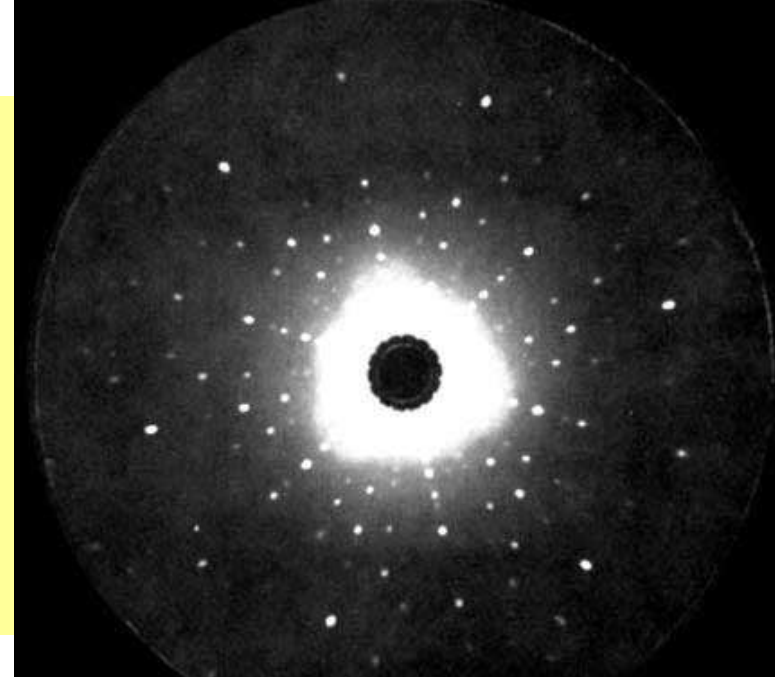
$$2 \cdot d \cdot \sin \theta = n \cdot \lambda$$

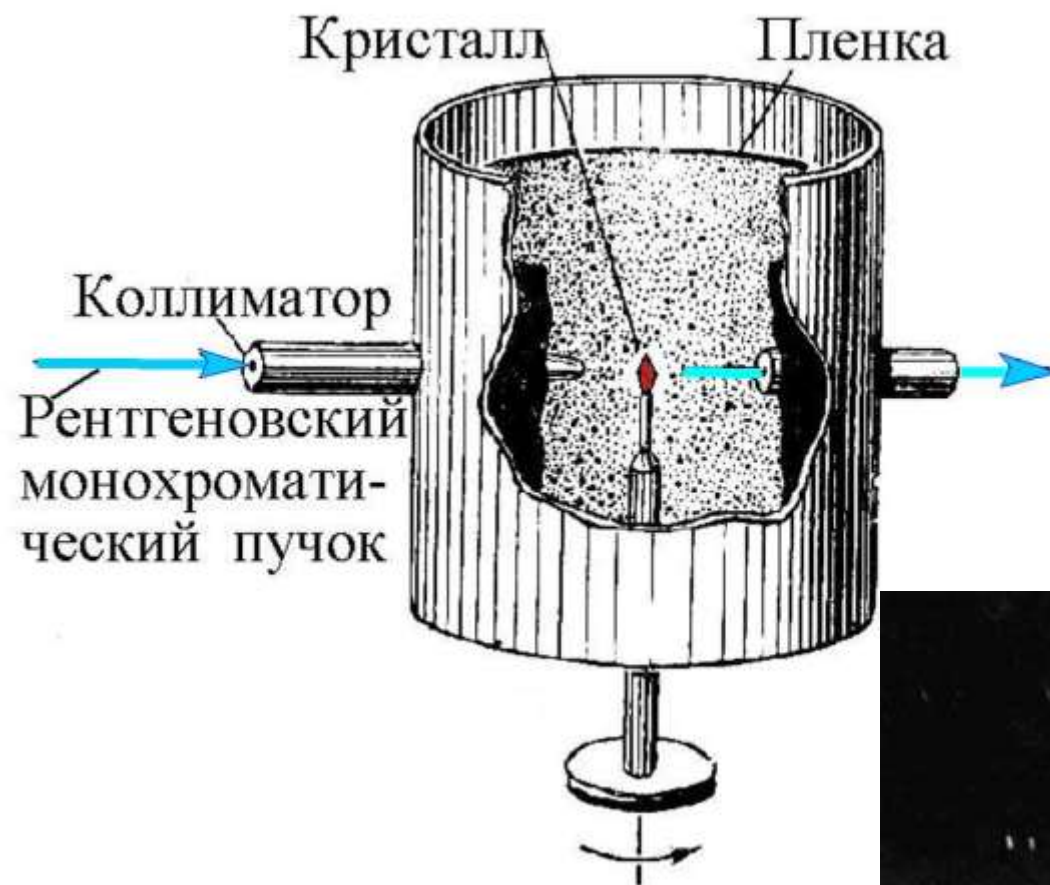


Метод Лауэ.

Узкий пучок рентгеновских лучей сплошного спектра (всех длин волн) направляется на неподвижно закреплённый монокристаллический образец.

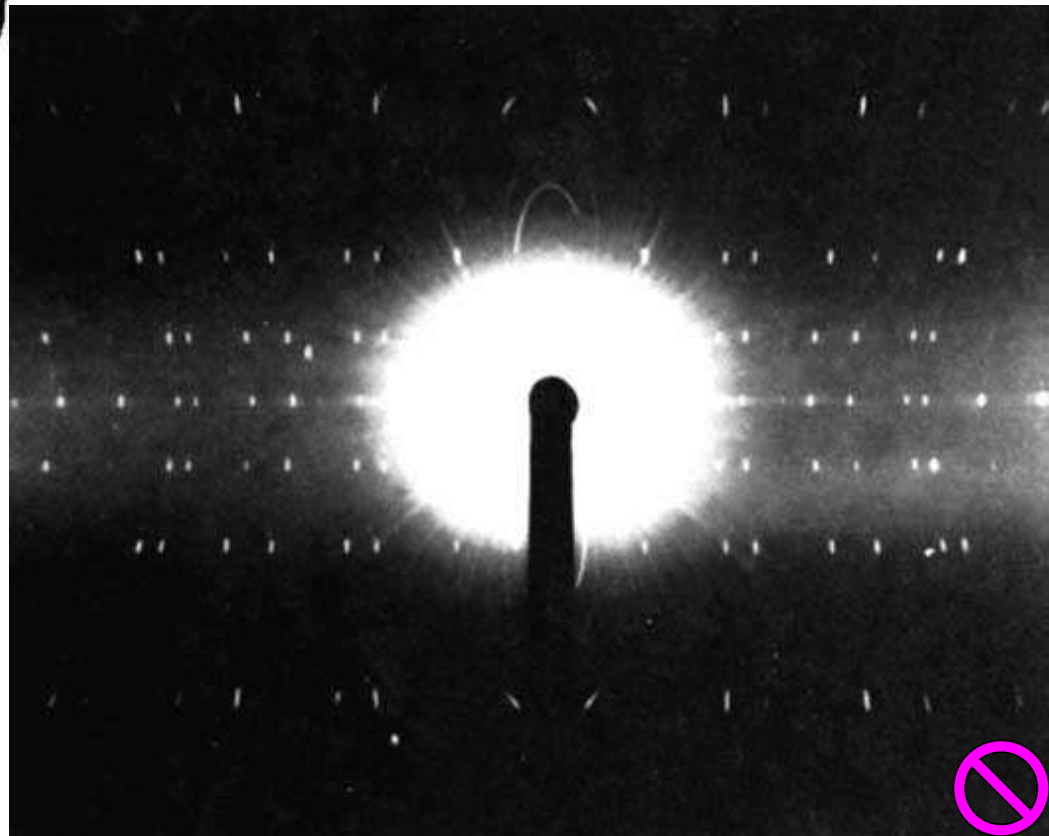
Дифракционная картина состоит из серии рефлексов, определяющих параметры кристалла. Это позволяет сделать важные выводы относительно симметрии, ориентации кристалла и наличия в нем дефектов .





На кристалл падает монохроматический пучок рентгеновского излучения. Кристалл вращается вокруг главной оси, для которой выполняются условия Лауэ. При этом изменяется угол θ , входящий в формулу Брэггов – Вульфа

Метод
вращающегося
кристалла

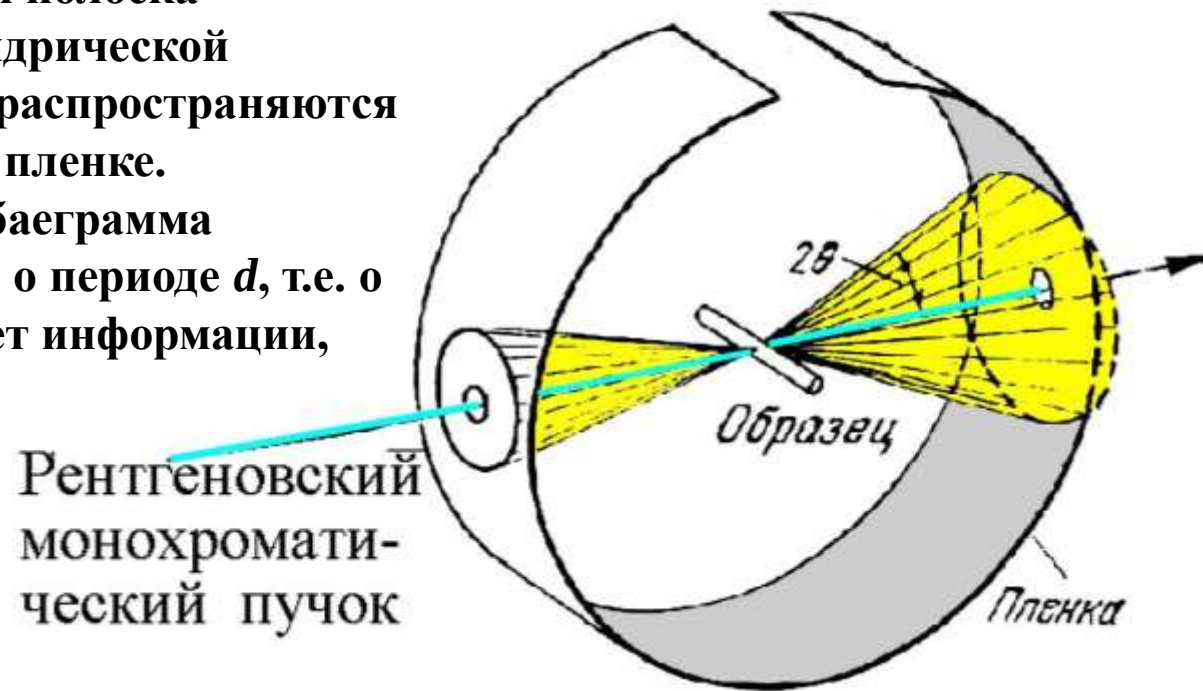


Метод порошка

Используется монохроматическое излучение ($\lambda = \text{const}$), а варьируется угол θ . Это достигается использованием поликристаллического образца, состоящего из многочисленных мелких кристаллитов случайной ориентации, среди которых имеются и удовлетворяющие условию Брэггов – Вульфа. Дифрагированные пучки образуют конусы, ось которых направлена вдоль пучка рентгеновского излучения.

Для съемки используется узкая полоска рентгеновской пленки в цилиндрической кассете, а рентгеновские лучи распространяются по диаметру через отверстия в пленке.

Полученная таким образом дебаеграмма содержит точную информацию о периоде d , т.е. о структуре кристалла, но не дает информации, которую содержит лауэграмма.



Дифракция электронов

Томсон обнаружил дифракцию электронов на поликристаллической металлической фольге, причём эквивалентная длина волны электрона зависела от его импульса.

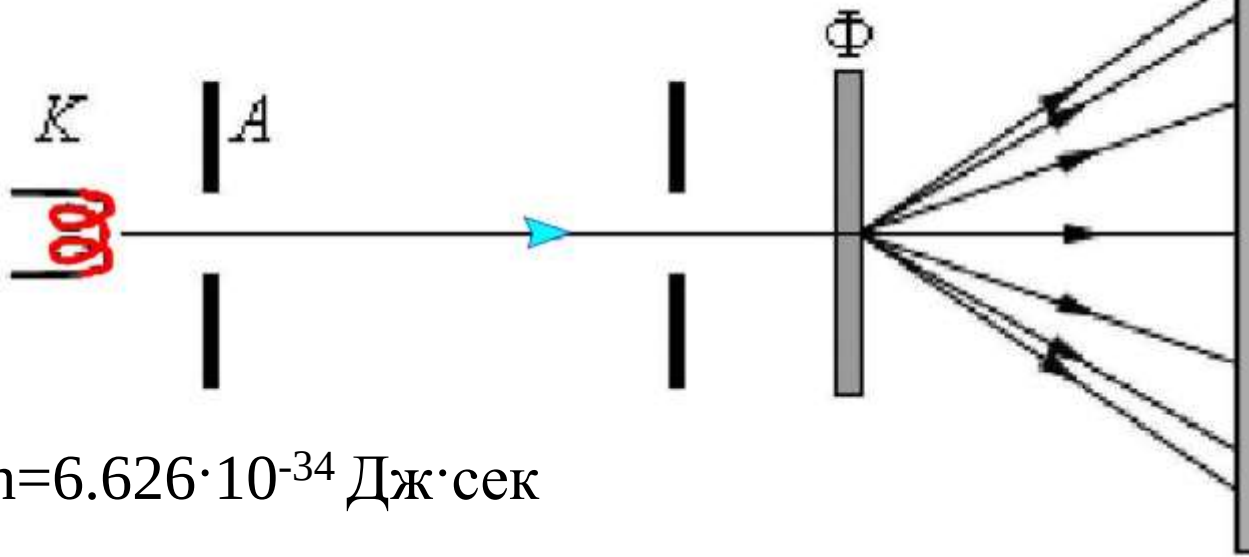
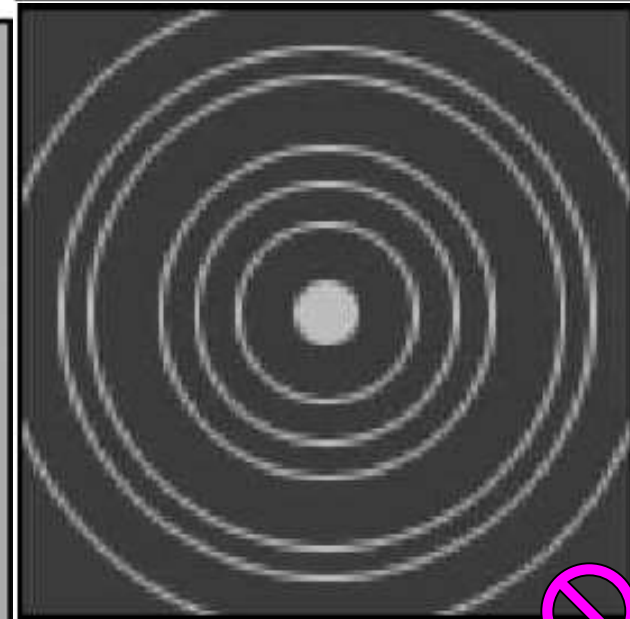
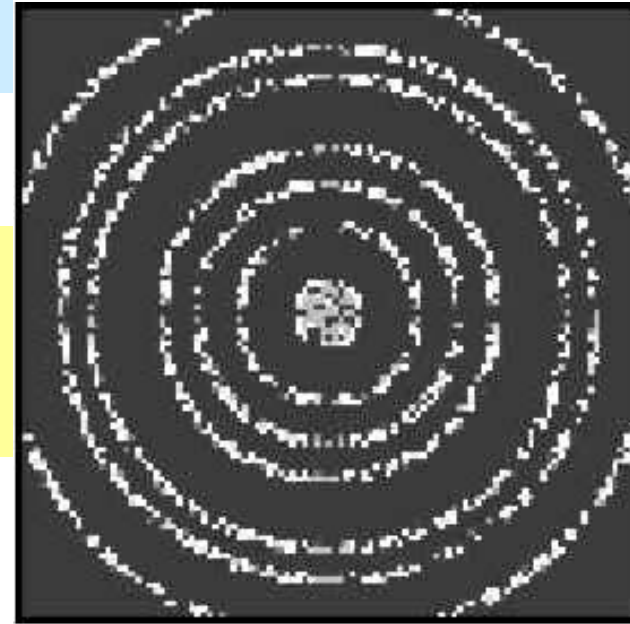
$$\lambda = \frac{h}{mv}$$

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h \cdot \sqrt{1 - v^2/c^2}}{m_0 v}$$

Де Бройль установил, что каждой микрочастице массой m с кинетической энергией E соответствует некий волновой процесс с длиной волны

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2mE}}$$

Если длина волны меньше размеров ядра, можно по Фурье-образу дифракции микрочастицы на ядре восстановить его структуру.



$$h = 6.626 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{сек}$$

