

# **Жарық дифракциясы**

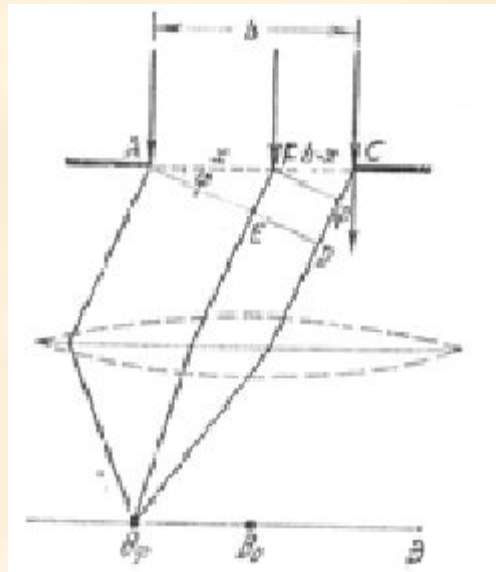
## **Лекция – 6**

**Фраунгофер дифракциясы.**

**Дифракциялық тор және оның  
спектрлік сипаттамасы.**

**Дифракция және спектрлік  
талдау. Майкельсон эшелоны.**

Шексіз ұзын, ені  $b$  саңылауға жазық жарық толқыны нормаль (тік) түсетін болсын (1-сурет). Саңылау ұзындығының оның енінең көп үлкен болуы іс жүзінде оны шексіз ұзын деп санауға жеткілікті. Мәселен, ені 0,001-0,02 мм болған жағдайда бірнеше миллиметр ұзындықты шексіз деп санауға болады.



1-сурет

Саңлаудан кейін линза, ал оның тоғыстық жазықтығына  $L$  бақылау қалқасы қойылған. Толқындық шептің саңлауға жеткен әрбір нүктесі барлық жаққа таралатын екінші реттік толқындардың көзі болады. Жарықтың бастапқы бағытымен қайсыбір  $\phi$  бұрыш жасап тұратын сәулелер линзаның тоғыстық жазықтығындағы  $B_\phi$  нүктесіне жиналады.

Түсетін толқын бағытымен  $\phi$  бұрыш  
(дифракция бұрышы) жасайтын  
бағытында саңылаудың түгелдей  
әрекетін табу үшін әртүрлі  
аумақтардан  $B_\phi$  бақылау нүктесіне  
дейін жететін толқындарды  
сипаттайтын фазалар айырымын  
ескеру керек. Бұл үшін  
дифракцияланған сәулелердің  
бағытына перпендикуляр  $AD$   
жазықтығын жүргіземіз (1-сурет).

Осы жазықтықта орын алатын фазалардың үлестірілуі  $B_\phi$  нүктесіне дейін келіп жететін элементар толқындардың фазаларының қатынасын анықтайды. Сонымен  $AC$  жазықтығынан  $AD$  жазықтығына дейінгі жолда пайда болатын жол айырымын анықтау жеткілікті болады.

1-суреттен  $A$  нүктесіне (аумақтың сол жақ шеті) және  $A$  нүктесінен  $x$  қашықтықта жататын қандайда бір  $F$  нүктесіне жапсарлас элементар аумақтан келетін толқындар арасындағы жол айырымы:

$$FE = x \sin \phi \quad \text{тең (1).}$$

Саңылаудың ортасында жататын нүкте үшін (линзаның центріне қарсы нүкте) дифракция бұрышы  $\phi=0$ . Яғни  $\phi=0$  болғанда барлық элементар аумақтардан шығарылатын толқындар  $B_\phi$  нүктеге бірдей фазада келіп жетеді. Сондықтан қорытқы толқынның амплитудасы қосылатын толқындардың амплитудаларының алгебралық қосындысына тең.

Егер

$$b \sin \varphi = \pm m \lambda$$

(2)  
болған жағдайда  $A_\phi$  амплитуда нөлге  
айналады.

(2) өрнек **ИНТЕНСИВТІК**  
**МИНИМУМДЕРІНІҢ** орнын анықтайды.



Негізгі

жарық

ағыны

$$\sin \varphi = \pm \lambda / b$$

(3)

**(орталық максимум)**

мәндерімен анықталатын аралыққа шоғырланғанымен, оның қайсыбір бөлігі бірінші (энергияның  $\sim 5\%$ ) және екінші (энергияның  $\sim 2\%$ ) максимумдар және т.т. бағыттарында таралады.

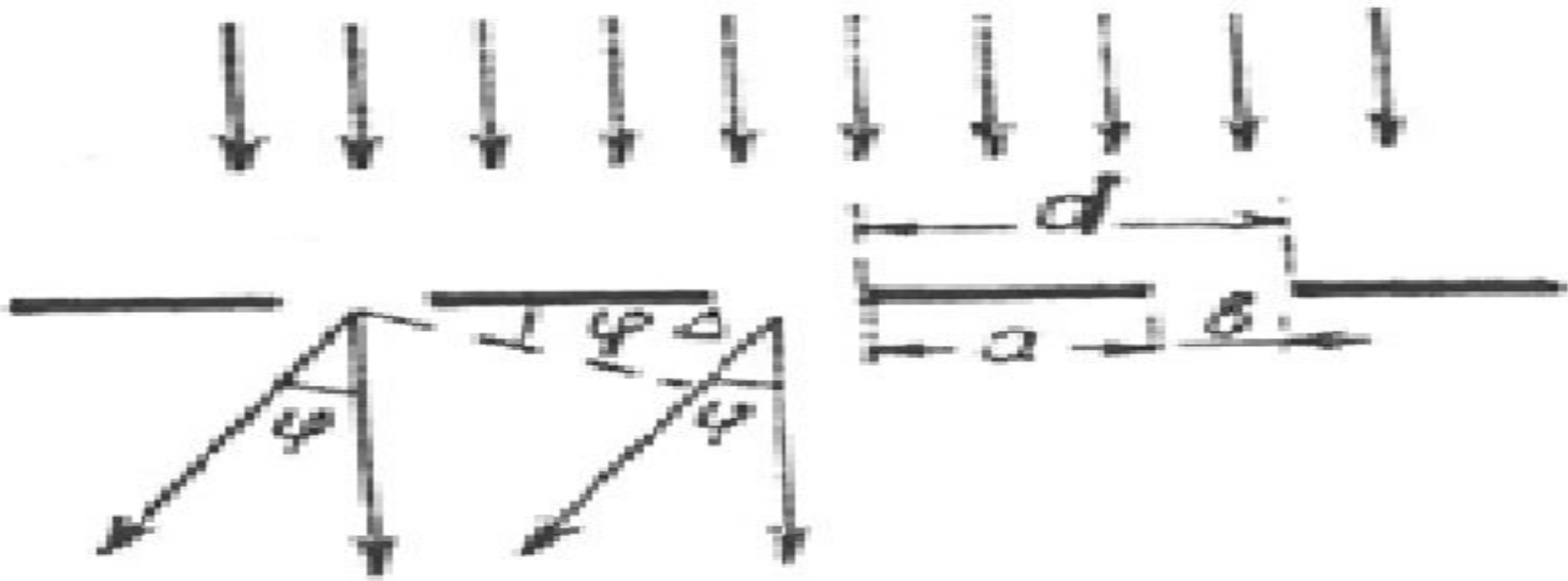
Максимумдар мен минимумдардың орны  $\lambda$  толқын ұзындығына тәуелді. Дифракциялық суреттің түрі тек монохромат жарық үшін орындалады. Ақ жарық жағдайында бірі екіншісіне қатысты  $\lambda$  толқын ұзындығының айырмашылығына сәйкес ығысқан әртүрлі түстер үшін дифракциялық суреттердің жиынтығы байқалады.

Орталық максимум ( $\phi=0$ )  
барлық толқын ұзындықтары  
үшін ортақ болады, осыдан  
дифракциялық суреттің  
центрі ақ жолақ түрінде  
шығады, мұның сол және оң  
жақтарында түрлі-түсті  
жолақтар орналасады.

**Дифракциялық тор – жарықты спектрге бөлетін және жарықтың толқын ұзындығын өлшеуге арналған спектралдық құрылғы. Бірдей дифракциялық элементтердің бір-бірінен бірдей қашықтықтарда орналасқан жиынтығы дифракциялық торды құрайды.**

Біз дифракциялық элементтері ені  $a$  мөлдір емес аралықтармен бөлінген ені  $b$  параллель саңылаулар болатын дифракциялық торды қарастырамыз.

$a + b = d$  шамасын тордың периоды немесе тұрақтысы деп атайды.  $N$  саңылаудан тұратын осындай торға жазық монохроматты толқын нормаль түсетін болсын.



Э-сурет

Барлық  $N$  саңылау жататын жазықтыққа нормальмен  $\phi$  бұрыш жасайтын бағытта таралатын жарық интенсивтігін табу керек.

Саңылаулардан шығатын толқындар когерентті болады, сондықтан бұлардың араларындағы интерференцияны ескеру керек болады.

3-суреттен екі көрші саңылаудың сәулелері арасындағы  $\Delta$  жол айырымы мынаған тең болады

$$\Delta = d \sin \varphi$$

(4)

Көп жарық шоқтарының көп саны  
интерференцияланғанда  $\Delta = \pm m \lambda$  (5)

жол айырымы пайда болады, мұндағы  
 $m=0, 1, 2, \dots$  болған жағдайда  
интенсивтіктері бірдей максимумдар  
қатары пайда болады. (4) қатынасынан

$$d \sin \varphi = \pm m \lambda \quad (6)$$

шартын қанағаттандыратын  $\phi$  бұрышы  
мәндері жағдайында максимумдар  
қатары пайда болады.



Егер тордағы саңылаулар саны  $N$ -ге тең болса, онда бас максимумдар араларына  $N-1$  минимумдер орналасатын болады. Осы минимумдер орындарын мына шарт анықтайды:

$$d \sin \varphi = \pm m\lambda / N \quad (7)$$

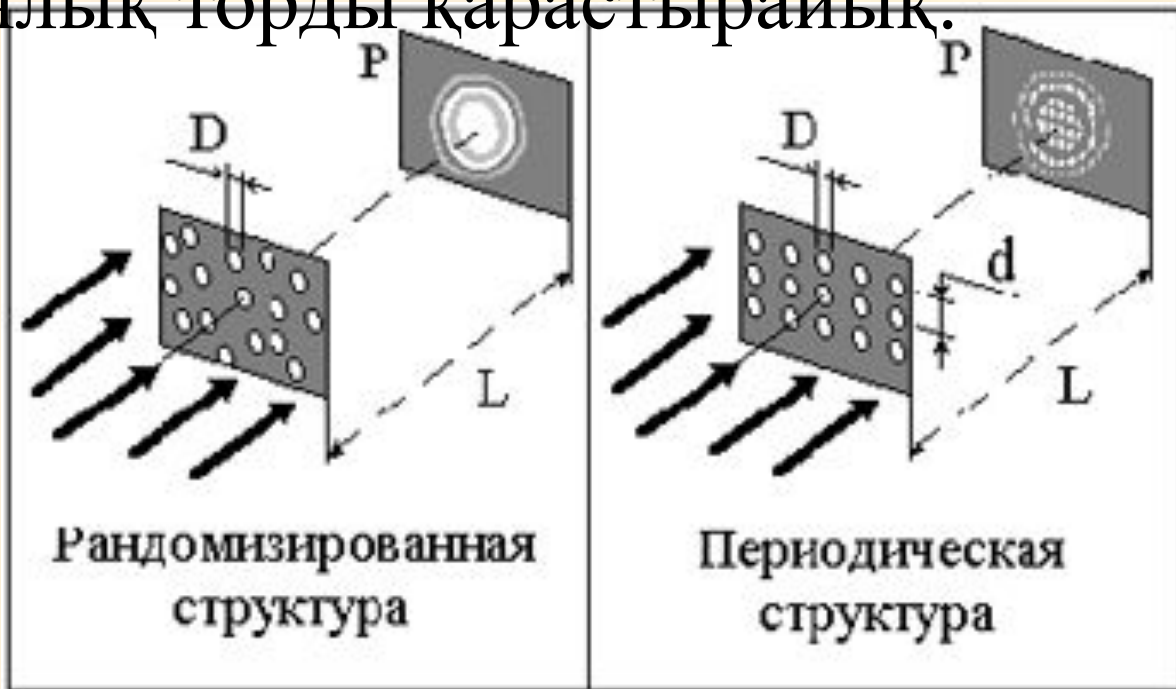
мұндағы  $m=1, 2, 3$

Осы минимумдер бір саңылаудан алынатын

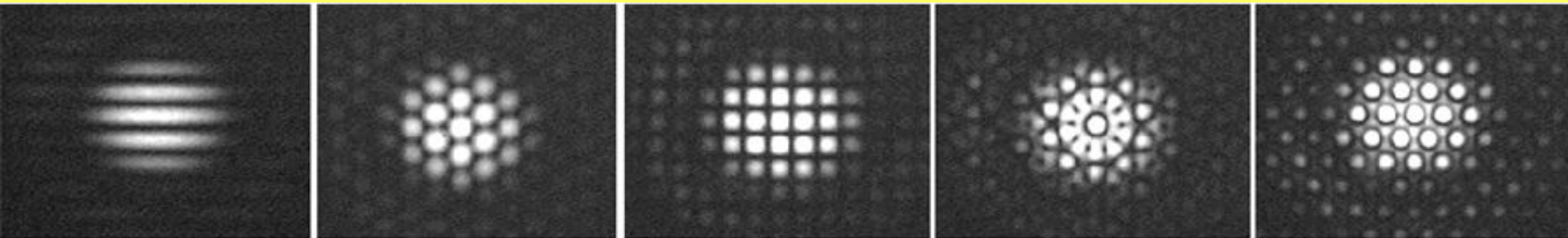
$$b \sin \varphi = \pm m \lambda, \quad m = 1, 2, \dots$$

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.

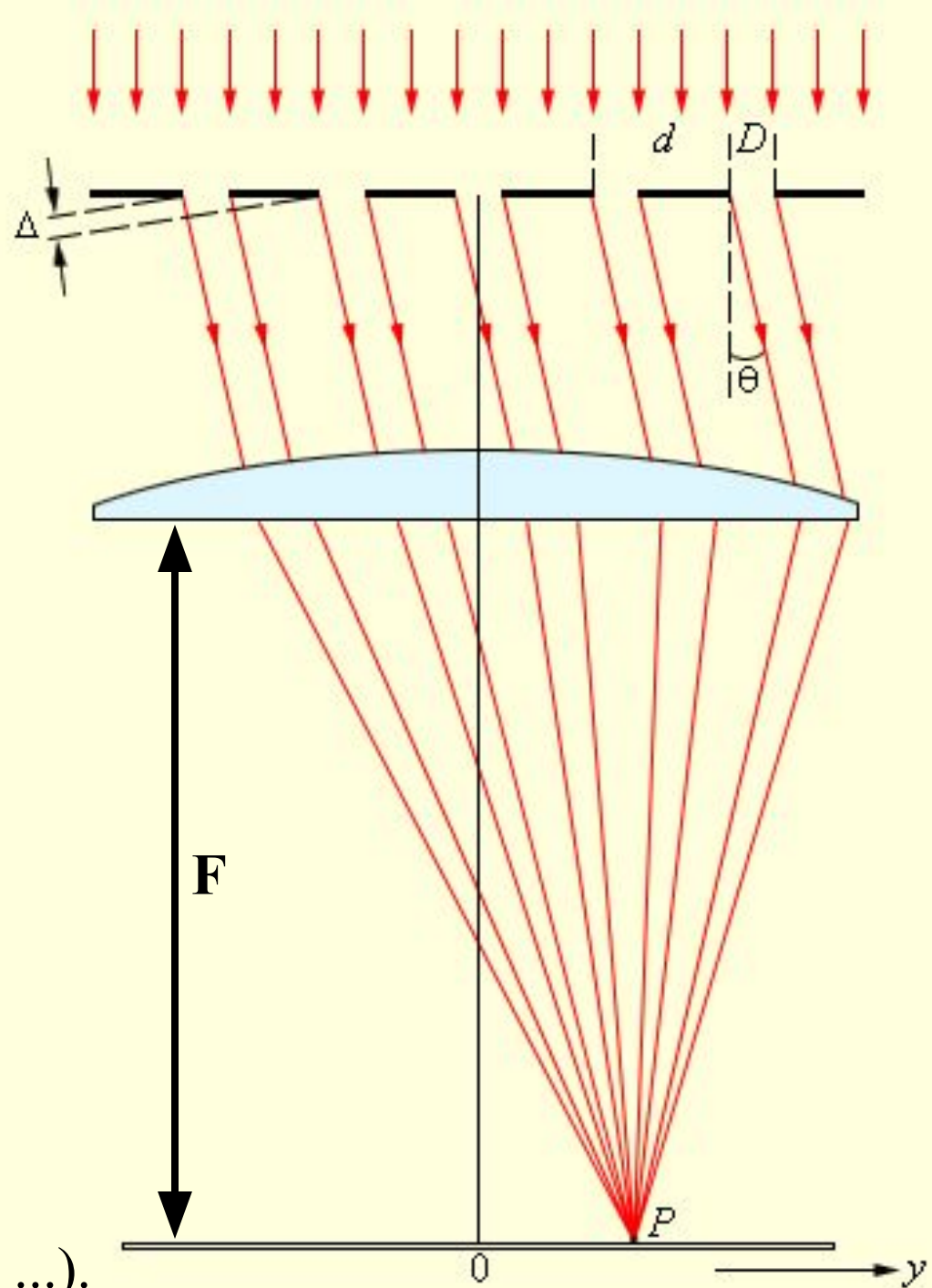


Повторяющиеся элементы



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 параллель және түсу бағытына  $\theta$  бұрышпен қозғалған сәулелер жиналады.  $P$  нүктесіндегі сәулелер екінші ретін 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.

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



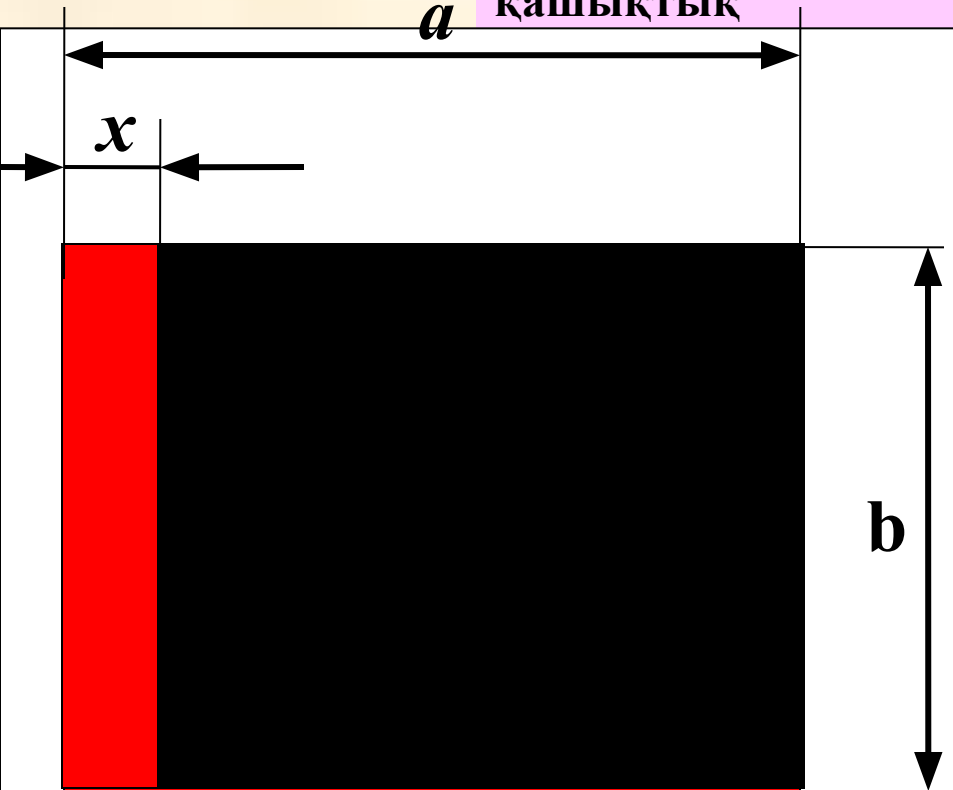
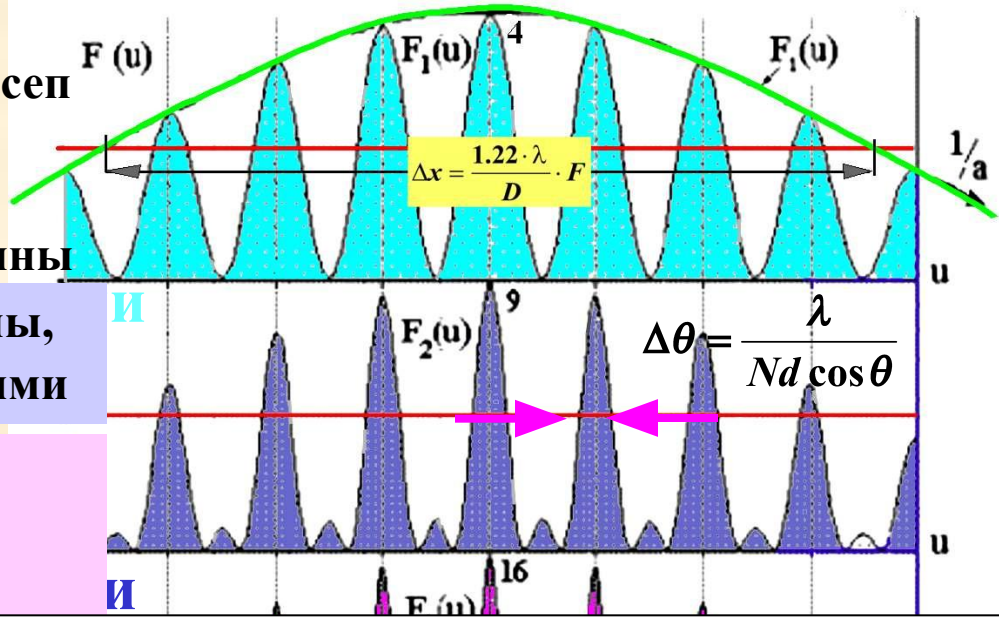
Максимум шартымен анықталатын бағытта интенсивтігі  $N^2$  максимумдар есеп өсетін интенсив-ности света в определенных направлениях с одновременным сужением угловой ширины

этих  $d \sin \theta = m \lambda$

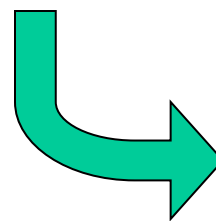
Направления на максимумы,  $d$  – расстояние между щелями

$\partial m = 1 = \frac{d \cdot \cos \theta \cdot \partial \theta}{\lambda}$

Екі максимум арасындағы қашықтық



$n \cdot I \cdot a \cdot b = n^2 \cdot I \cdot x \cdot b$



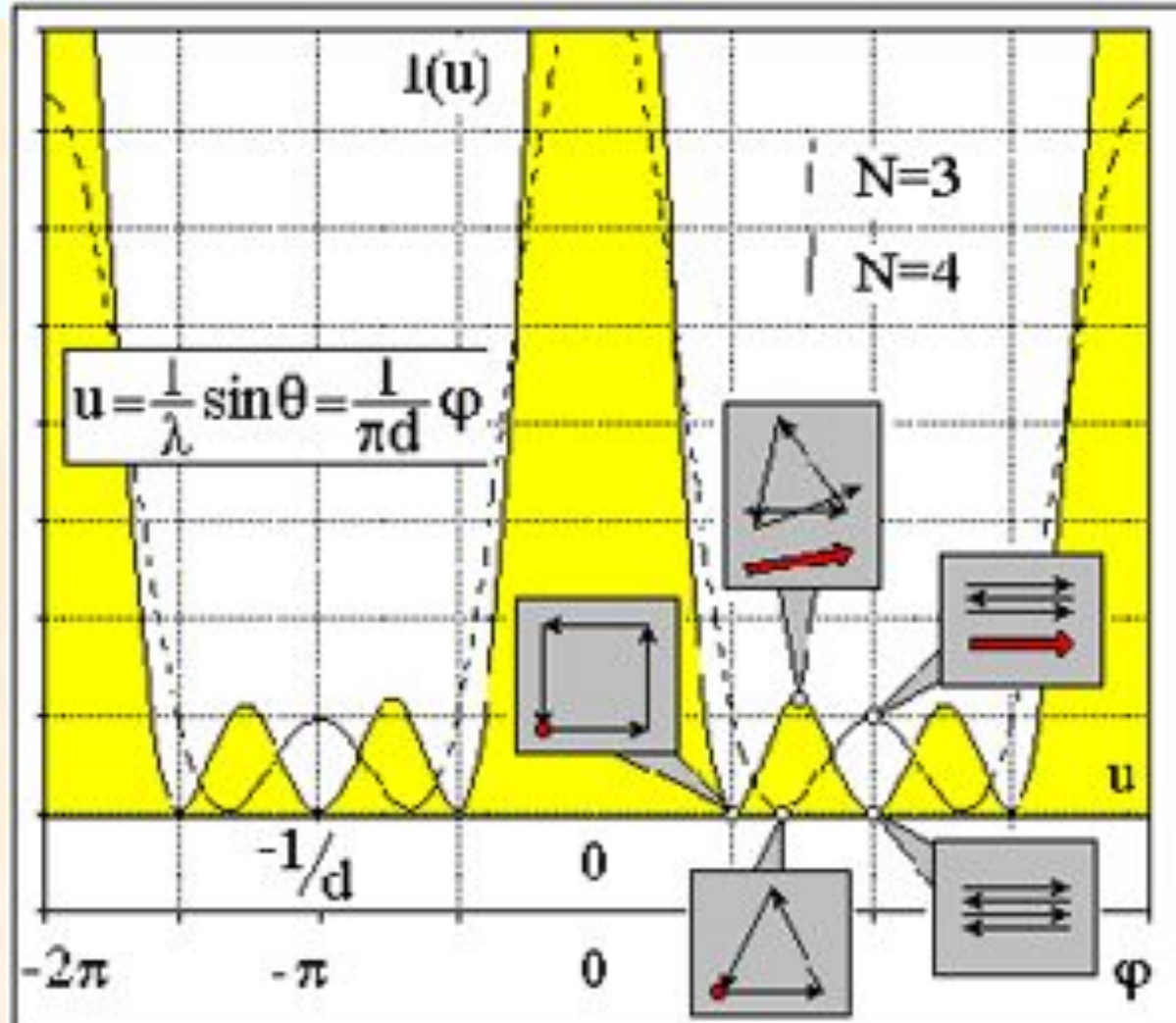
$x = \frac{a}{n}$





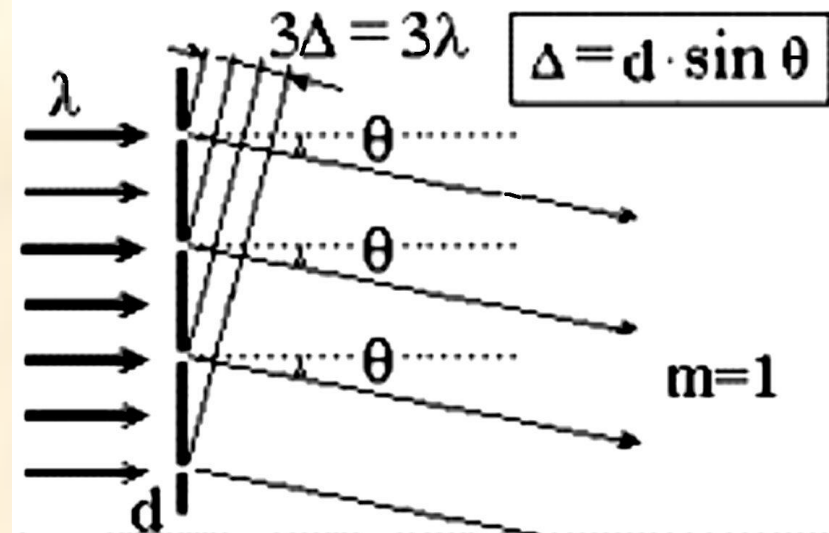
В каждой точке экрана производится суммирование развернутых на один и тот же угол векторов одинаковой длины.

**Фазовые диаграммы** помогают понять, как при конечном числе щелей появляются побочные максимумы. Решетка из  $N$  щелей создает в промежутках между главными максимумами  $(N-1)$  минимум освещенности и  $(N-2)$  побочных максимума. Относительная интенсивность дополнительных максимумов резко падает с ростом числа щелей, и в практически важных случаях их наличием можно пренебречь.



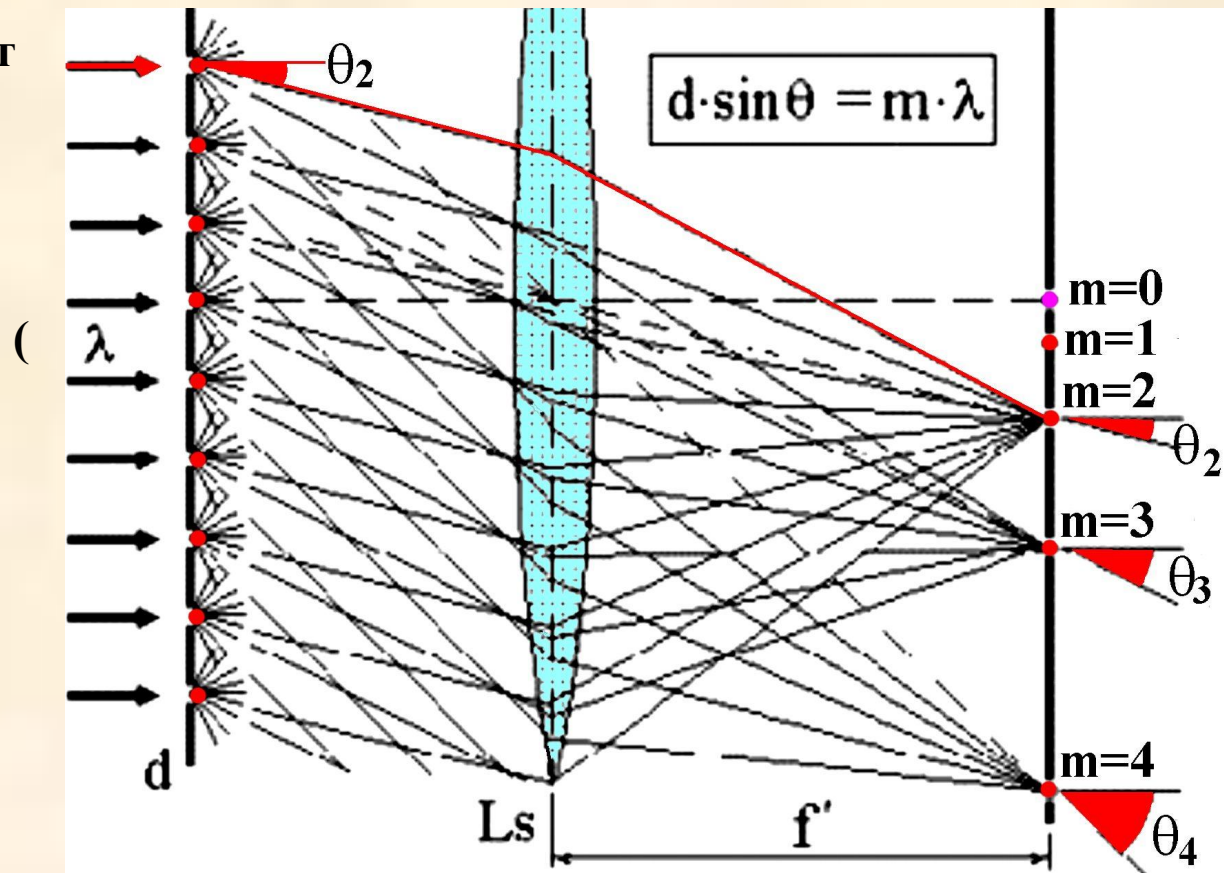
## Порядок дифракции

Число  $m$  называют дифракционным порядком (или порядком спектра), при этом угловые положения всех дифракционных порядков начиная с первого зависят от длины волны (являются хроматическими). Центральный максимум, соответствующий  $m=0$  (нулевой порядок), является ахроматическим и общим для всех длин волн.



\*Решетка с периодом  $d$  создает конечное число главных максимумов, т.е. для каждой решетки существует максимальное значение дифракционного порядка при  $\sin \theta = 1$  целочисленное  $m$  не может быть больше  $m_{\max} = d/\lambda$ , а общее число главных максимумов равно  $2m_{\max} + 1$ .

$$m = \frac{d \cdot \sin \theta}{\lambda}$$

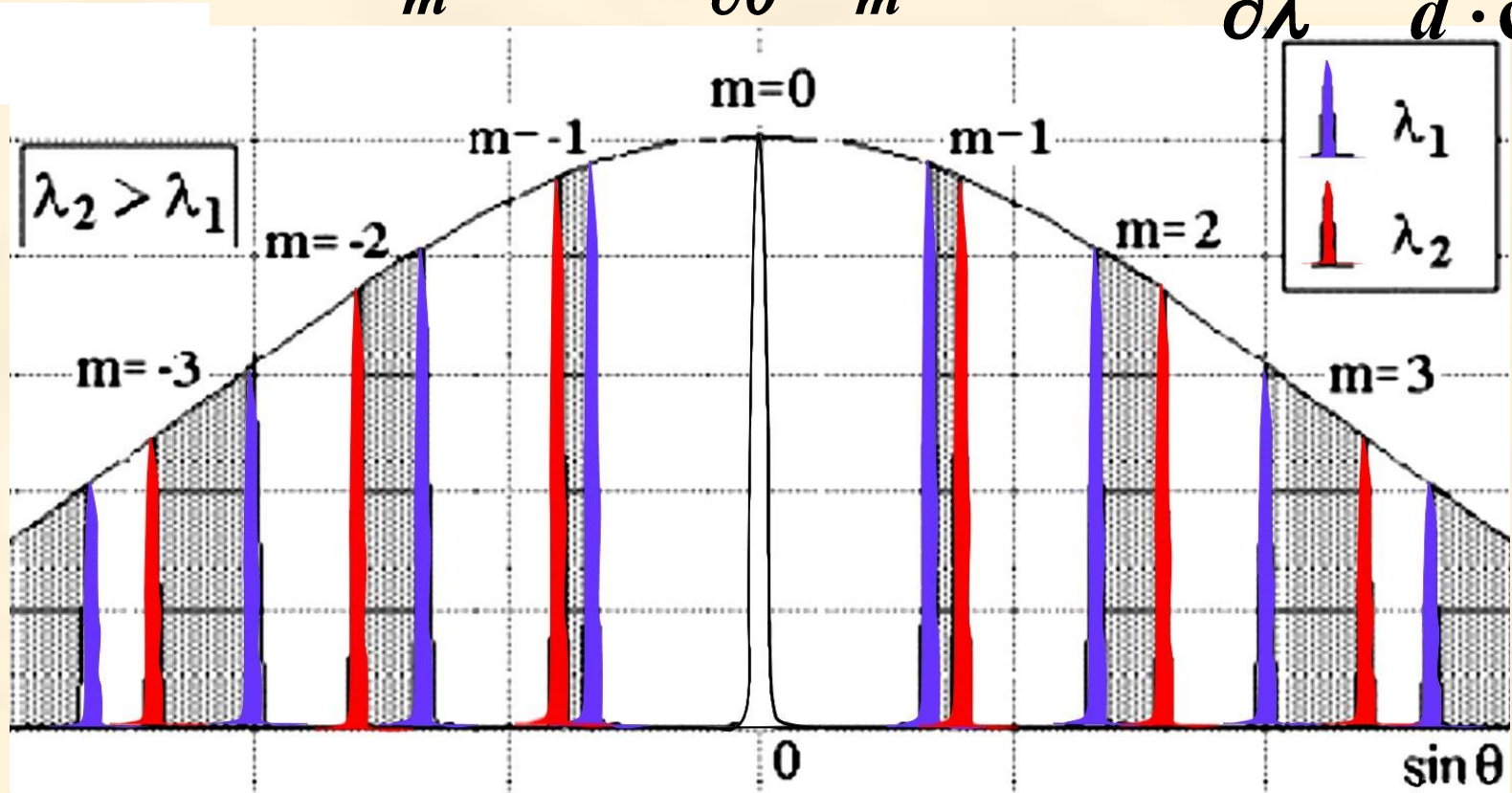


Дифракционные решетки обладают диспергирующими свойствами, разводя лучи, соответствующие различным длинам волн, в различных направлениях. Этому способствует угловая зависимость главных максимумов: **чем больше длина волны излучения, тем больше угол дифракции, соответствующий данному порядку  $m$ .**

Угловая дисперсия  $D$  дифракционной решетки определяется как отношение приращения угла дифракции к приращению длины волны. Находится дифференцированием условия главных максимумов; прямо пропорциональна порядку спектра  $m$ .

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

Д  
И  
С  
П  
Е  
Р  
С  
И  
Я



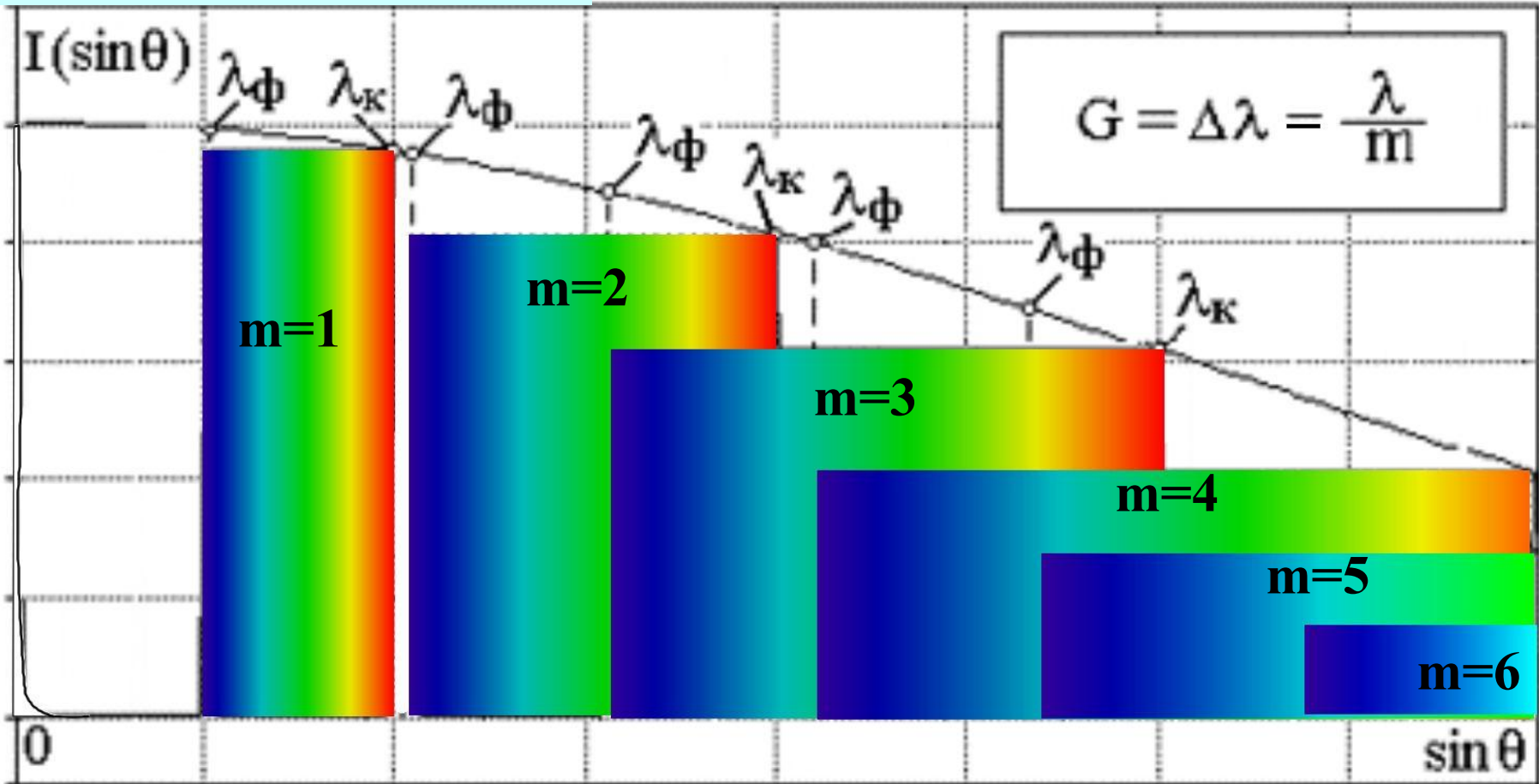


**Разрешающая способность**  $R$  обусловлена угловой шириной главного максимума и определяет возможность раздельного наблюдения двух близких спектральных линий; возрастает с ростом  $m$ .

Дисперсионная область  $G$  определяет для каждого порядка спектральный диапазон, свободный от перекрытия спектров; резко сужается с ростом  $m$ .

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

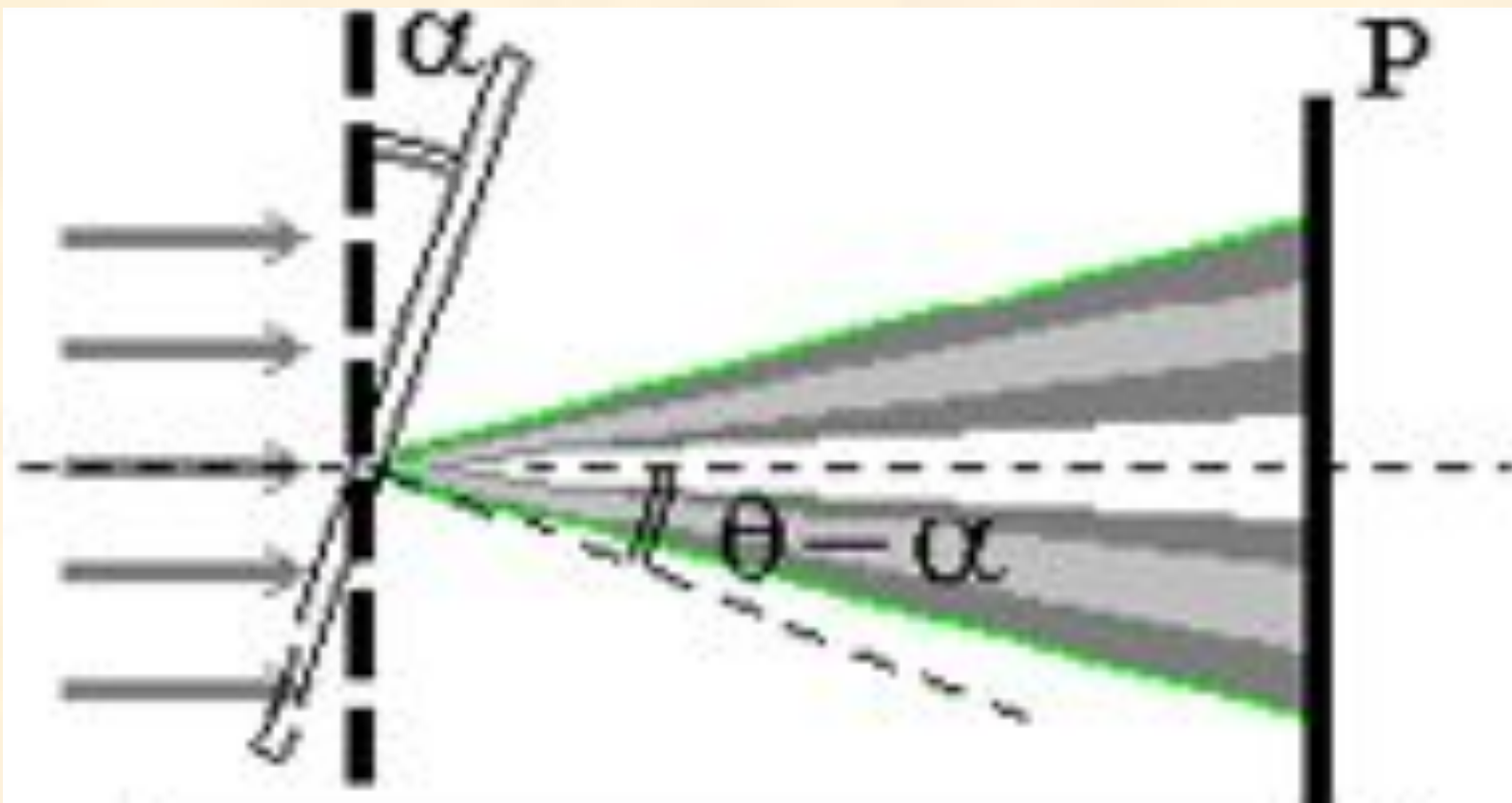
$$m \cdot (\lambda + \Delta\lambda) = (m + 1) \cdot \lambda \rightarrow G = \Delta\lambda = \frac{\lambda}{m}$$



## Наклонное падение света

В случае наклонного падения света на дифракционную решетку происходит увеличение углов дифракции, соответствующих главным максимумам всех порядков. На пути световой волны предстает решетка с уменьшенным эффективным значением периода  $d$ : проекция ширины щели и периода решетки на нормаль к направлению падающего света уменьшается в  $\cos\alpha$  раз. Математически в выражение для оптической разности хода включается дополнительный отрезок  $d \cdot \sin\alpha$ .

$$d(\sin\theta - \sin\alpha) = m \cdot \lambda$$



# Фазовые решётки



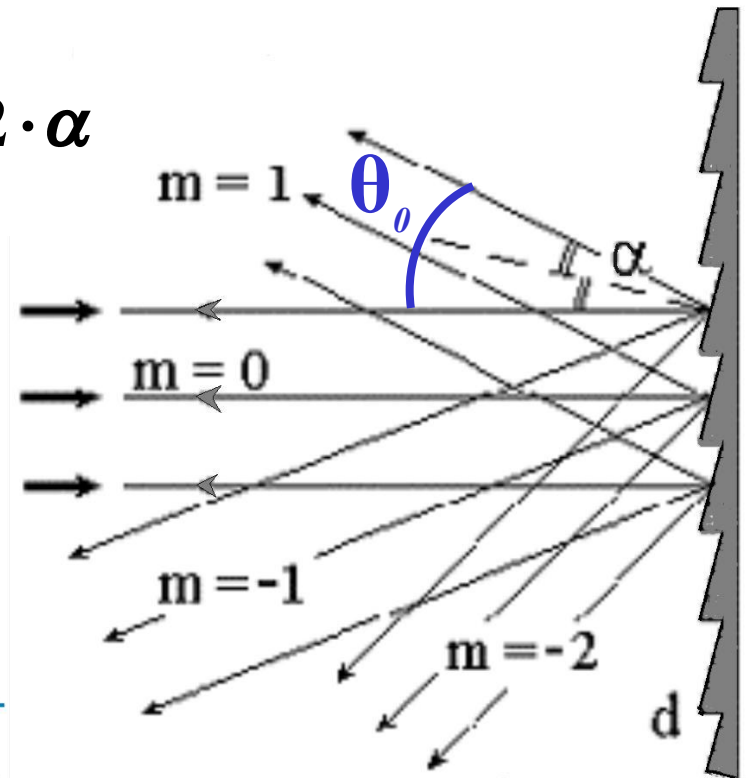
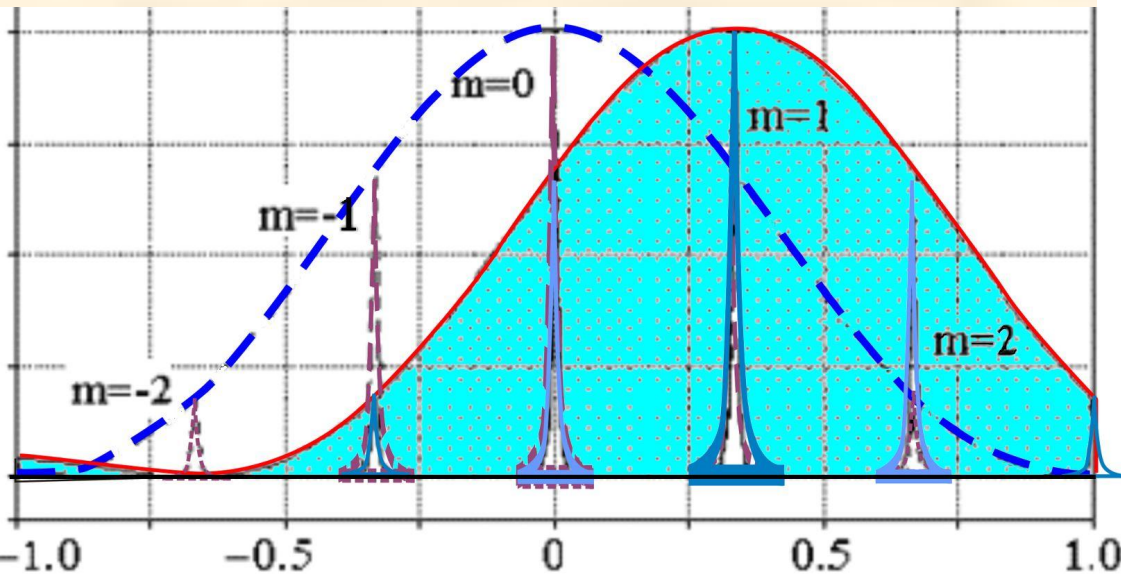
Помимо амплитудных решеток, работающих на пропускание или отражение, существуют т.н. фазовые или профилированные решетки, позволяющие сконцентрировать максимум световой энергии в требуемом ненулевом порядке. Для отражательных решеток это достигается выбором угла блеска  $\alpha$ .

Чтобы максимум световой энергии у фазовой отражательной решётки сосредоточить в первом порядке, необходимо выполнить условия:

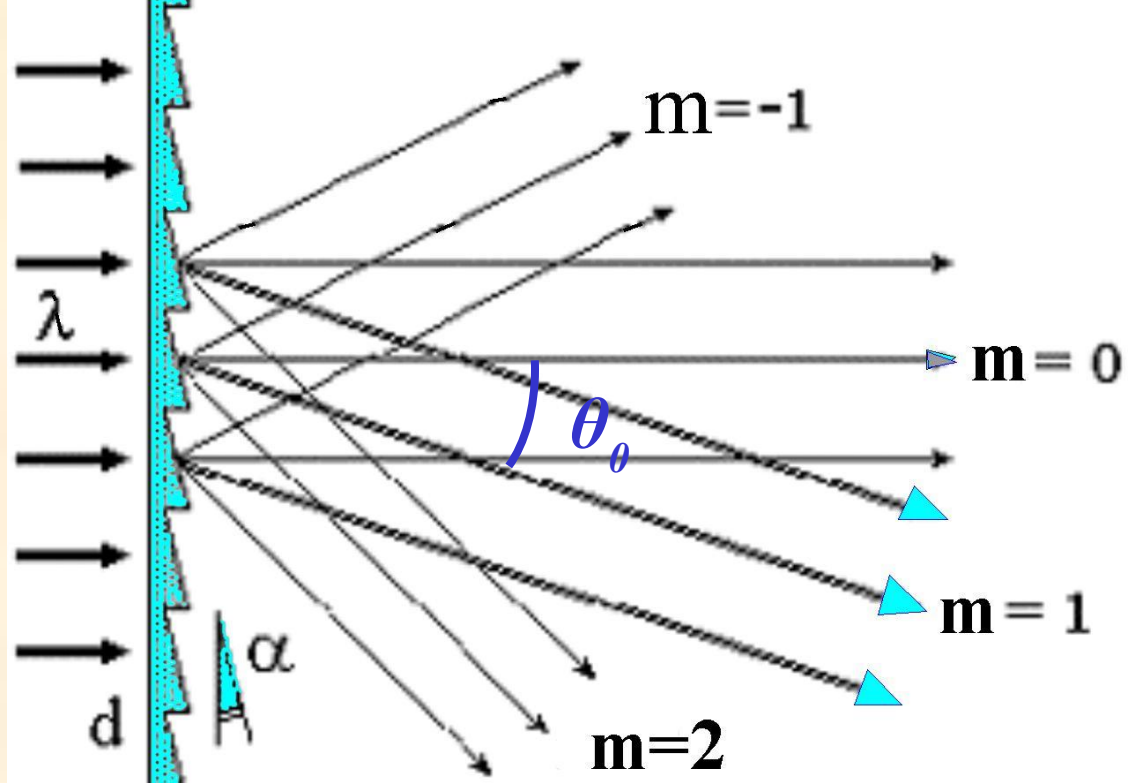
$$d \cdot \sin \theta_0 = \lambda \quad \theta_0 = 2 \cdot \alpha$$

Во втором порядке:

$$d \cdot \sin \theta_0 = 2 \cdot \lambda \quad \theta_0 = 2 \cdot \alpha$$

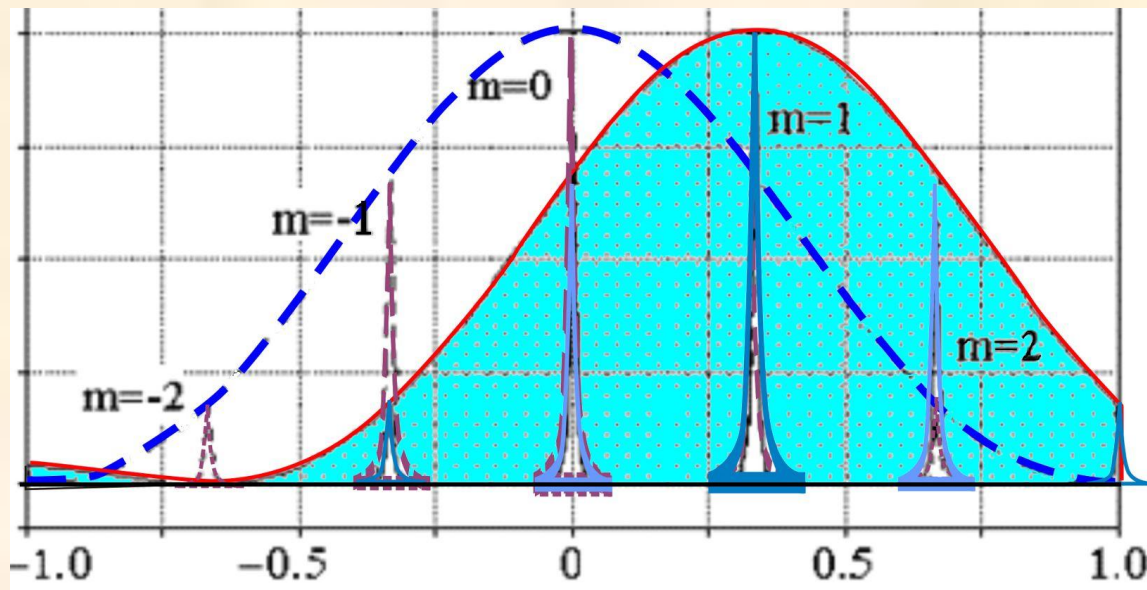


Прозрачные фазовые решетки создаются путем нанесения треугольного профиля, образующего на поверхности систему микропризм. Если шаг профиля (период решетки) согласован с углом  $\alpha$  и показателем преломления материала  $n$ , то основной по интенсивности пучок, преломляясь на микропризмах, распространяется в направлении максимума желательного хроматического порядка. На практике используют не сами гравированные матрицы, а отпечатки с них, т.н. реплики.



$$\theta_0 = (n - 1) \cdot \alpha$$

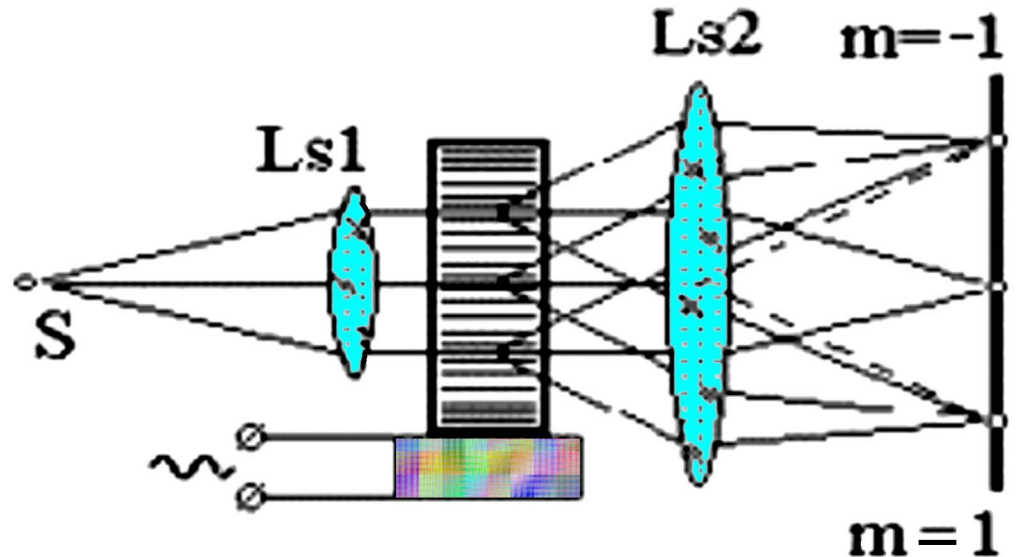
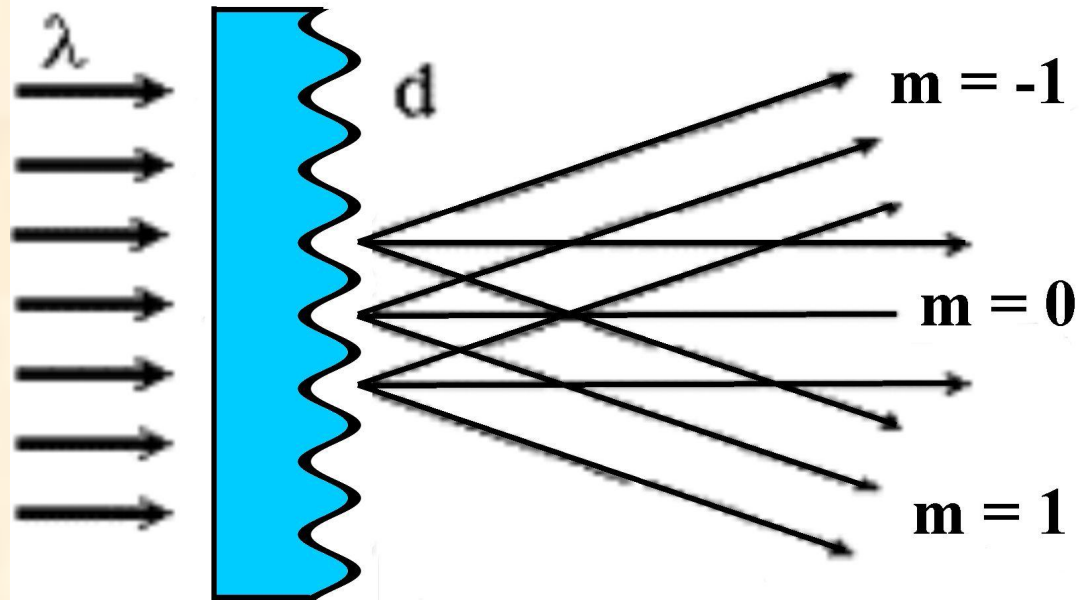
$$d \cdot \sin \theta_0 = \lambda$$



Особое значение имеет дифракция на периодической структуре, в которой пространственная модуляция амплитуды или фазы является гармонической. Это возможно как в системах с периодически меняющейся прозрачностью (степенью почернения), так и в случаях синусоидального изменения толщины или показателя преломления. Поскольку в объекте присутствует только одна пространственная частота, то падающий свет разбивается всего на три пучка: один центральный нулевого порядка (свет, прошедший без дифракции) и два дифракционных максимума первого порядка. Характерным примером такого поведения световой волны является дифракция на ультразвуковых волнах и голограмме.

Синусоидальная решётка

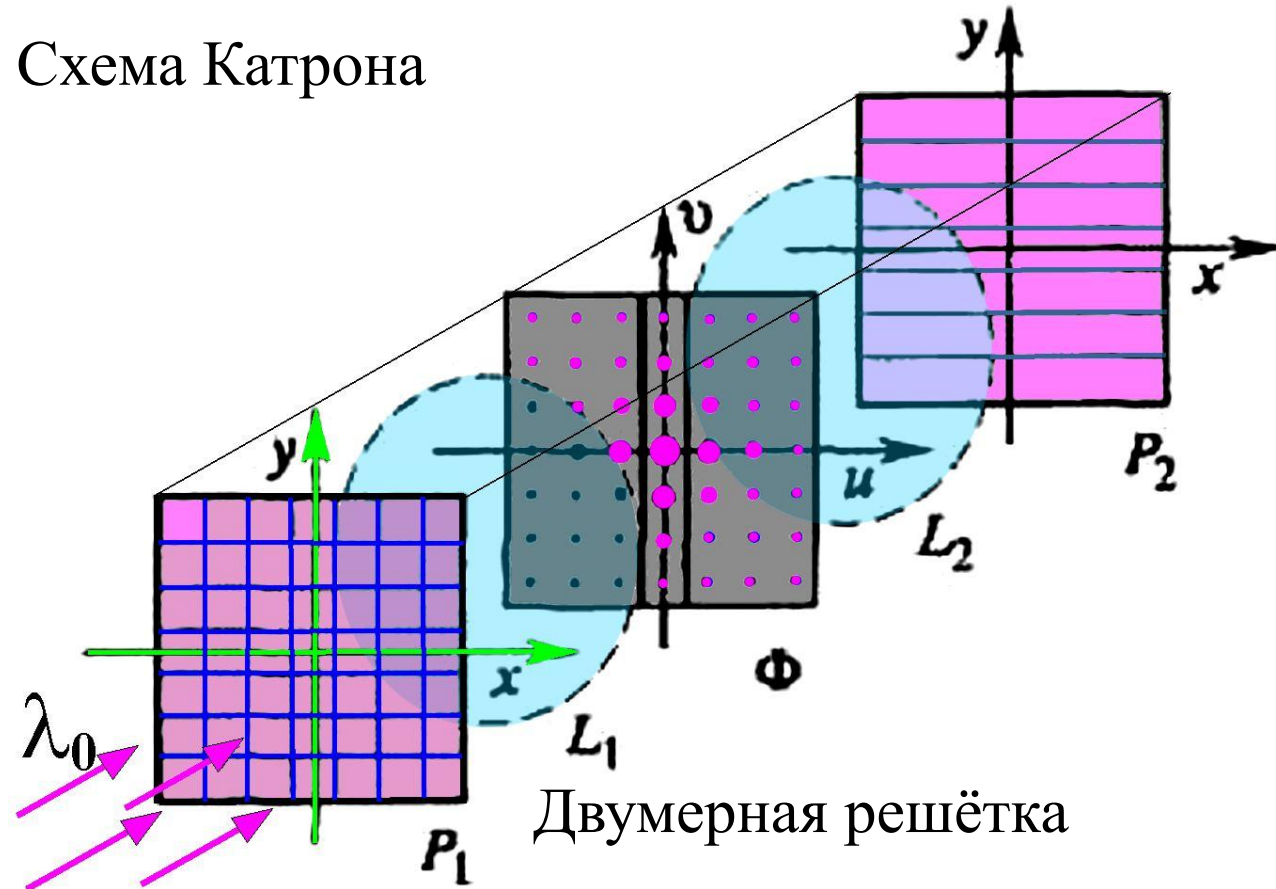
$$d \cdot \sin \theta = \pm \lambda$$



Если использовать двумерную решетку в качестве предмета  $P_1$  для построения изображения с помощью оптической системы  $Ls$ , то в плоскости ее фурье-образа  $\Phi$  будет наблюдаться двумерная дифракционная картина, а в сопряженной плоскости - результат обратного пространственного преобразования Фурье - изображение исходной решетки  $P_2$ . Разместив в фурье-плоскости маску в виде вертикальной щели, мы будем наблюдать исчезновение вертикальных штрихов и сохранение системы горизонтальных линий.

Для двумерной дифракционной решетки в двух ортогональных плоскостях образуются системы главных дифракционных максимумов, угловые положения которых определяются соответствующими периодами по осям  $X$  и  $Y$ . Кроме расположенного вдоль осей наиболее яркого креста по плоскости наблюдаются максимумы меньшей интенсивности, отвечающие перекрестным произведениям Фурье-образов обеих решеток.

Схема Катрона



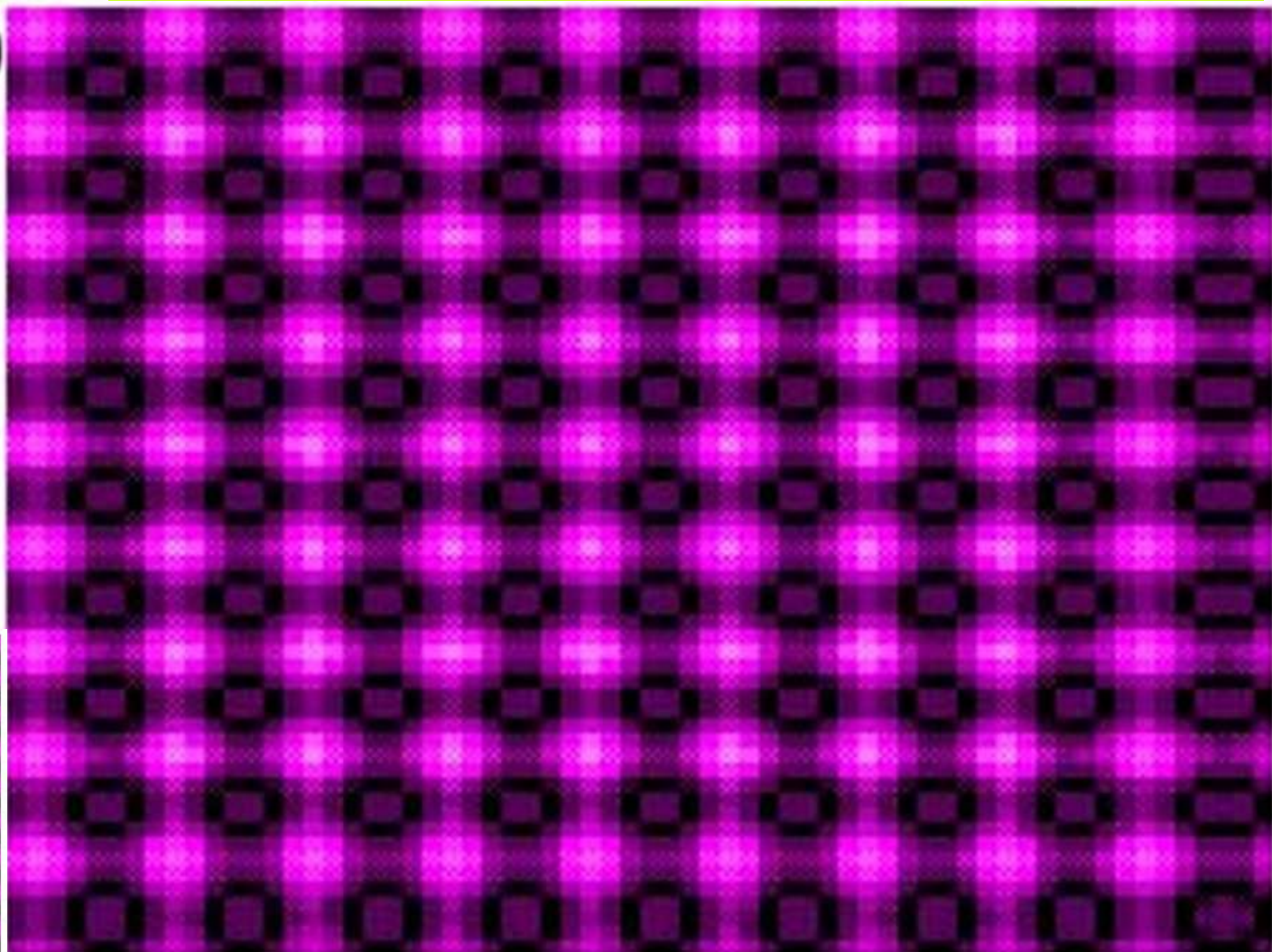
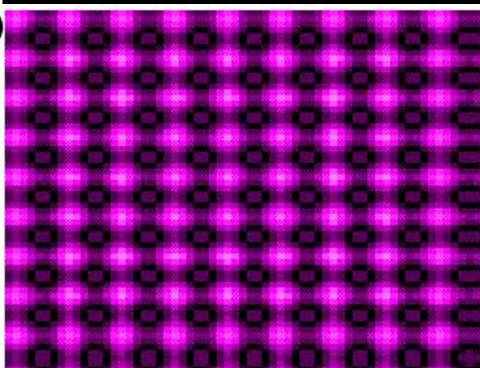
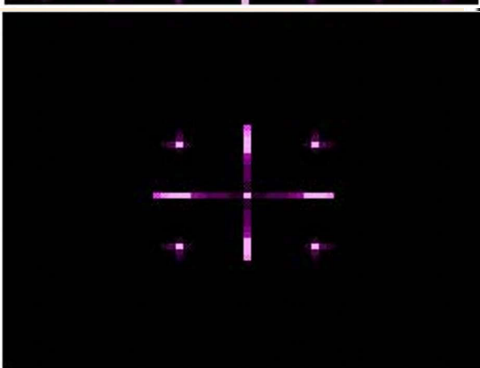
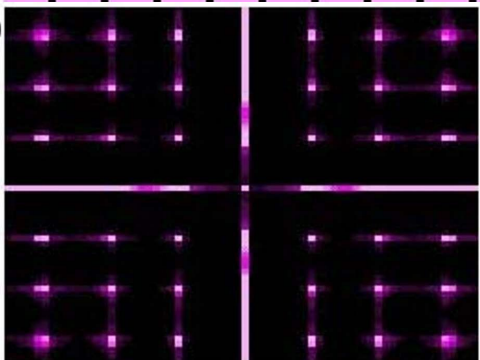
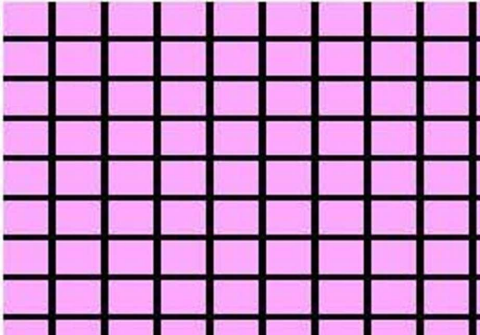


1. Объект-двумерная решетка

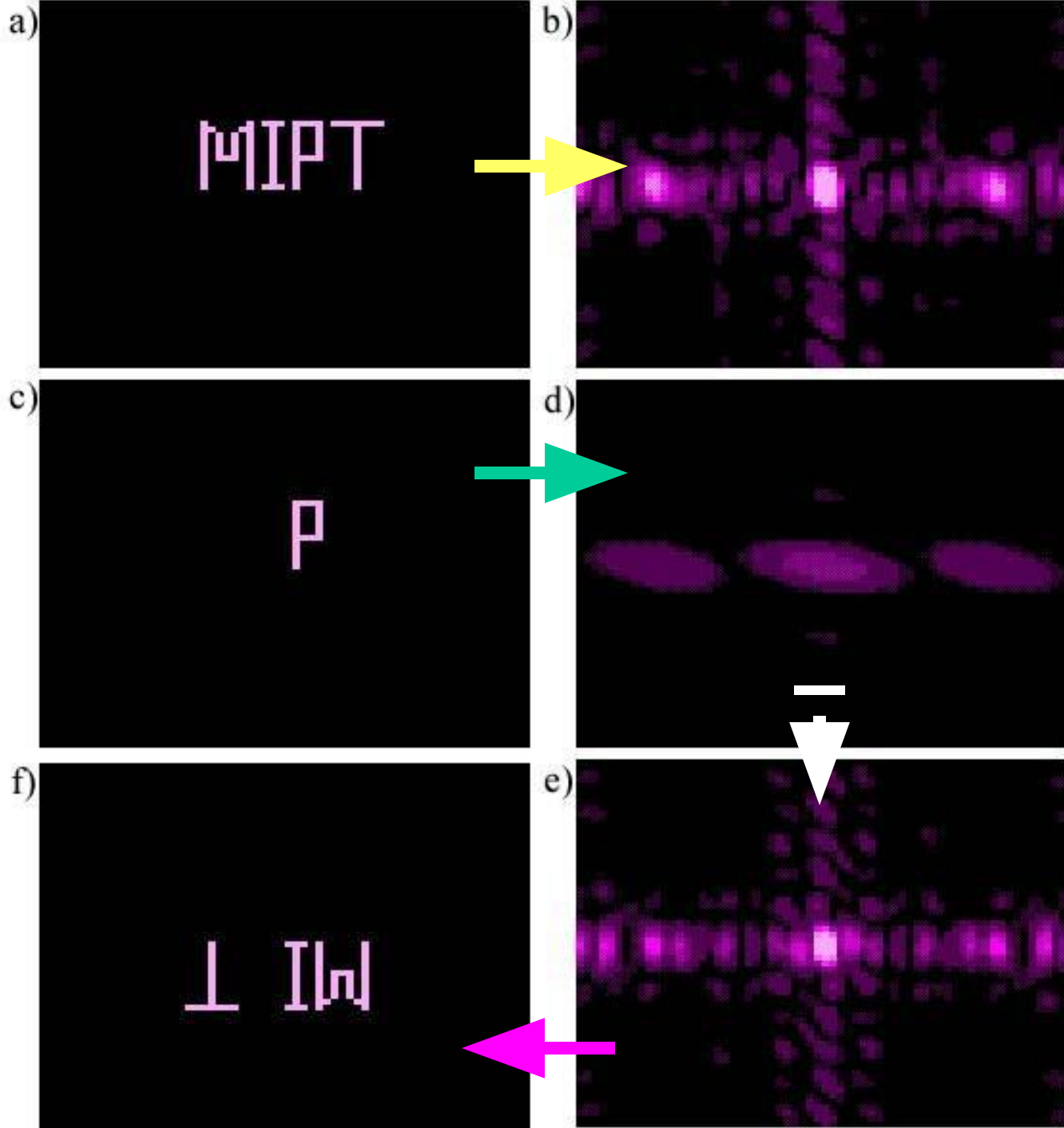
2. Фурье-образ объекта

3. Квадратная диафрагма в Фурье-плоскости объекта

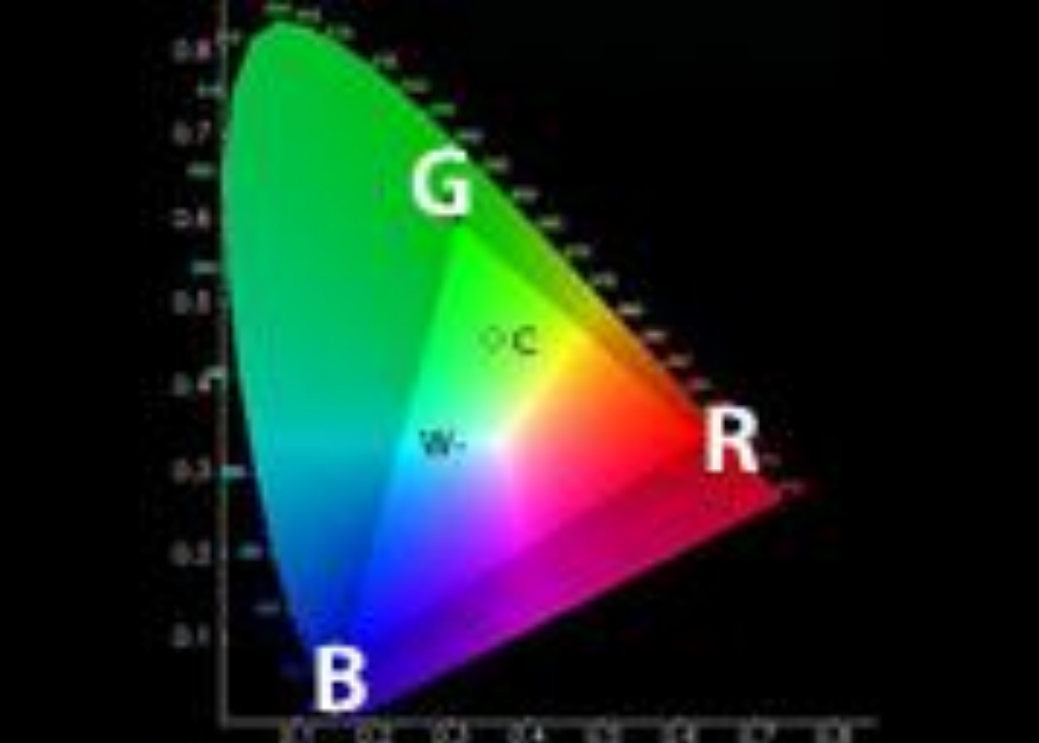
4. Восстановленное изображение объекта.



- a) объект MIPT  
(MIPT-Moscow Institute  
of Physics and  
Technology);
- b) его Фурье-образ;
- c) объект - буква Р;
- d) его Фурье-образ;
- e) результат вычитания  
Ф-образов b) и d);
- f) восстановленное  
изображение.







Каждый пиксель в новом дисплее должен представлять собой микроскопическую дифракционную решётку, проходя через которую белый цвет разлагается на радугу.

Дифракционные решётки здесь должны быть сделаны из искусственных мускулов. При приложении напряжения они будут сокращаться, меняя шаг решётки и, следовательно, угол дифракции (нижний рисунок).



Пропуская же полученную радугу через фиксированное микроскопическое отверстие, можно выпускать наружу только цвет определённой длины волны.