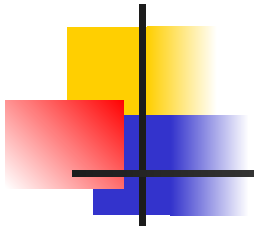
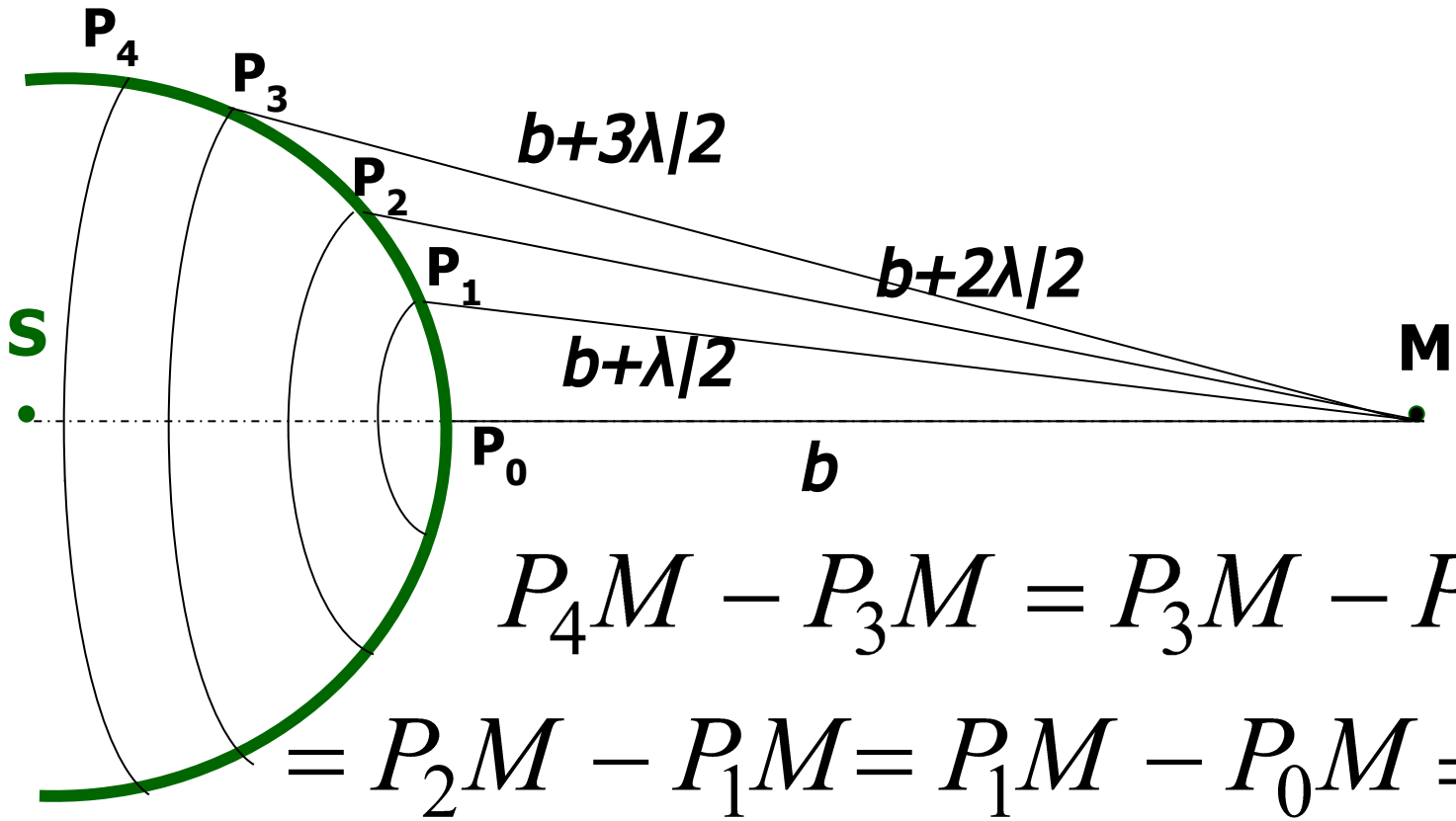


МЕТОД ЗОН ФРЕНЕЛЯ

Разобьем волновой фронт на зоны так, чтобы расстояния от краев зоны до точки наблюдения отличались на λ/2



$$P_4M - P_3M = P_3M - P_2M = P_2M - P_1M = P_1M - P_0M = \frac{\lambda}{2}$$

- Колебания от соседних зон приходят в точку М в противофазе

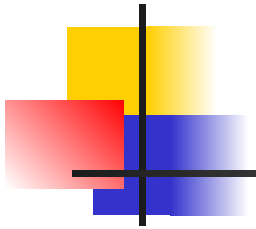
$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 \pm \square$$

A_i - амплитуда i зоны

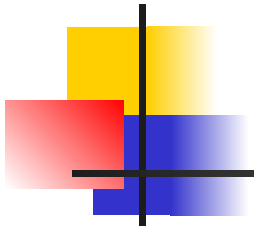
$$A_m = \frac{A_{m-1} + A_{m+1}}{2} \qquad A_2 = \frac{A_1 + A_3}{2}$$

$$A = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \left(\frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2} \right) +$$

$$+ \square + \frac{A_m}{2} \approx \frac{A_1}{2}$$



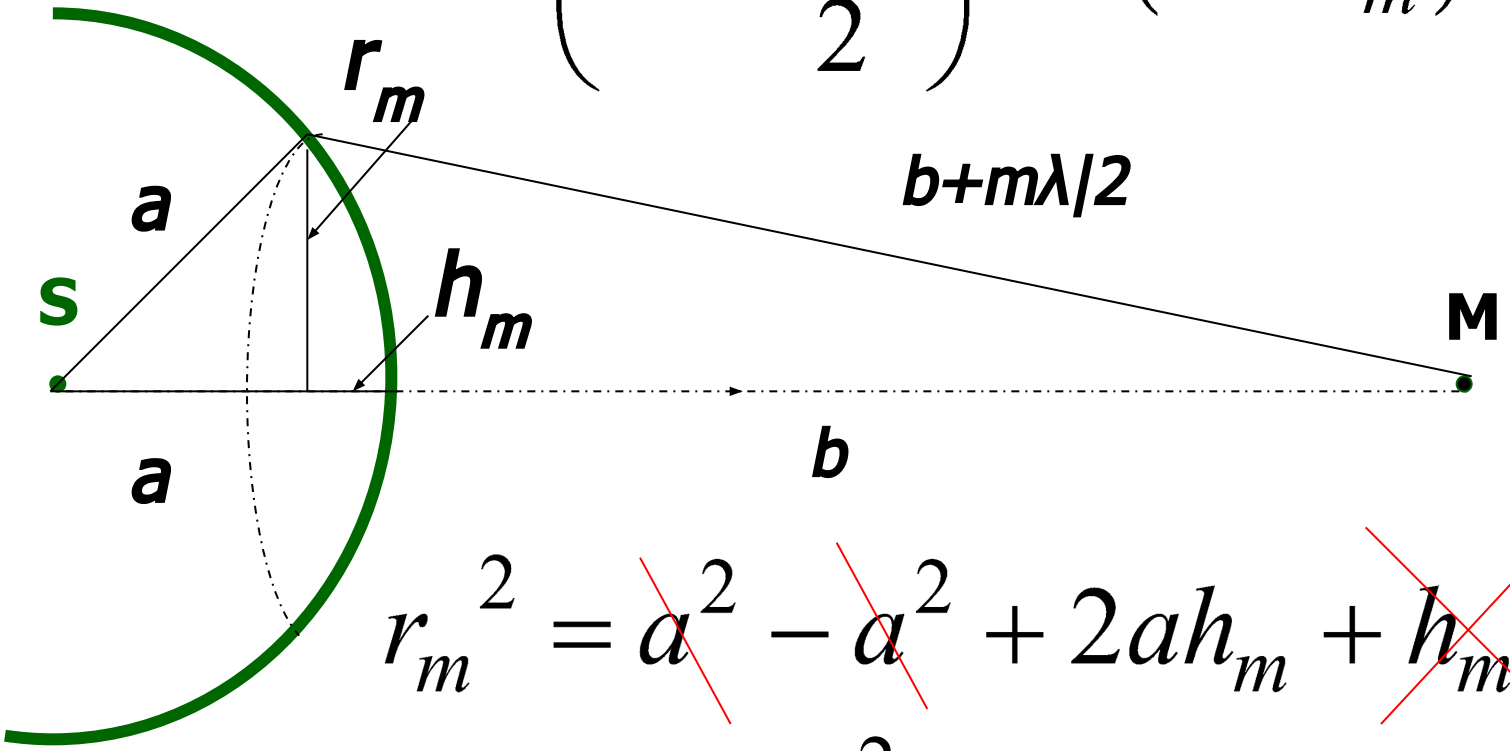
- Амплитуда, создаваемая в точке М сферической волновой поверхностью, равна половине амплитуды, создаваемой одной центральной зоной



- Найдем радиусы зон Френеля

$$r_m^2 = a^2 - (a - h_m)^2 =$$

$$= \left(b + \frac{m\lambda}{2}\right)^2 - (b + h_m)^2$$



$$r_m^2 = \cancel{a^2} - \cancel{a^2} + 2ah_m + \cancel{h_m^2} =$$

$$r_m^2 = 2ah_m$$

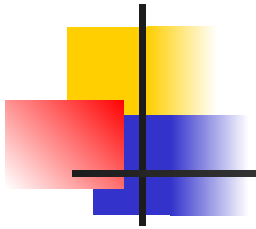
$$a^2 - a^2 + 2ah_m - h_m^{\,2} =$$

$$= b^2 + 2bm\frac{\lambda}{2} + \left(\frac{m\lambda}{2}\right)^2 - b^2 - 2bh_m - h_m^{\,2}$$

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

$$r_m^{\,2} = 2ah_m = \frac{2a\lambda bm}{2(a+b)} \qquad r_m = \sqrt{\frac{ab}{(a+b)}\lambda m}$$

радиус внешней границы *m* зоны Френеля



- ***a – расстояние от источника до волновой поверхности***
- ***b - расстояние от волновой поверхности до точки наблюдения***

ПРИМЕР

$$a = b = 10 \text{ см} \quad \lambda = 0{,}5 \text{ мкм}$$

$$r_1 = 0{,}158 \text{ мм}$$

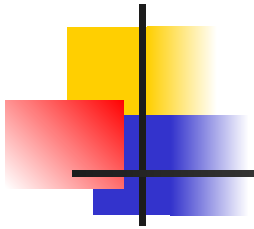
Распространение света от источника S к точке M
происходит так, будто свет распространяется
вдоль очень узкого канала, т.е
ПРЯМОЛИНЕЙНО

Принцип Гюйгенса-Френеля объясняет прямолинейное распространение света

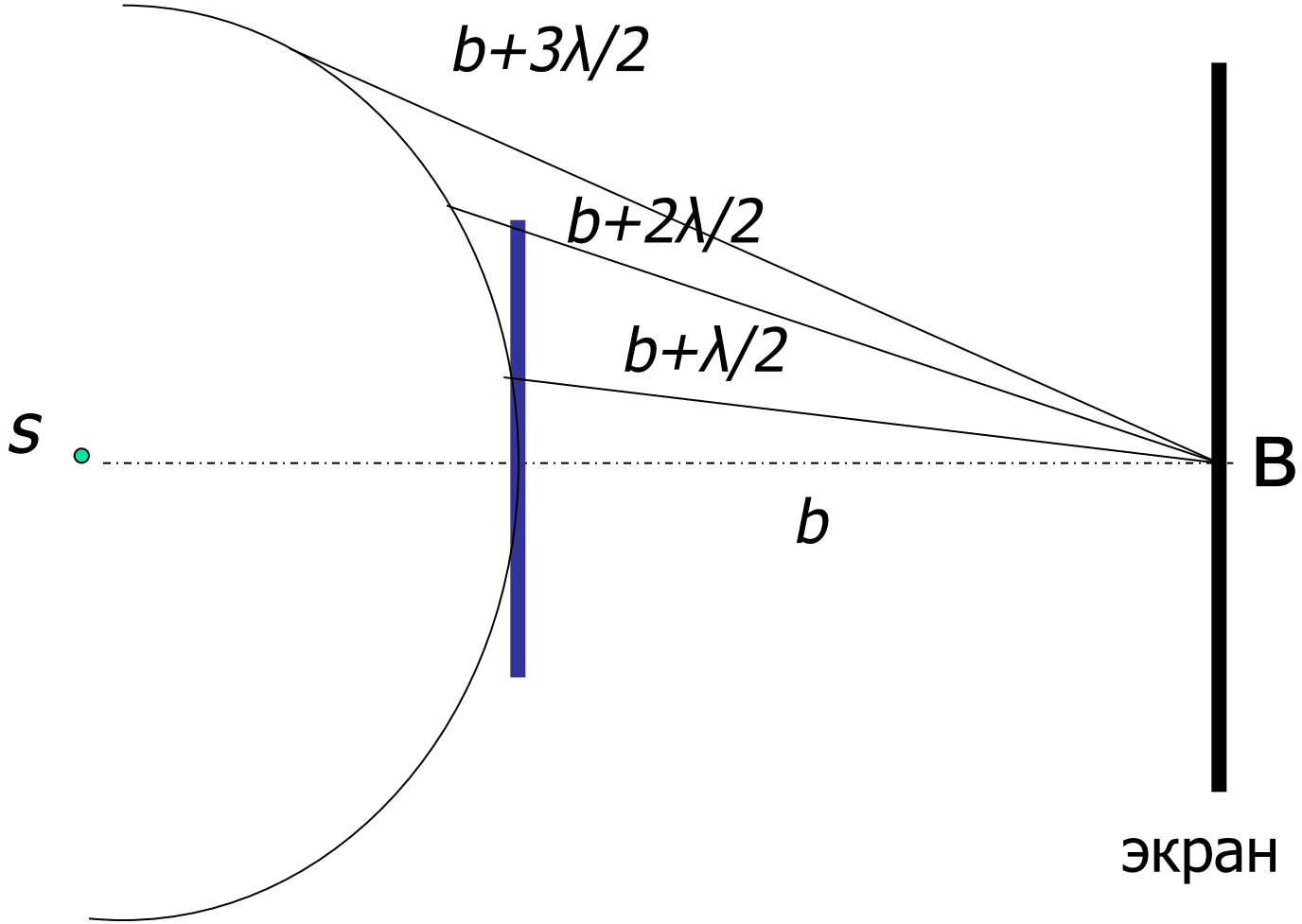
- Если источник света находится на бесконечности (плоская волна)

$$a = \infty$$

$$r_m = \sqrt{bm\lambda}$$



Дифракция на круглом диске


b+3λ/2
b+2λ/2
b+λ/2
S
B
b
экран

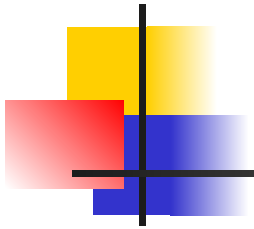
- Пусть диск закрывает *m* зон Френеля

$$A = A_{m+1} - A_{m+2} + A_{m+3} + \square = $$

$$= \frac{A_{m+1}}{2} + \left(\frac{A_{m+1}}{2} - A_{m+2} + \frac{A_{m+3}}{2} \right) + \square$$

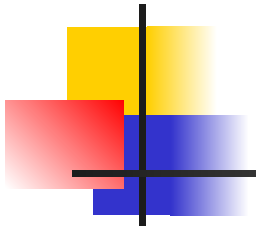
$$= \frac{A_{m+1}}{2}$$

В точке В наблюдается светлое пятно

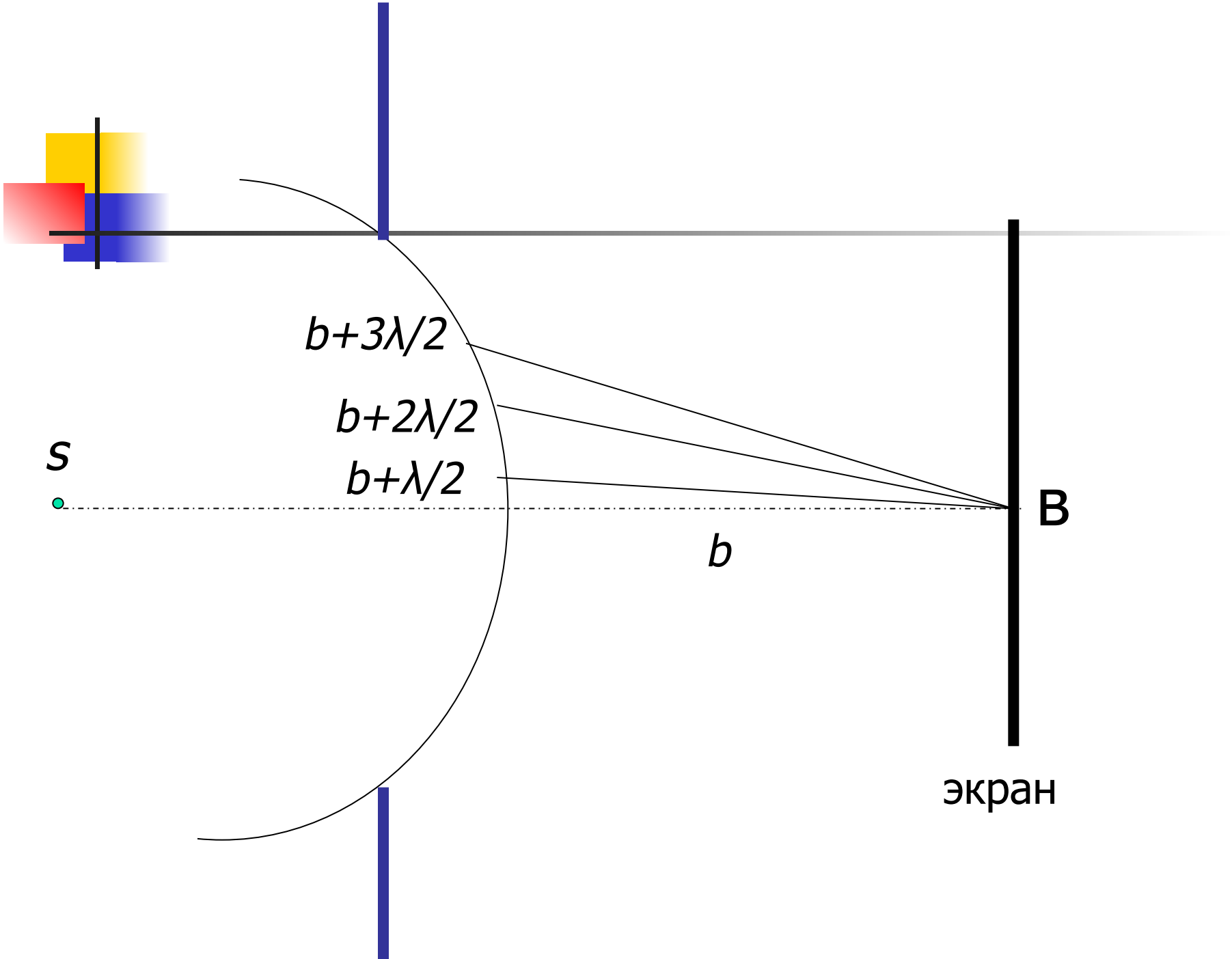


- В центре геометрической тени за диском всегда наблюдается светлое пятно
- Его называют **пятном Пуассона**

Дифракционная картина
Препятствие
в форме диска



ДИФРАКЦИЯ ФРЕНЕЛЯ НА КРУГЛОМ ОТВЕРСТИИ

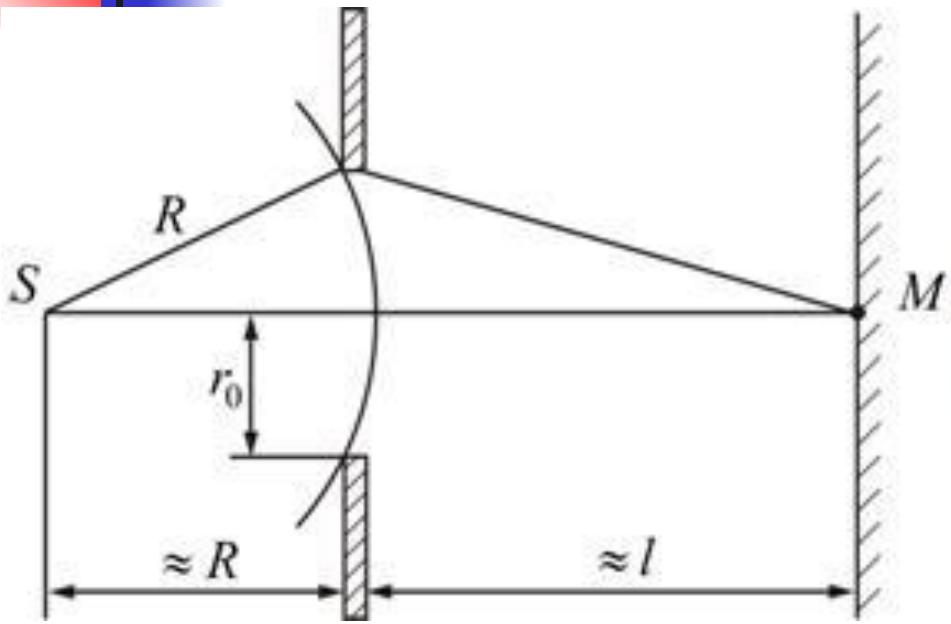

b+3λ/2
b+2λ/2
b+λ/2
S
b
B
экран

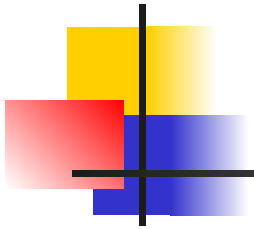
$$A = \frac{A_1}{2} \pm \frac{A_m}{2}$$

Знак **+** соответствует **нечетным m**

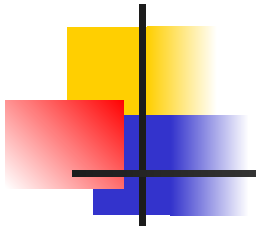
Знак **-** соответствует **четным m**

- Когда отверстие открывает **нечетное** количество зон Френеля, то интенсивность в точке В будет больше, чем при свободном распространении волны
- Если отверстие открывает **четное** количество зон Френеля, то интенсивность в точке В будет равна 0 (темное пятно)
- В центре дифракционной картины (точка М) может быть **как светлое**, так и **темное** пятно


R
S
M
r_0
$\approx R$
$\approx l$

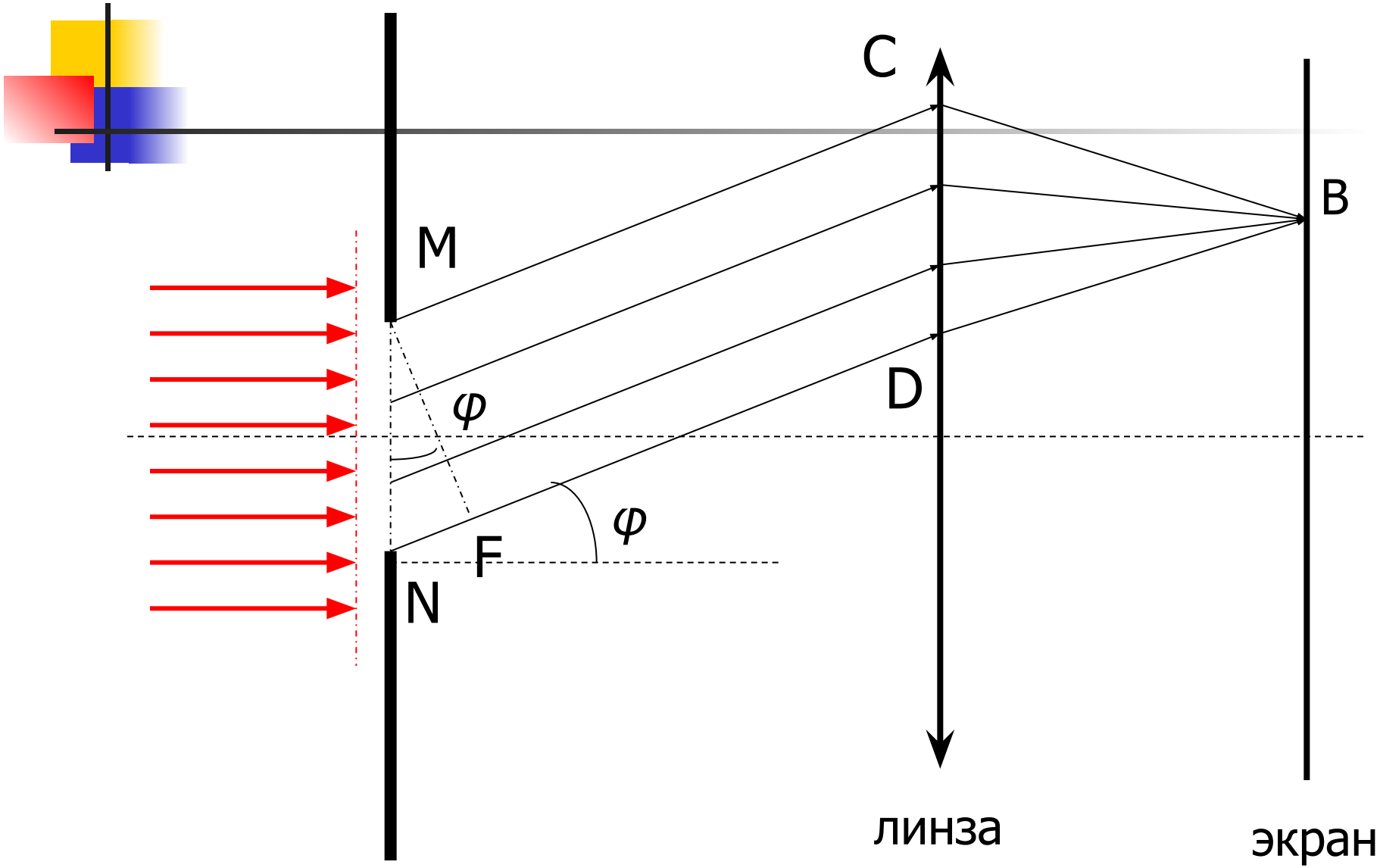


ДИФРАКЦИЯ ФРАУНГОФЕРА НА ОДНОЙ ЩЕЛИ



- Дифракция Фраунгофера – дифракция плоских волн (источник расположен на бесконечности)

Разность хода лучей, идущих от краев щели NF



- Разобьем мысленно щель на зоны Френеля , имеющие вид полос
- Разность хода от краев зоны $\lambda/2$
- Амплитуды вторичных волн будут равны между собой
- При интерференции волн от соседних зон они гасят друг друга

- Пусть ширина щели a

$$\Delta = NF \cdot 1 = a \sin \varphi$$

Если число зон Френеля **четное** – наблюдается **дифракционный минимум, так как волны от соседних зон гасят друг друга**

$$a \sin \varphi = 2m \frac{\lambda}{2}, \qquad m = 1,2,3$$

Если число зон Френеля **нечетное** – наблюдается **дифракционный максимум**

$$a \sin \varphi = (2m+1)\frac{\lambda}{2}, \qquad m = 1,2,3$$

Распределение интенсивности

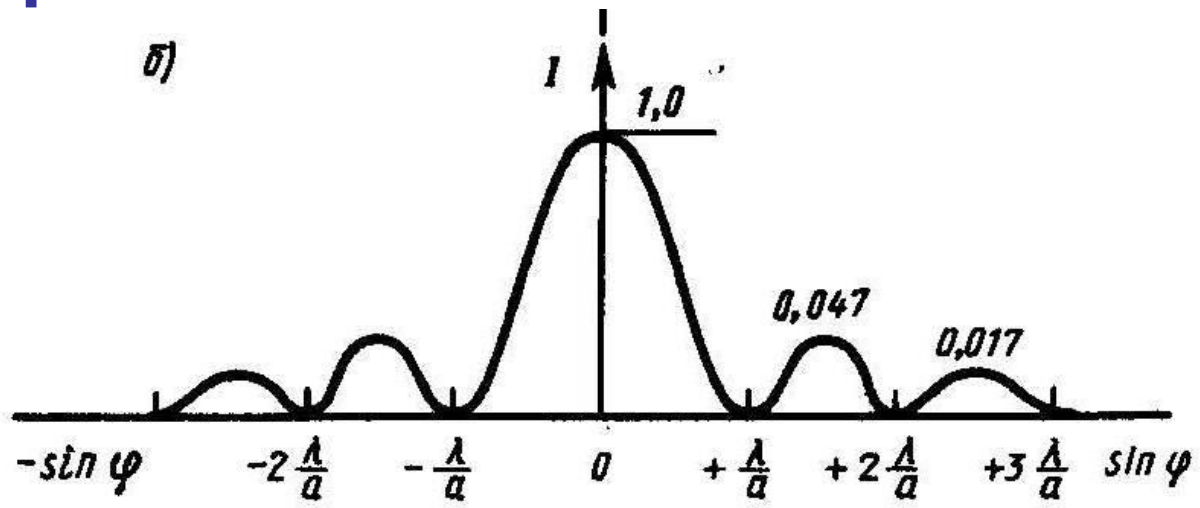
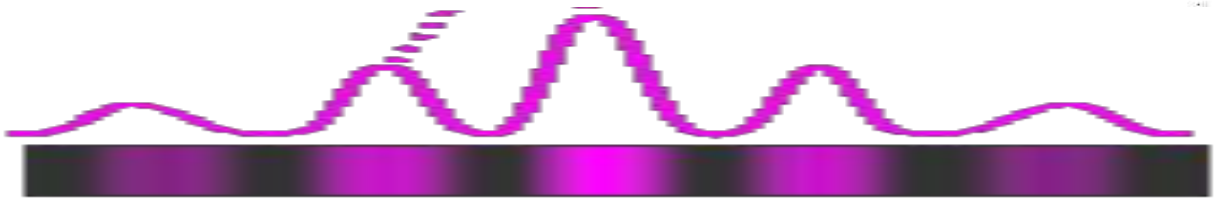
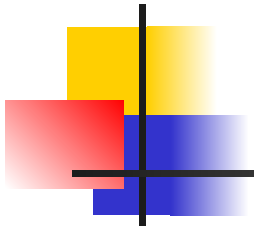


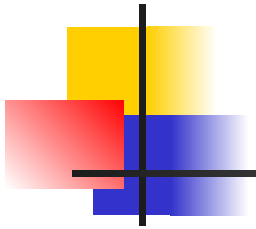
Рис. 261



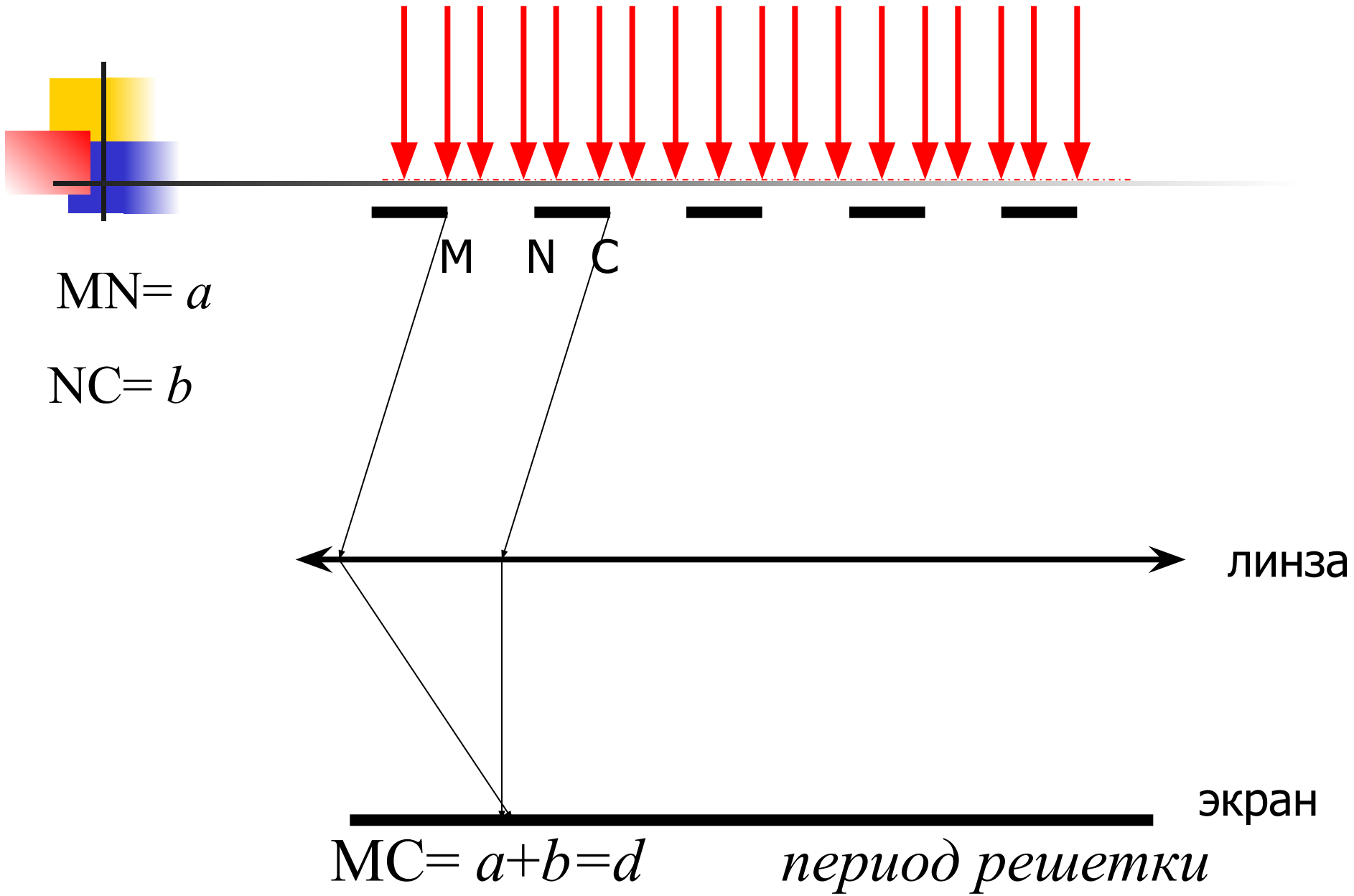
- При освещении щели белым светом центральный максимум имеет вид белой полосы
- Боковые максимумы разлагаются в спектр
- К центру ближе находится фиолетовая полоса



ДИФРАКЦИЯ ФРАУНГОФЕРА НА ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЕТКЕ



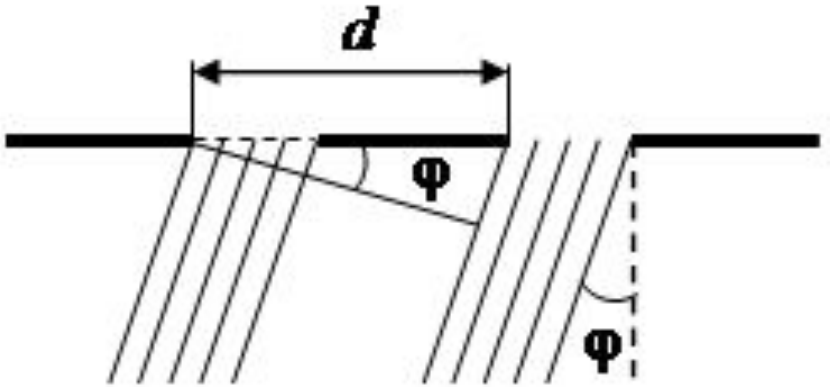
- Дифракционная решетка – система параллельных щелей равной ширины, разделенных между собой непрозрачными промежутками


M
N
C
MN= a
NC= b
линза
экран
MC= a+b=d
период решетки

Главные максимумы

- Появляются в тех направлениях, где лучи от соседних щелей усиливают друг друга вследствие интерференции

$$d \sin \varphi = m\lambda$$



- При $k = 0$ наблюдается центральный максимум

- По обе стороны от центрального максимума располагаются главные максимумы 1 порядка, 2 порядка и т.д.
- Количество главных максимумов ограничено

$$d \sin \varphi = m\lambda$$

Условие главных максимумов

$$(\sin \varphi)_{\max} = 1$$

$$m_{\max} = \left[\frac{d}{\lambda} \right]$$

- максимальный порядок спектра

-Наибольший номер главного максимума

$$N_{\max} = 2m_{\max} + 1$$

- количество главных максимумов

- В тех направлениях, где одна щель дает минимум , то и другая щель также дает минимум
- Эти минимумы называются главными

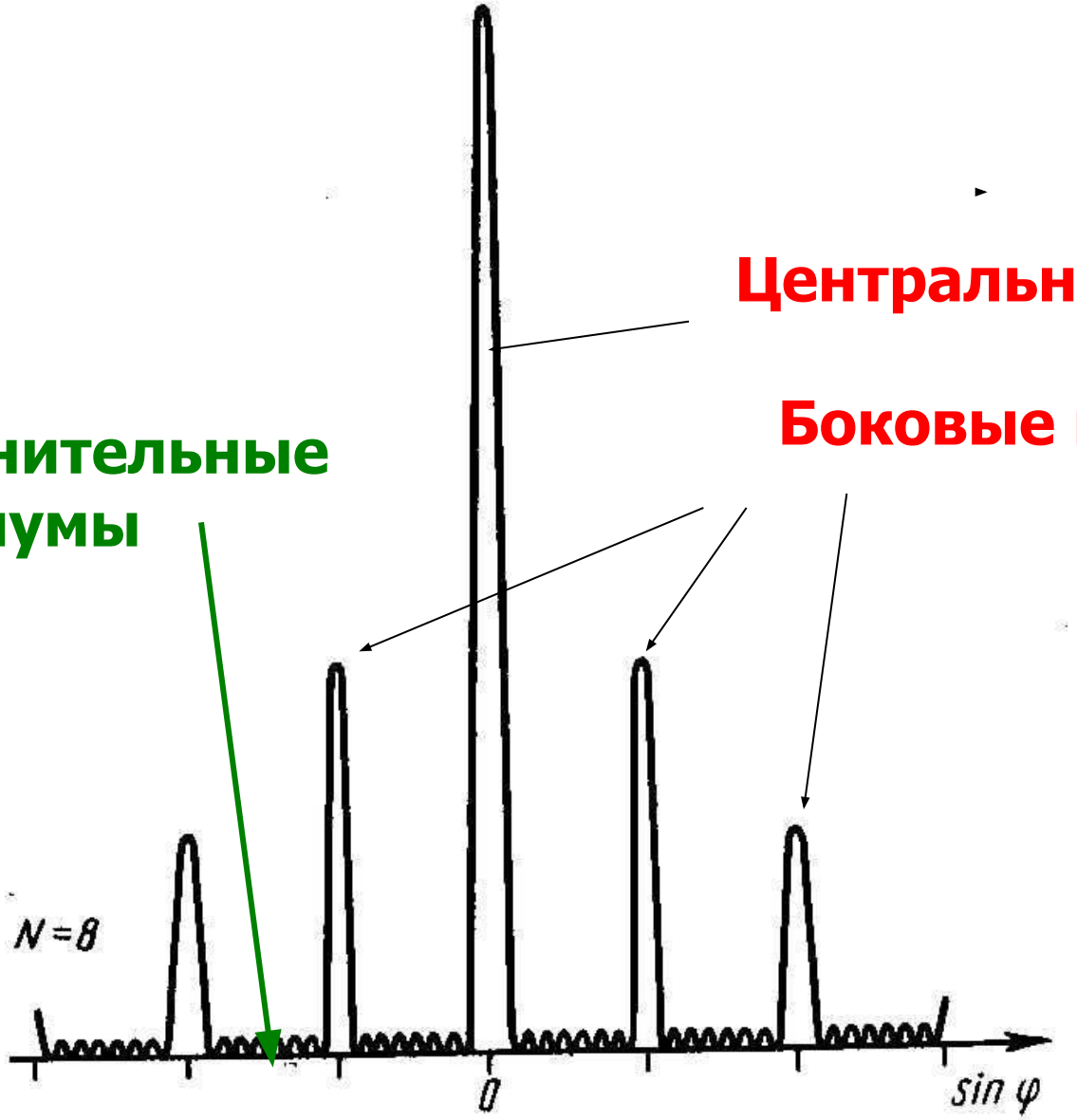
- Появляются в тех направлениях, где лучи от соседних щелей гасят друг друга вследствие интерференции

Условие главных минимумов

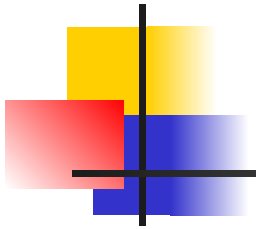
$$a \sin \varphi = m\lambda$$

- Между главными максимумами расположены дополнительные максимумы и минимумы
- Их количество определяется числом щелей в дифракционной решетке N
- N-2 дополнительных максимума между двумя соседними главными максимумами
- N-1 дополнительных минимума между двумя соседними главными максимумами

N =8 число щелей в решетке



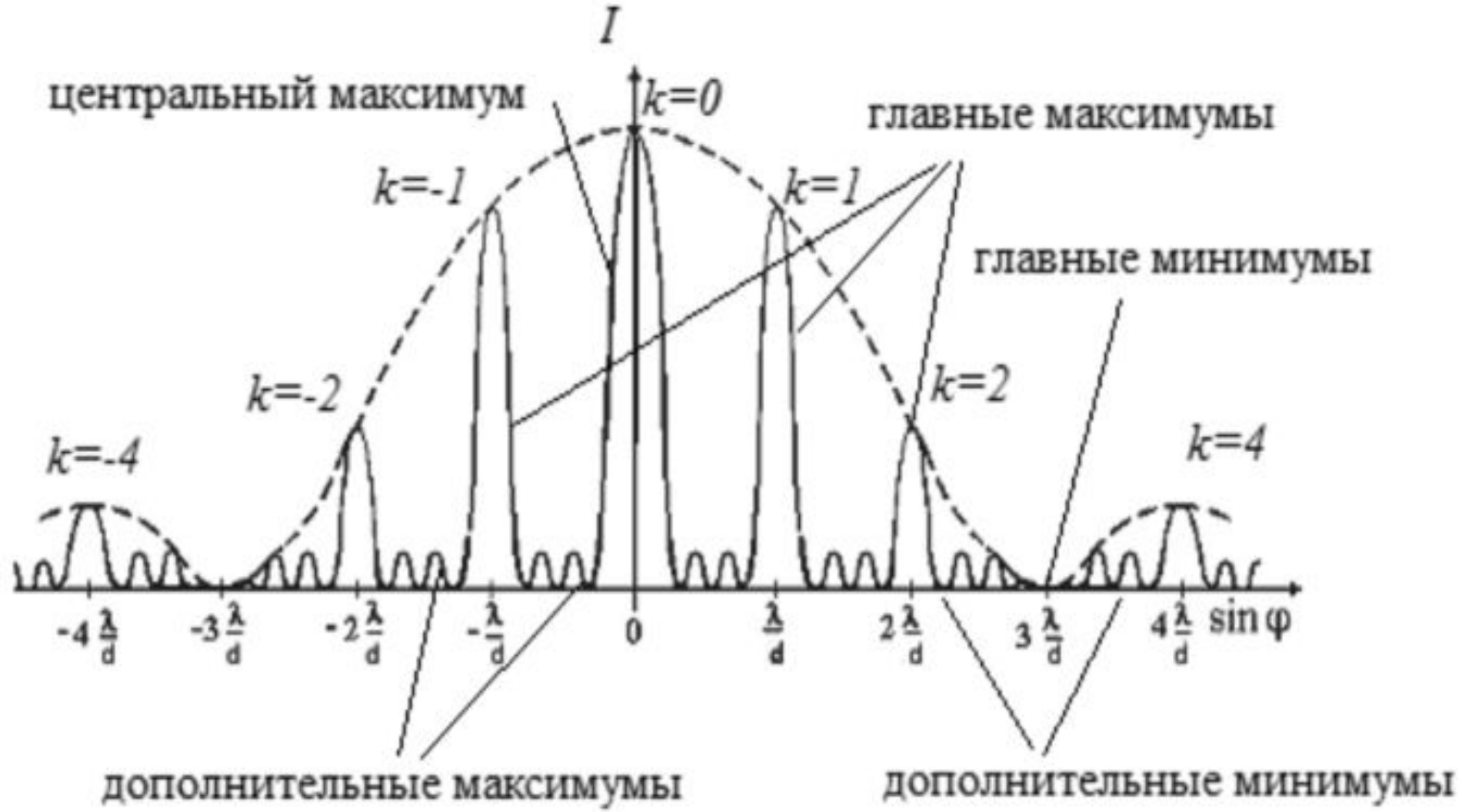
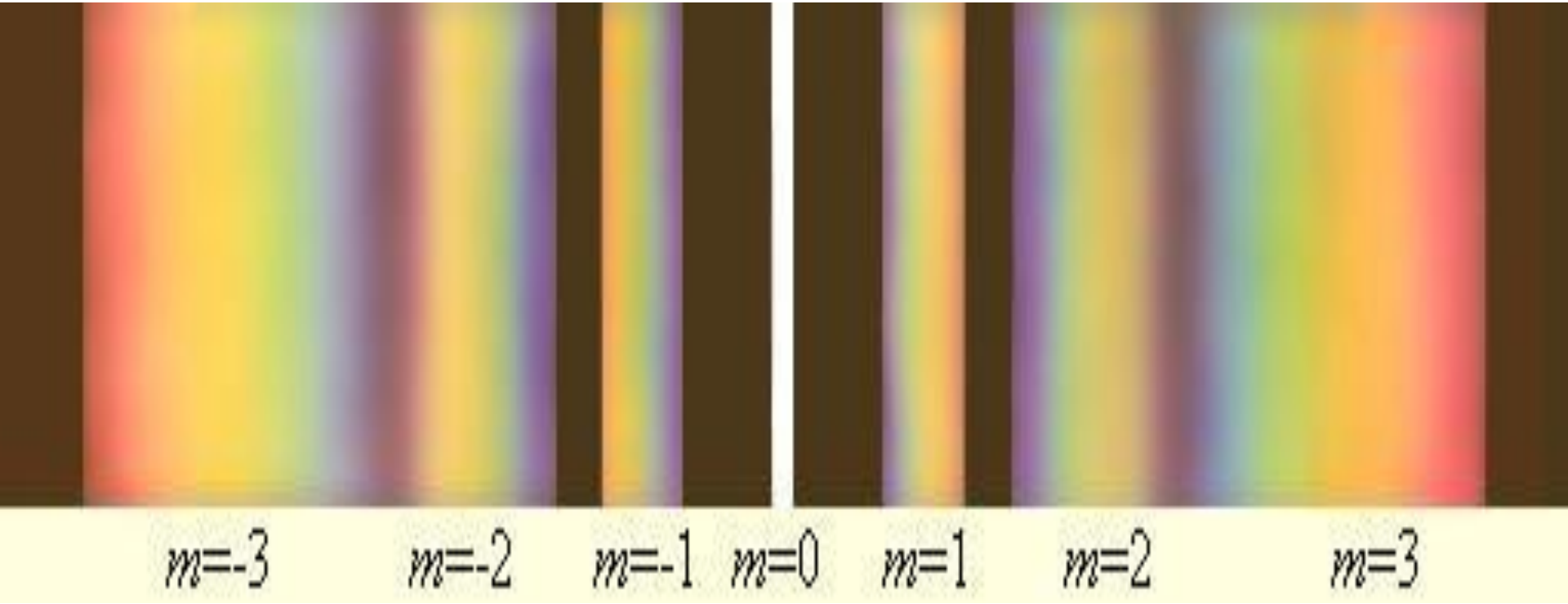
- Иногда условие главного максимума дифракционной решетки может совпадать с условием минимума от щели
- Это может привести к исчезновению некоторых главных максимумов



- Появляются в тех направлениях, где лучи от соседних щелей гасят друг друга вследствие интерференции
- Между двумя главными максимумами располагается (N-1) дополнительный минимум

$$d = 3a$$

Исчезает каждый третий главный максимум


I
центральный максимум
k=0
главные максимумы
k=-1
k=1
главные минимумы
k=-2
k=2
k=-4
k=4
-4 λ/d
-3 λ/d
-2 λ/d
-λ/d
0
λ/d
2 λ/d
3 λ/d
4 λ/d
sin φ
дополнительные максимумы
дополнительные минимумы

Дифракция белого света на дифракционной решетке