



Física Experimental IV – FAP214

www.dfn.if.usp.br/curso/LabFlex

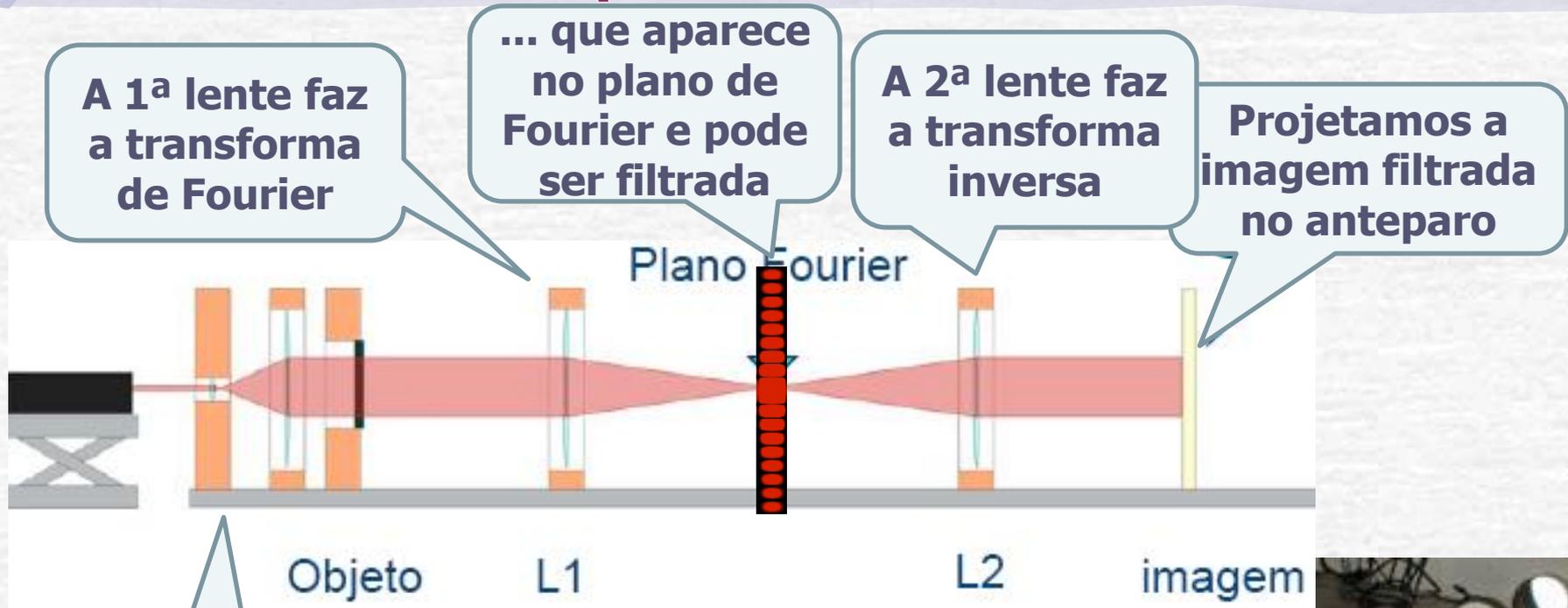
www.fap.if.usp.br/~hbarbosa

Aula 5, Experiência 2

Ótica de Fourier e

Computador Ótico

Computador Ótico



o laser ilumina o objeto

**COMPUTADOR
ÓTICO**



Para Esta Semana

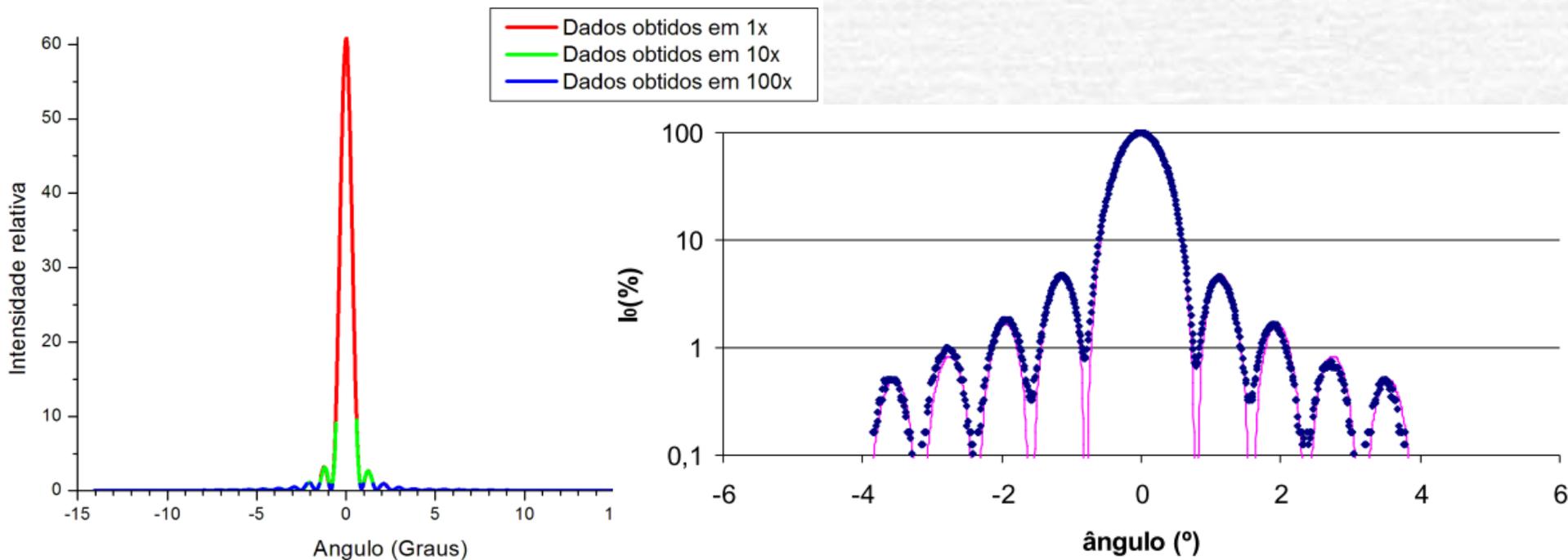
Estudar a difração e/ou interferência da:

Fenda simples

- ❖ Medir as intensidades da figura de difração da fenda simples com o espectrofotômetro. Usar ganho igual a 1.
- ❖ Superpor a curva teórica à experimental
- ❖ Da distância entre os mínimos nesse espectro obtenha a largura da fenda e compare com o valor nominal.
- ❖ Obter a razão entre **os campos elétricos** de cada máximo secundário e a do máximo principal
- ❖ Comparar as razões obtidas com os coeficientes da transformada de Fourier de uma onda quadrada. (vamos ver o porque disso na próxima aula)

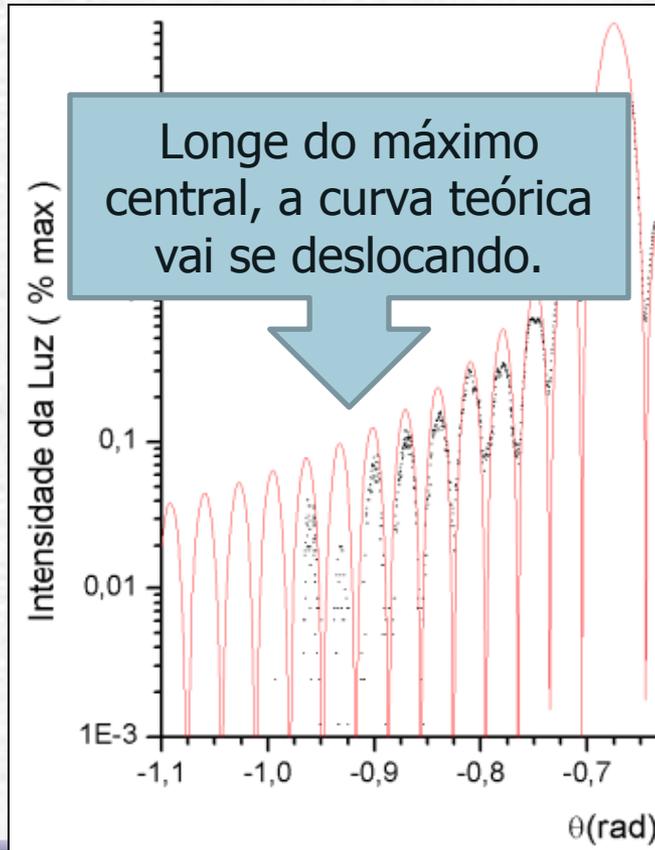
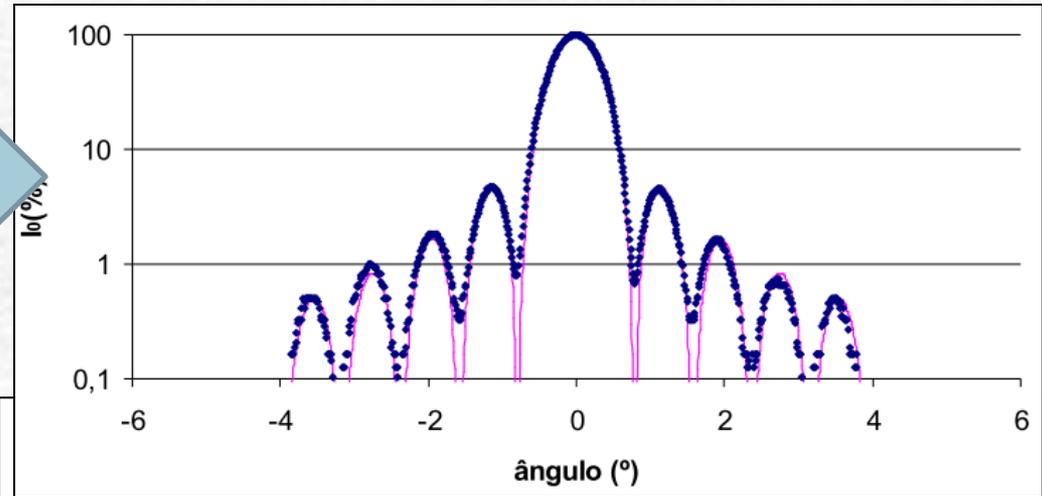
Espectro

Usamos uma fenda simples de largura nominal $40\mu m$, e incidimos nela um laser de comprimento de onda $628nm$. Usando um espectrofotômetro e o DataStudio medimos a intensidade relativa do laser difratado pela fenda em função do ângulo. Fizemos três medidas, nas quais usamos o ganho igual a $1x$, $10x$ e $100x$, de forma a obter dados mais precisos em regiões de baixa intensidade e ao mesmo tempo que também obtivemos dados na região em que um ganho maior ($10x$ ou $100x$) apresenta saturação. Em seguida juntamos os três conjuntos de dados no gráfico abaixo:

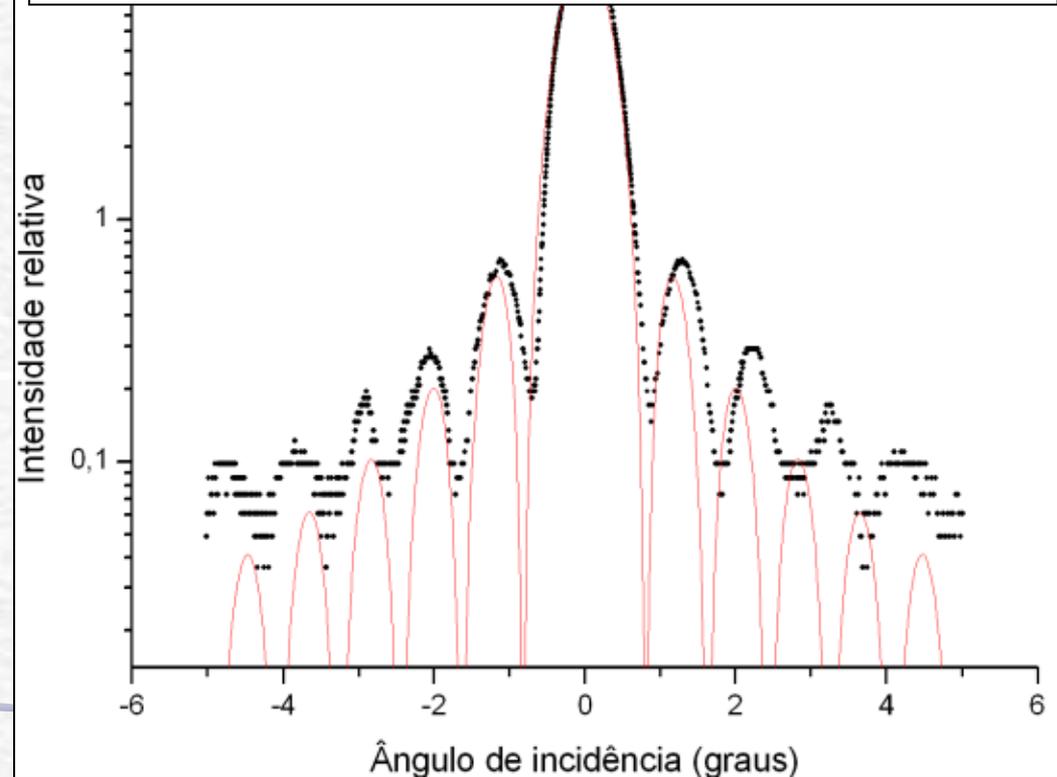


Este Ajuste Está Bom ?

Os máximos parecem ser bem ajustados, mas a curva teórica se anula nos mínimos, o que não acontece com os dados!

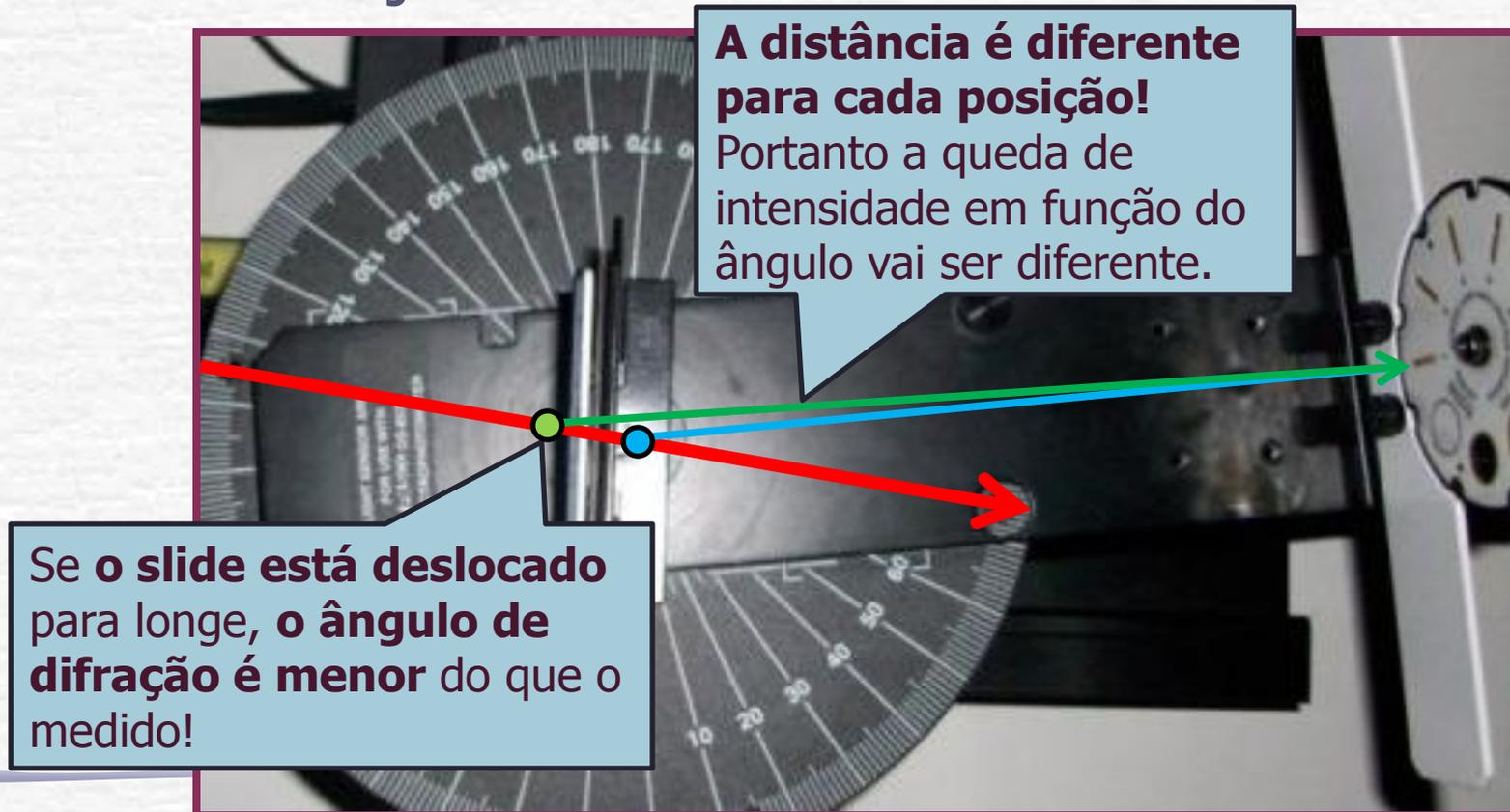


Longe do máximo central, a curva teórica vai se deslocando.



A posição do slide

- Um dos problemas é que o slide não está colocado bem no centro do prato. Neste caso, o ângulo medido não corresponde ao ângulo da difração!



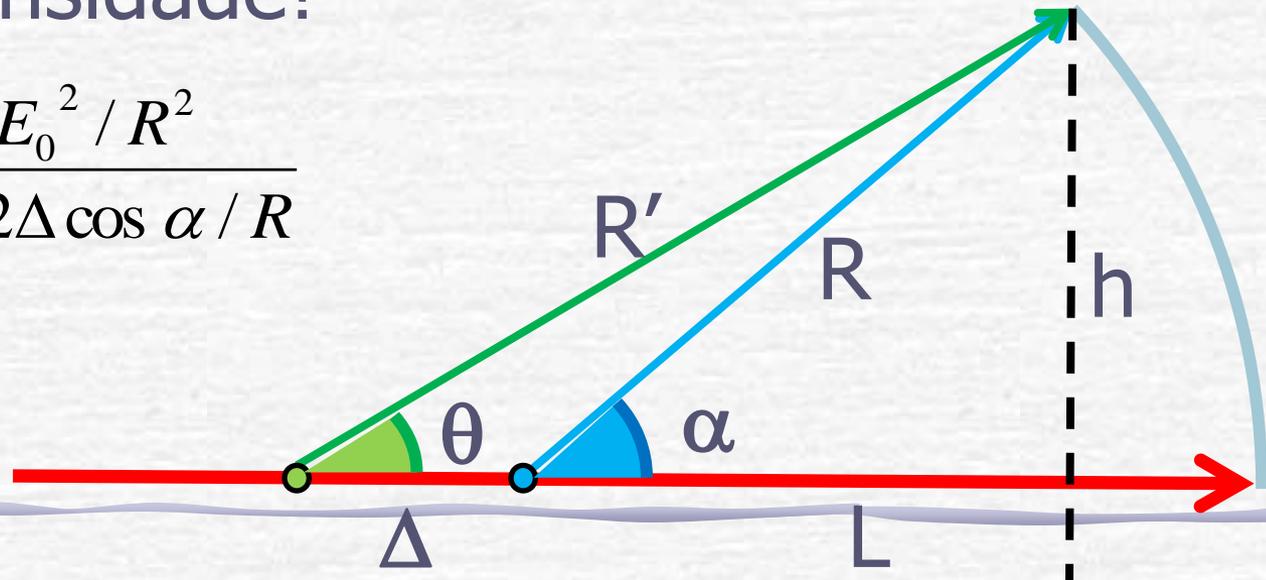
A posição do slide

- A difração é dada por: $I = I_0 \left(\frac{\sin \beta}{\beta} \right)^2$, $\beta = \pi \frac{d}{\lambda} \sin \theta$
- Mas o ângulo medido não é o da difração!

$$\begin{cases} R \sin \alpha = h \\ R \cos \alpha = L + \Delta \end{cases} \Rightarrow \tan \theta = \frac{R \sin \alpha}{R \cos \alpha + \Delta}$$

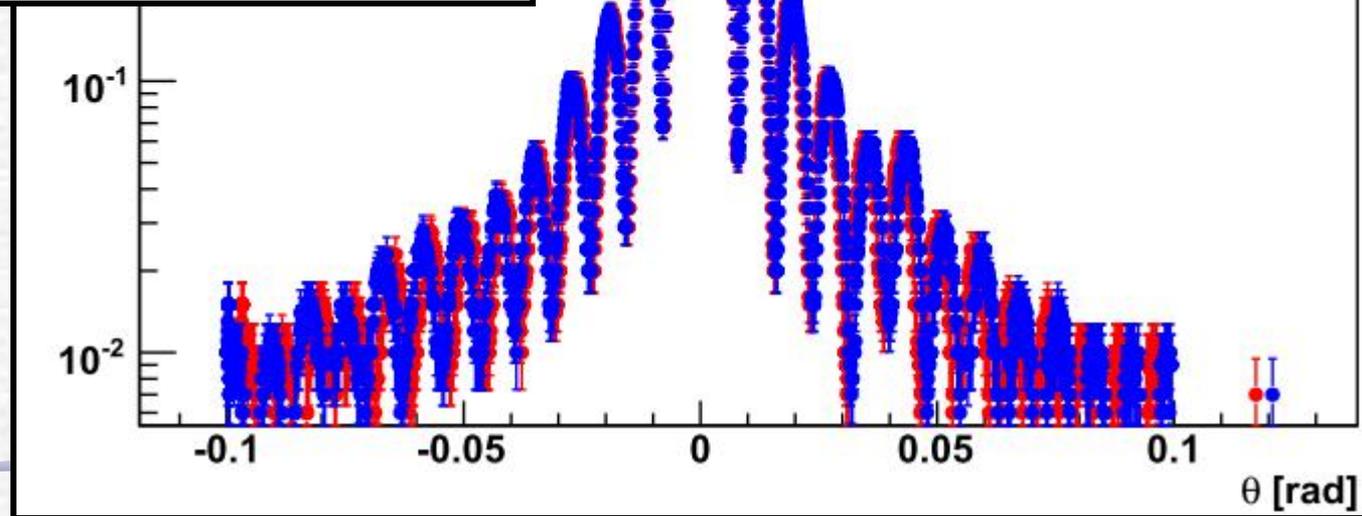
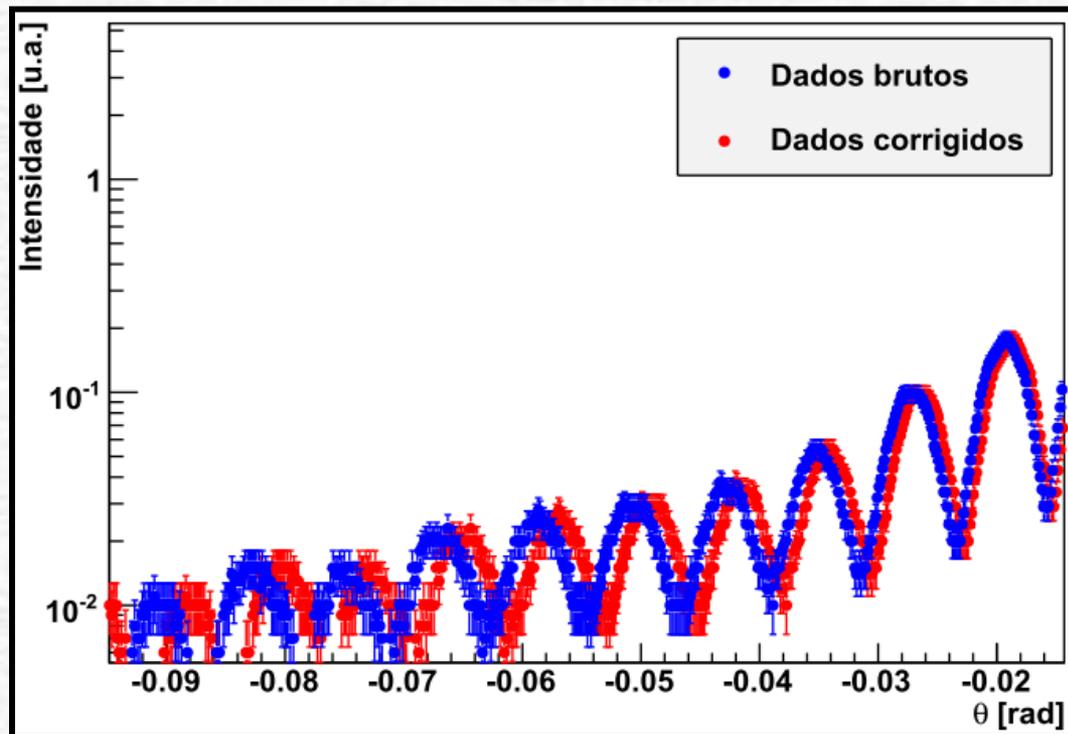
- E nem a intensidade!

$$I_{\text{med}} = \frac{E_0^2}{R'^2} \approx \frac{E_0^2 / R^2}{1 + 2\Delta \cos \alpha / R}$$



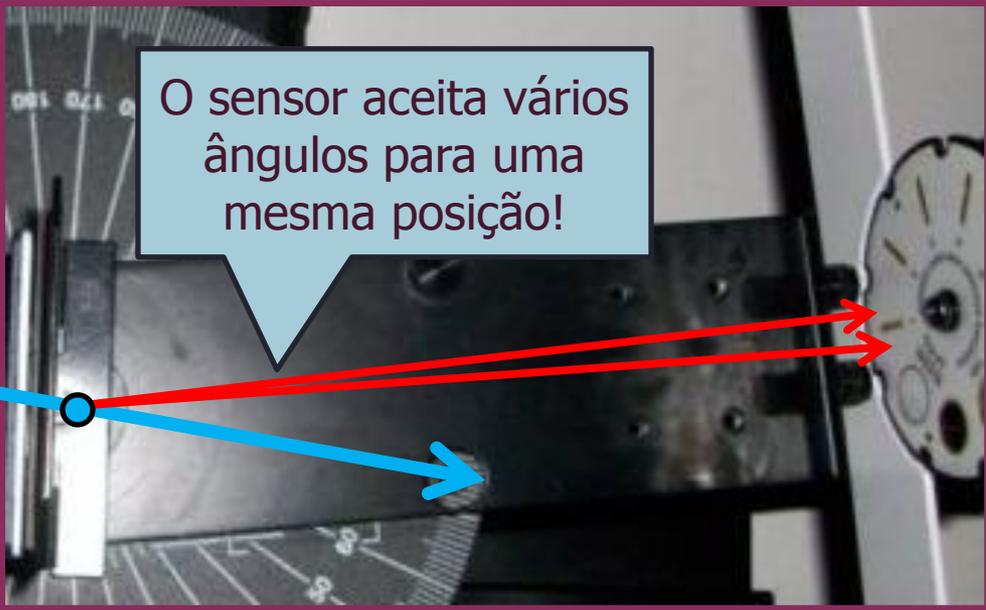
Corrigindo a Posição do Slide

A correção é pequena e mais importante para grandes ângulos.



Abertura do Sensor de Luz

- Um outro problema é que o sensor de luz tem uma abertura angular finita. Usamos a fenda mais estreita mas ainda assim estamos integrando sobre uma pequena abertura.



O sensor aceita vários ângulos para uma mesma posição!

A close-up photograph of a light sensor assembly. A blue dot is placed on a vertical white strip on the left. Two red arrows originate from this dot and point towards a circular sensor component on the right. A blue arrow also originates from the dot and points downwards and to the right. A ruler is visible in the background for scale.

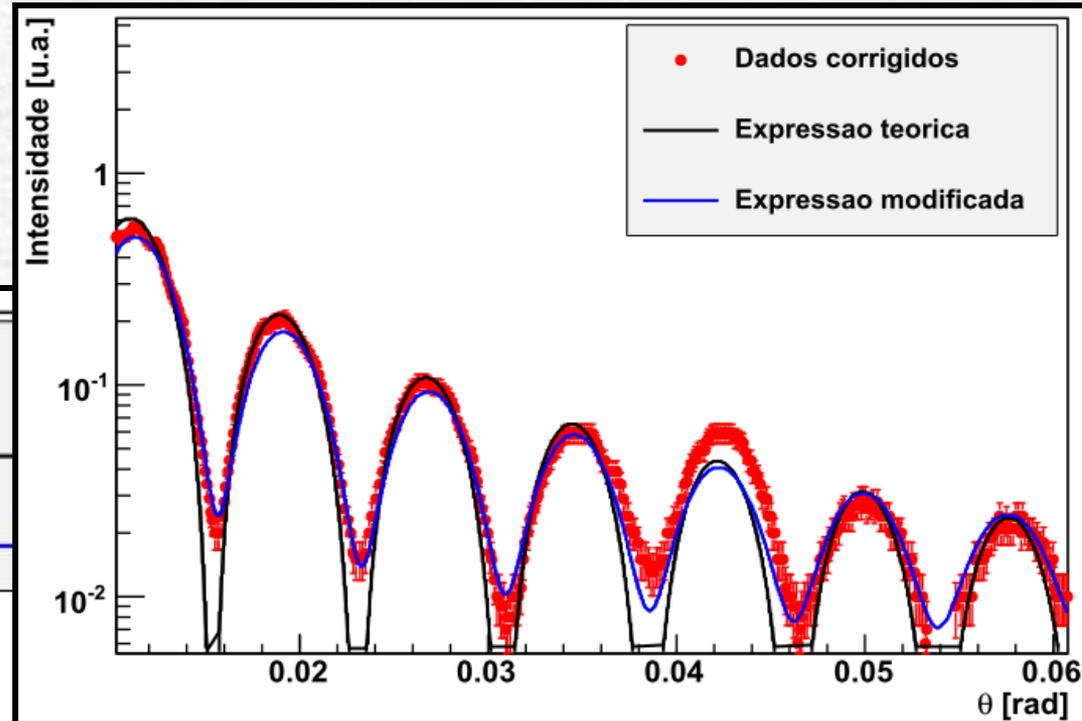
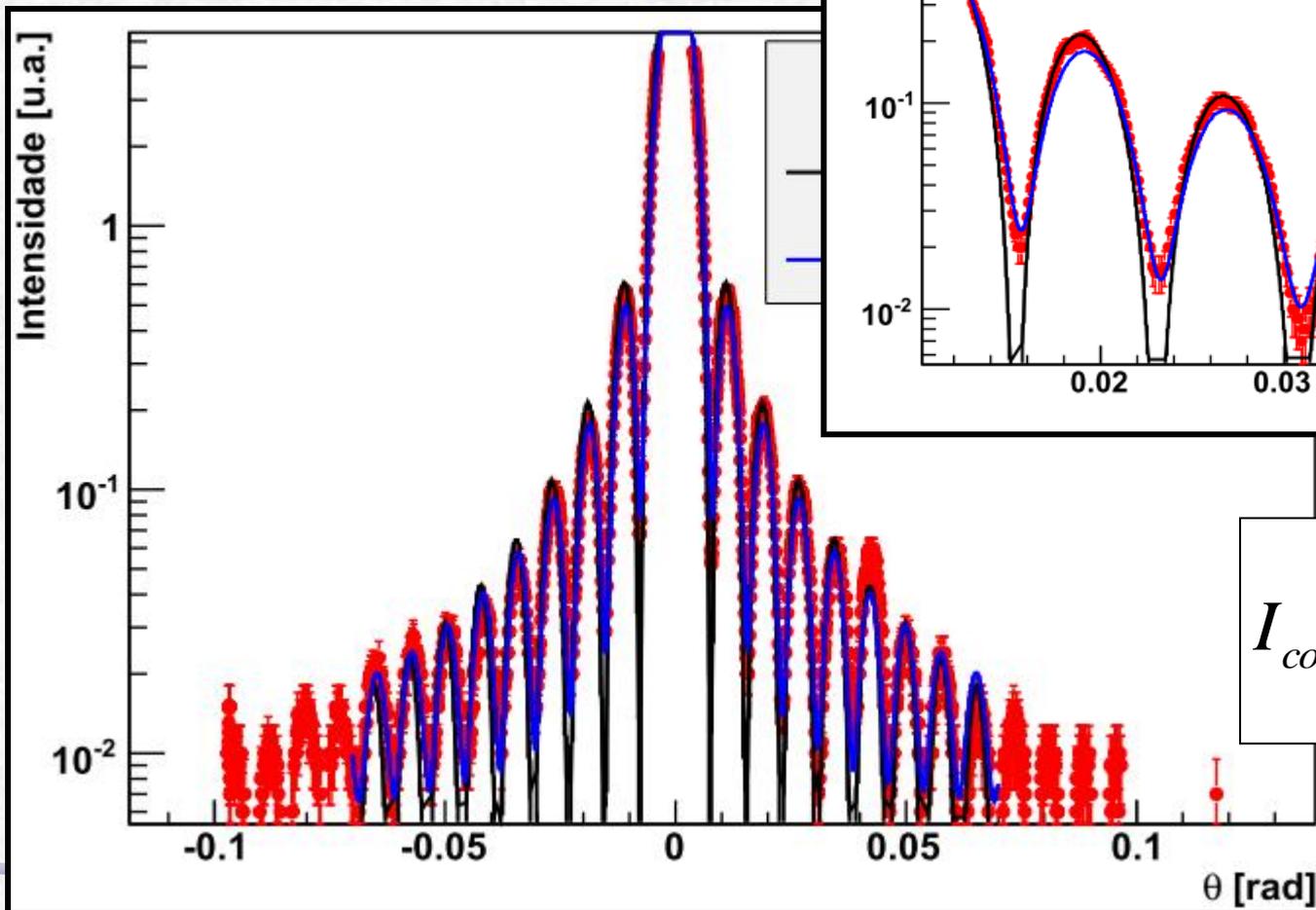


Mesmo a fenda estreita tem uma abertura diferente de zero!

A top-down view of a circular sensor component. The component is white with a black outer ring and several gold-colored pins. A blue callout box with a white border is positioned over the center of the component, containing text. The component has some markings, including 'SER 2' and 'S-8534'.

Corrigindo a Abertura do Sensor

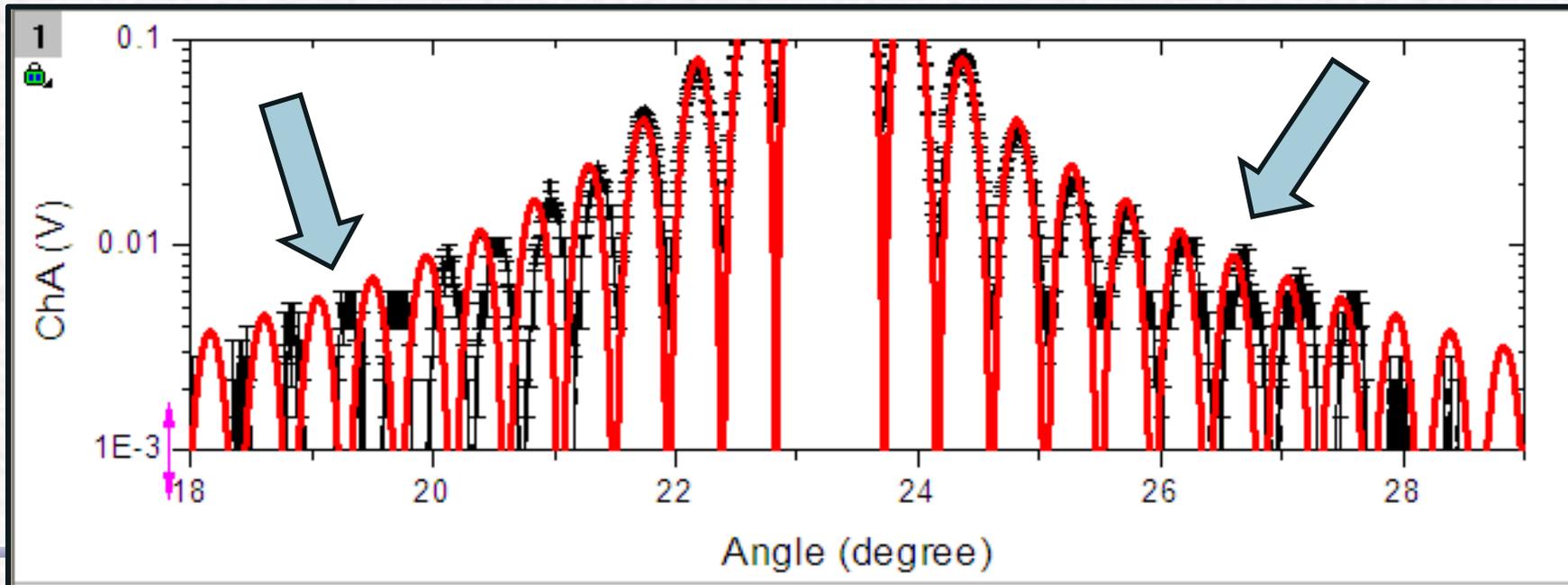
Como o sensor tem uma abertura não pontual, a intensidade nunca é zero.



$$I_{corr}(\theta) = \int_{\theta-\Delta}^{\theta+\Delta} I(\theta) d\theta$$

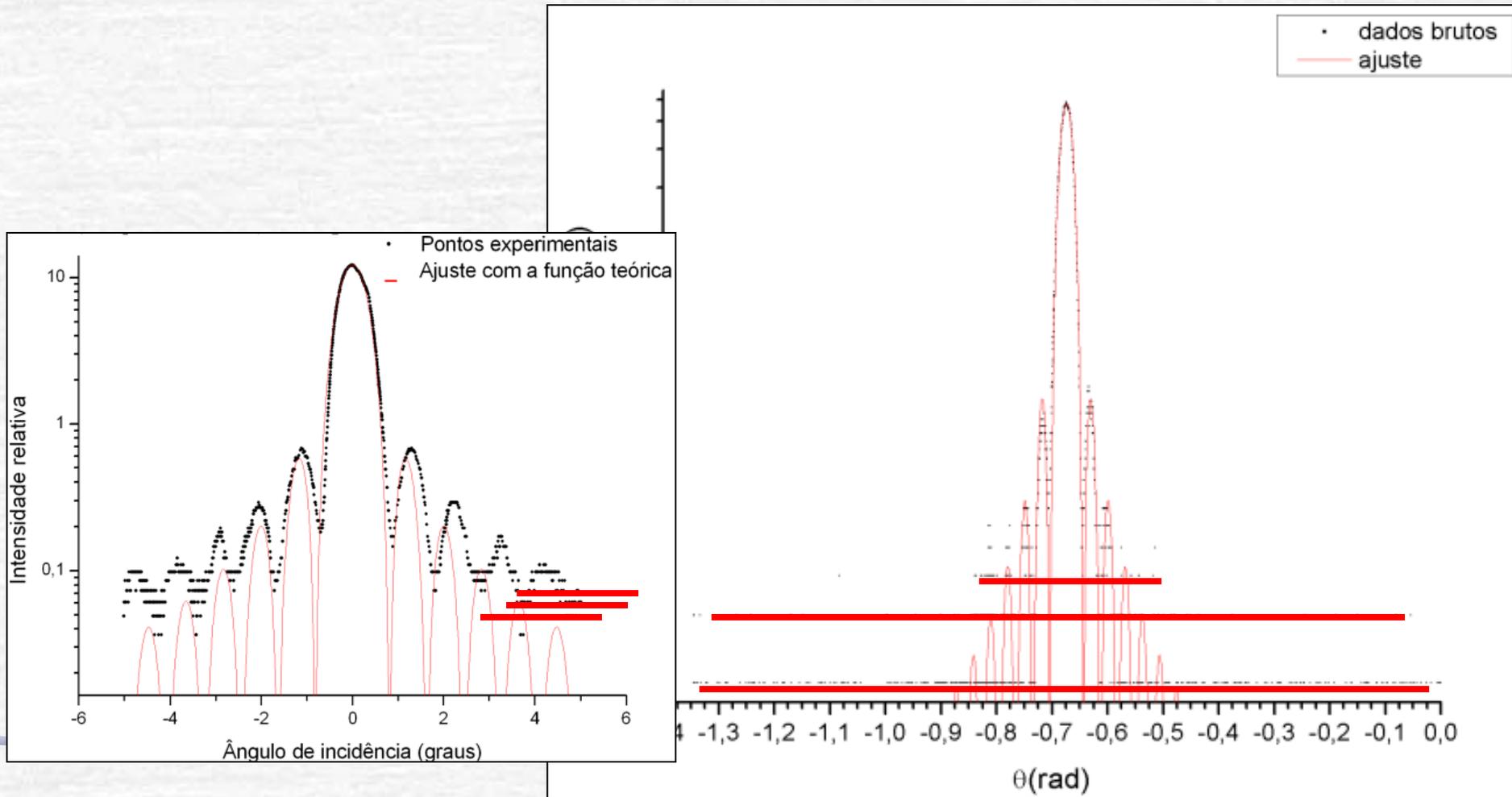
Alinhamento

- Há ainda o problema de alinhar o slide com o laser. Se o ângulo não for 90° , a figura de difração vai ficar mais apertada de uma lado e mais solta do outro lado.

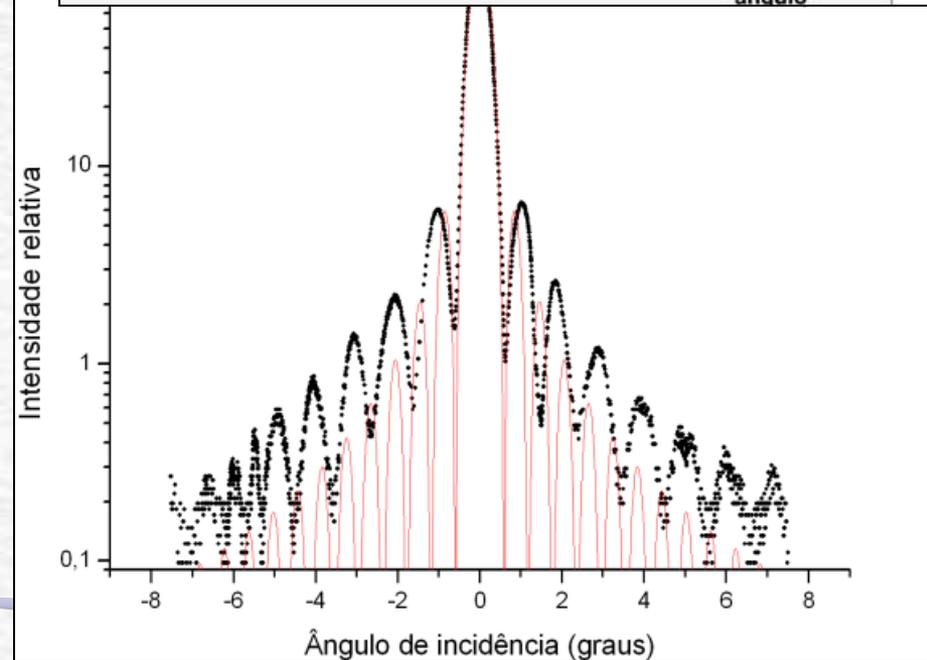
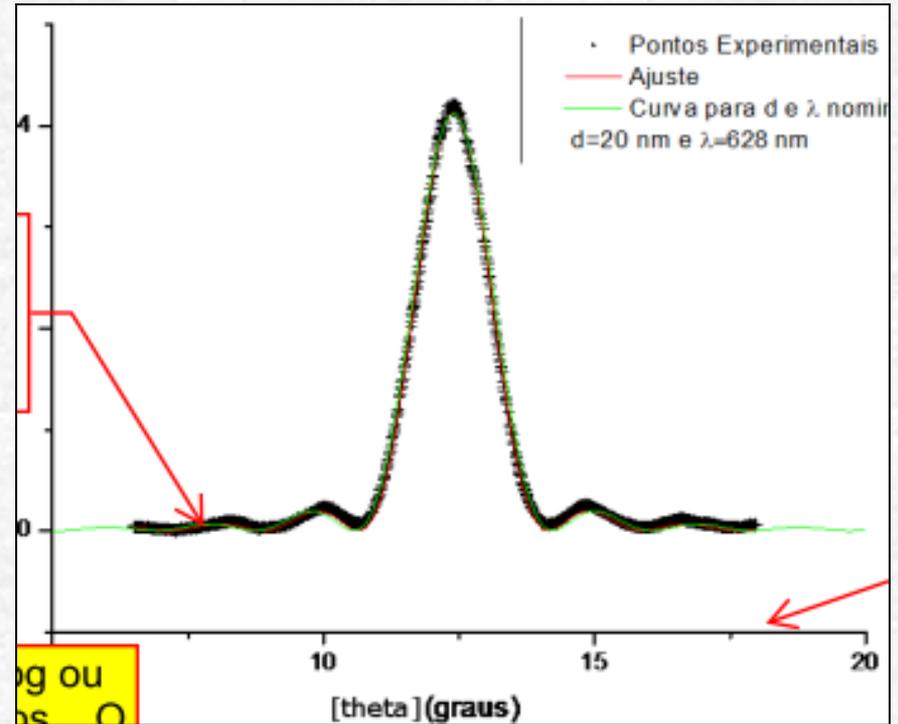
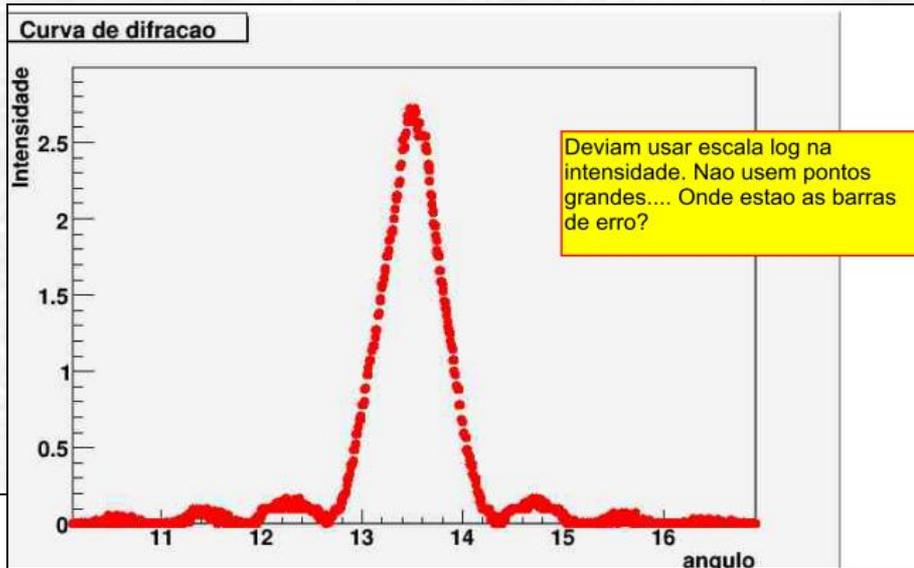


Outro problema

- Resolução do DataStudio: era preciso combinar 1x, 10x e 100x



Todos tiveram problemas



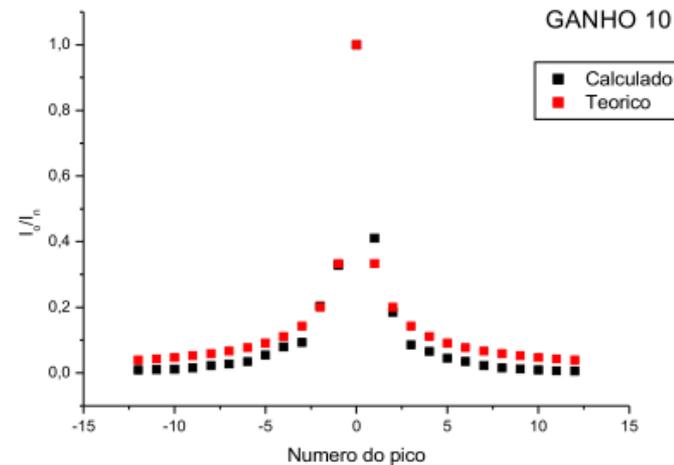
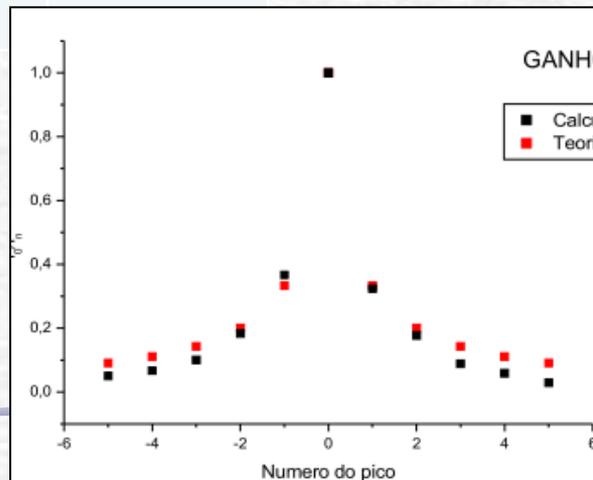
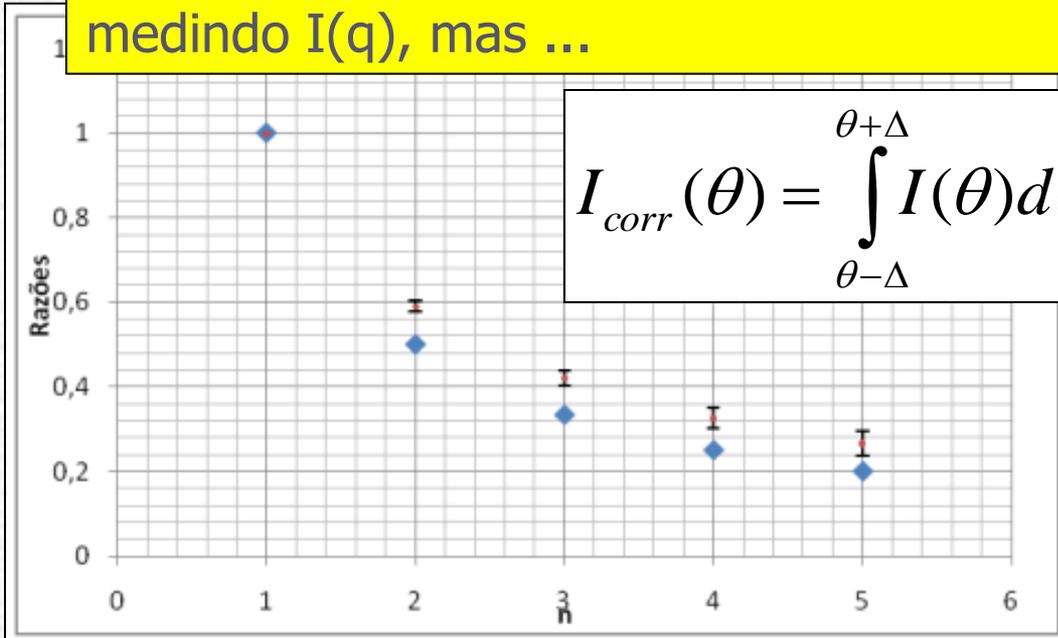
Largura da Fenda

	λ (nm)	L (mm)	F (10^{-2})	Largura da fenda (μm)
H01				
H02	628	147 (5)	1.82 (6)	40.000 (11), 41.7 (7), 42.1(7), 42.1 (7), 42.5 (7)
H03	633	146.9 (5)	1.721(5)	44.14 (94) 60.78 (123) 41.93 (89)
H04	628			20.59 (04)
H05	633	139(5)	0.727 (3)	20.821(15) 21.875(12)
H06	628			4 (?)
H08	628			43.127 (?)
H09				
H10				
H11		147.6 (1)	1.02 (15)	45.5 (40)

Razão entre os Máximos

	H2	H3	TEO
6		66(8)	1/9
5	100(30)	113(10)	1/7
4	170(40)	196(15)	1/5
3	360(70)	362(14)	1/3
2	1		1
-2	1		1
-3	340(70)	374(18)	1/3
-4	110(30)	204(15)	1/5
-5	70(30)	127(14)	1/7
-6		78(10)	

O problema aqui é que não estamos medindo $I(q)$, mas ...



AULA DE HOJE



Computador Óptico



A Bit-Serial Optical Computer (BSOC), the first computer to store and manipulate data and instructions as pulses of light.

Difração de Fraunhofer e de Fresnel

Se o plano de observação está a uma distância grande do obstáculo que contém a abertura, o princípio de **Huygens-Fresnel** funciona bem. Essa é a **difração de Fraunhofer** ou **difração de campo distante**.

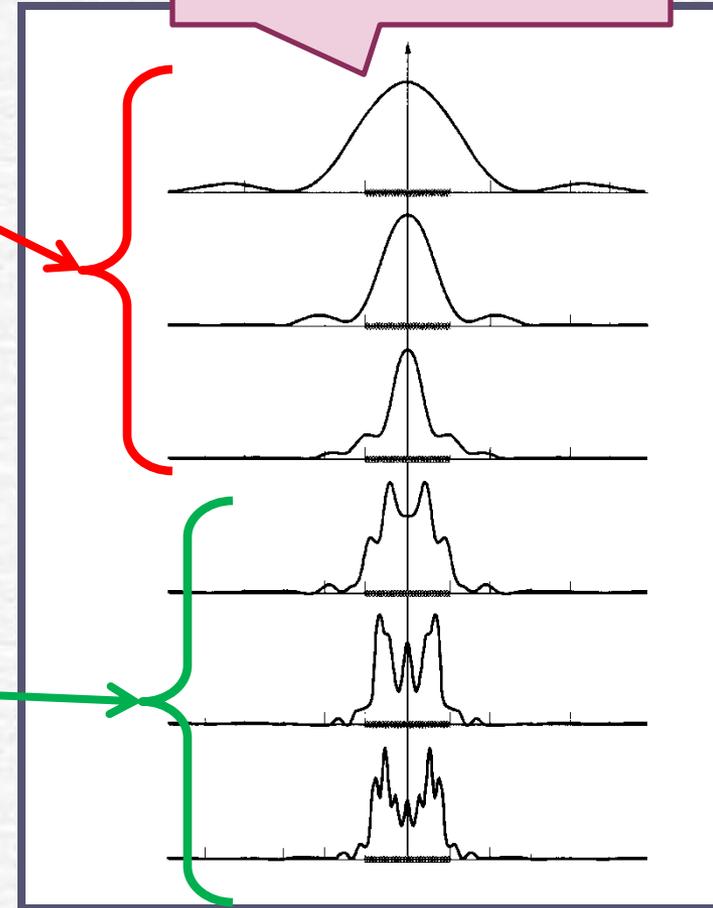
Se o plano de observação é movido para uma distância um pouco maior que a dimensão da abertura, a imagem projetada ainda será reconhecível, mas terá estruturas bem visíveis, à medida que as franjas de difração ficam mais proeminentes. Esse fenômeno é conhecido como **difração de Fresnel** ou **difração de campo próximo**.

Número de Fresnel

- $F \ll 1$ (Fraunhofer)
- $F \gg 1$ (Fresnel)

$$F = \frac{d^2}{\lambda L}$$

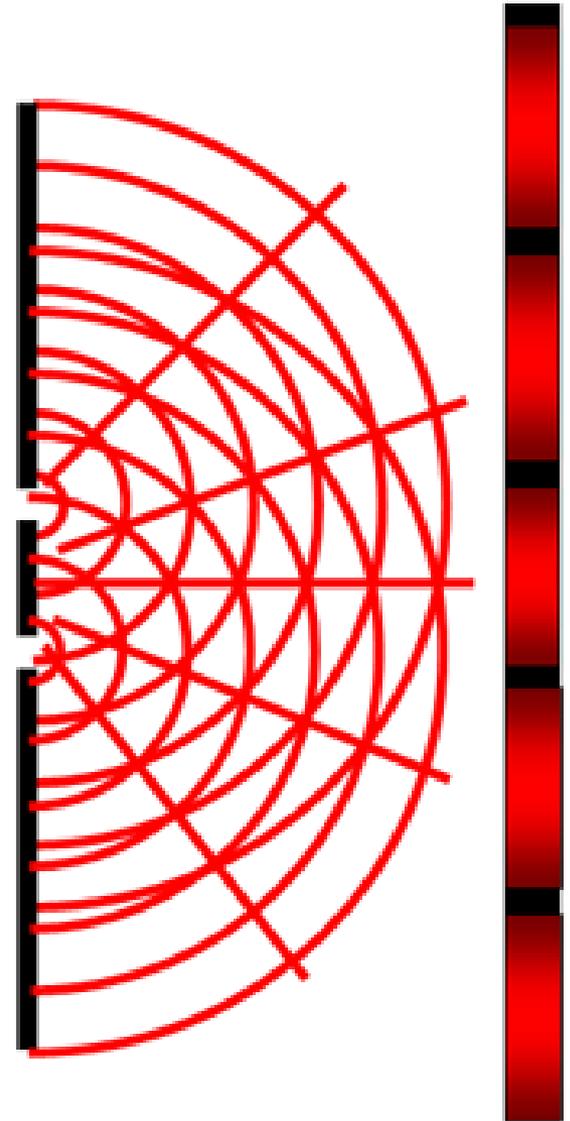
Vamos trabalhar neste limite!



Interferência

- Seja **duas fendas ideais**, separadas de uma distância ***a***.
- Como cada fenda funciona como uma fonte puntiforme radial, o campo elétrico gerado por uma delas vale:

$$\vec{E} = \frac{\vec{E}_0}{R} \cos(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t + \delta)$$



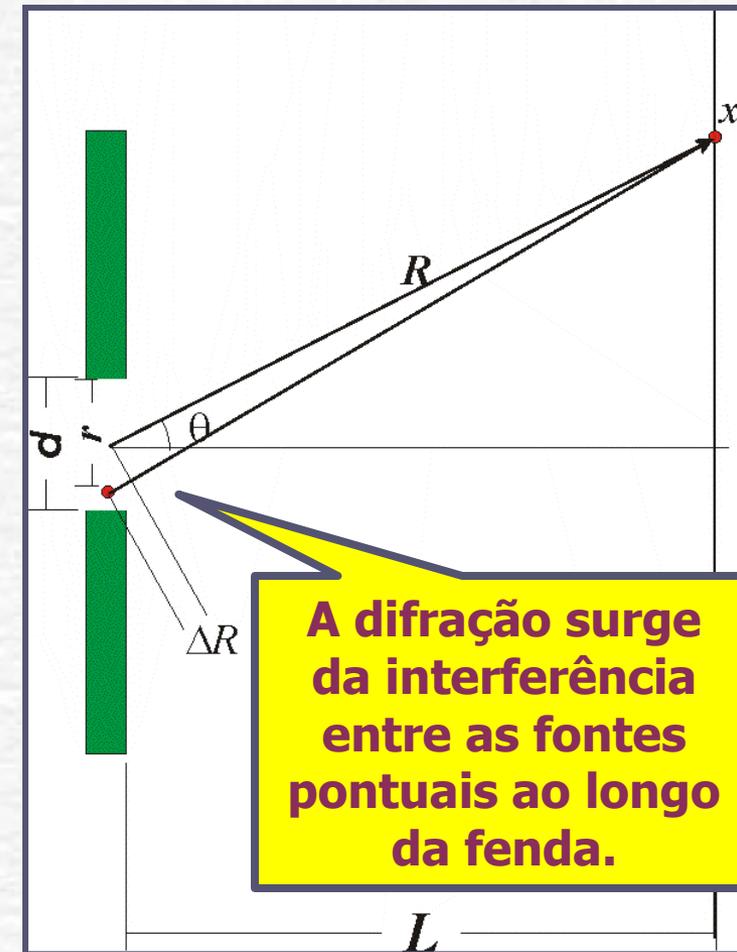
Fenda Simples: **Difração**

- Para saber o campo total, é preciso somar todos os pedaços da fenda:

$$\vec{E}(x) = \int_{-d/2}^{d/2} \vec{E}(r) dr$$
$$\propto \left[\frac{\sin(kR - \omega t + kr \sin \theta)}{k \sin \theta} \right]_{-d/2}^{d/2}$$
$$\propto \frac{\sin(\beta)}{\beta}, \text{ onde : } \beta = k \frac{d}{2} \sin \theta$$

- Assim a intensidade fica:

$$I = I_0 \left(\frac{\sin \beta}{\beta} \right)^2, \quad \beta = \pi \frac{d}{\lambda} \sin \theta$$



Difração em duas dimensões

Uma fenda real, tem um comprimento D e uma largura d , e a difração acontece nas duas direções! Contudo, ao longo do comprimento, a intensidade cai muito rapidamente pois $D \gg \lambda$ enquanto que $d \sim \lambda$.

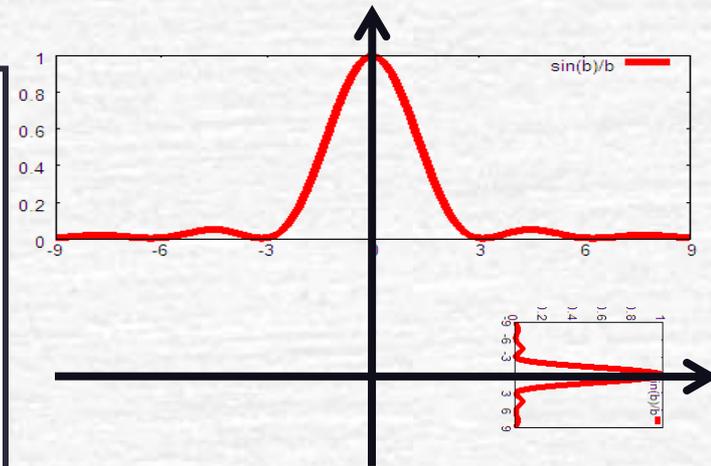
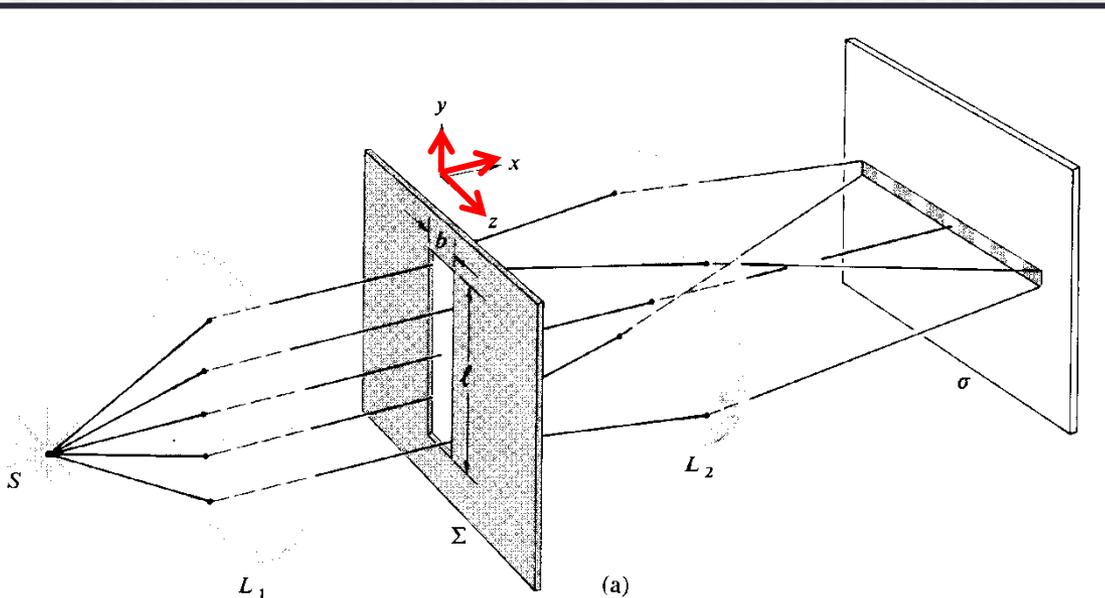
Como:

Então:

$$\beta = \frac{\pi D}{\lambda} \sin\theta$$

$$\beta \gg 1 \rightarrow \frac{\sin\beta}{\beta} \ll 1$$

Na direção do comprimento, a intensidade é muito pequena para valores de $\beta > 0$.



Três “aproximações” para a ótica:

- **Ótica geométrica**

$\lambda \rightarrow 0$ e a luz é tratada como raio

- **Ótica física**

Princípio de Huygens-Fresnel: cada frente de onda é uma superposição de ondas esféricas

- **Ótica de Fourier**

Trata a propagação da luz como uma série de ondas planas: para cada ponto de uma frente de onda há uma onda plana que cuja propagação é normal àquele ponto

Ótica de Fourier

- Pode ser demonstrado (Optics cap 11 seção 11.3) que a figura de difração de Fraunhofer ou difração de campo distante de uma abertura é idêntica à transformada de Fourier da função da abertura.
- A função da abertura é uma função que descreve as variações de fase e de amplitude produzidas pela abertura na onda plana que nela incidiu.
- Cada linha de uma imagem bidimensional pode ser transcrita como uma soma de funções senoidais de amplitudes e frequências espaciais apropriadas.

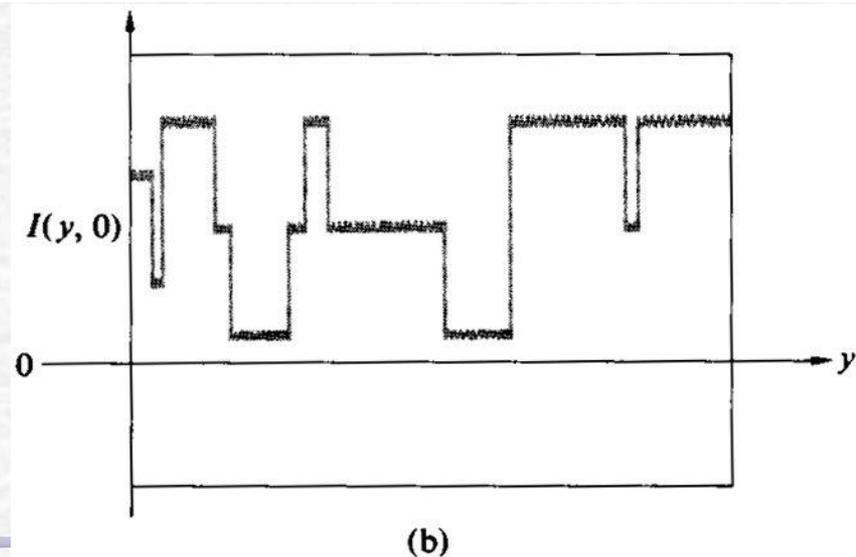
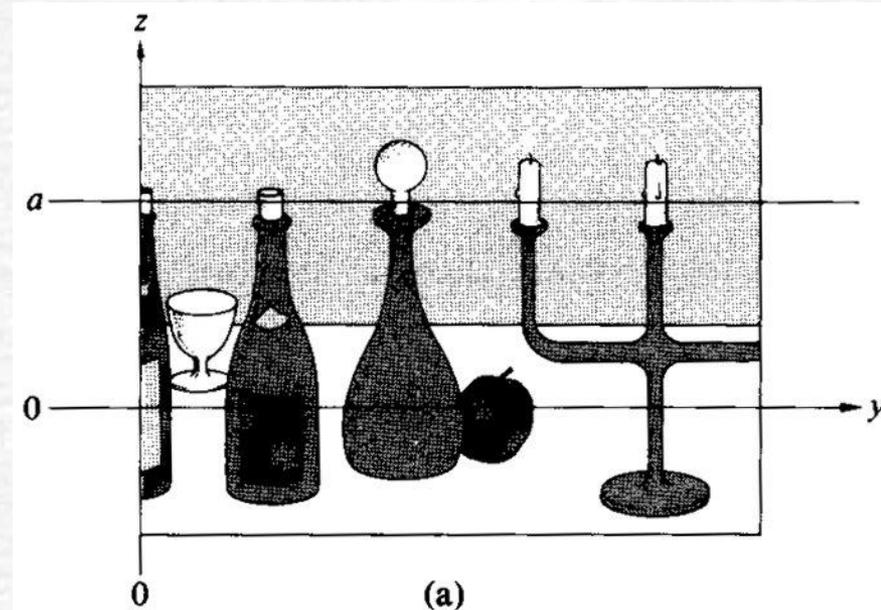
A informação ótica

O que é a informação ótica?

- Ela é simplesmente qualquer imagem.
- Em qualquer caso, a imagem pode ser descrita por uma distribuição bidimensional de fluxo luminoso.
- Sendo um fluxo, pode-se presumivelmente descrevê-lo por uma função $I(y,z)$, que atribui um valor de irradiância I para cada ponto do espaço onde se distribui a imagem.
- **Freqüência espacial**: esse conceito facilita o tratamento da informação ótica.

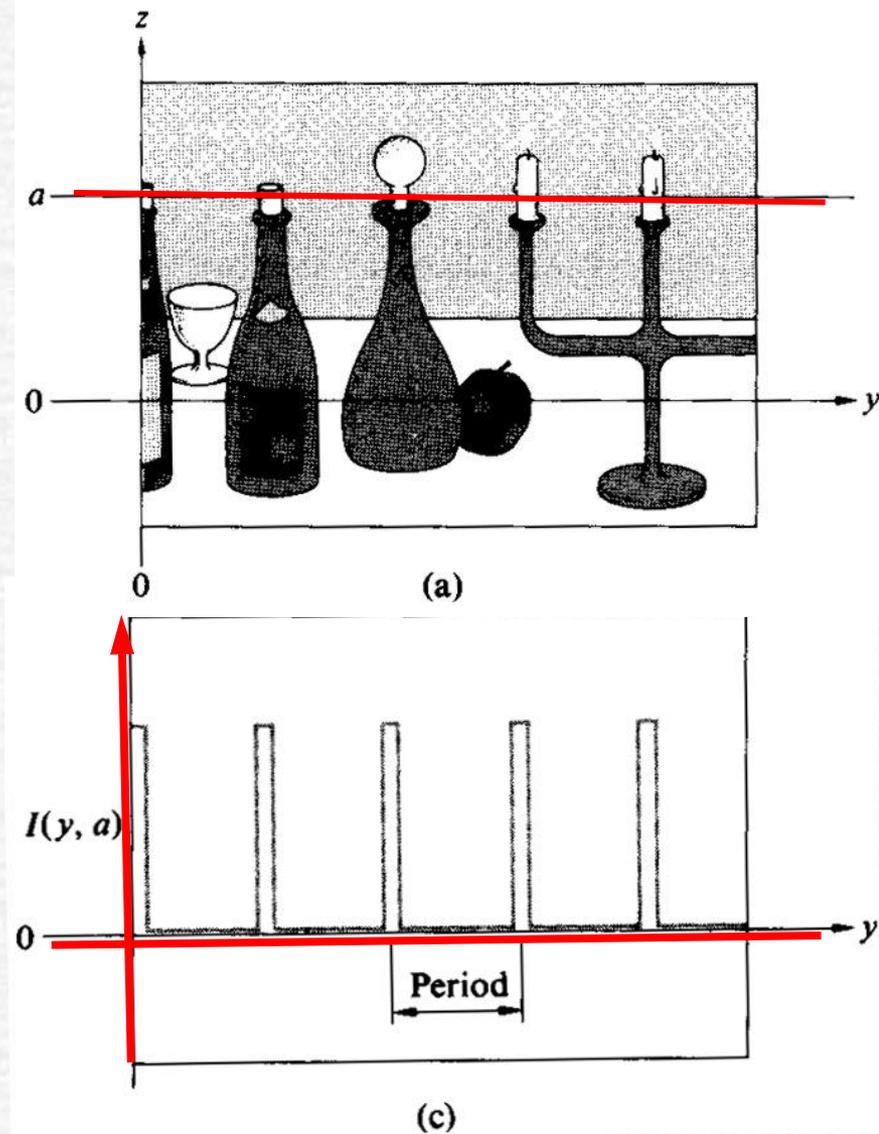
Freqüência Espacial

- Há um valor de I para cada ponto dessa imagem.
- Como se comporta I ao longo do eixo $z=0$?
- Vamos passar um sensor que dá o valor da irradiância $I(y,0)$, em cada ponto dessa linha.
- A função $I(y,0)$ é uma superposição de "ondas quadradas" que pode-se representar por uma série de funções harmônicas usando a técnica de **análise de Fourier**.



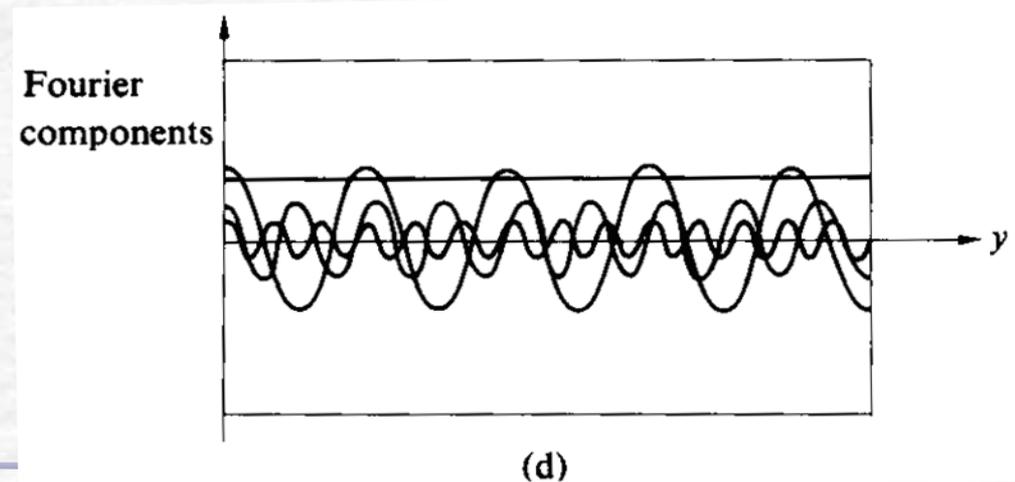
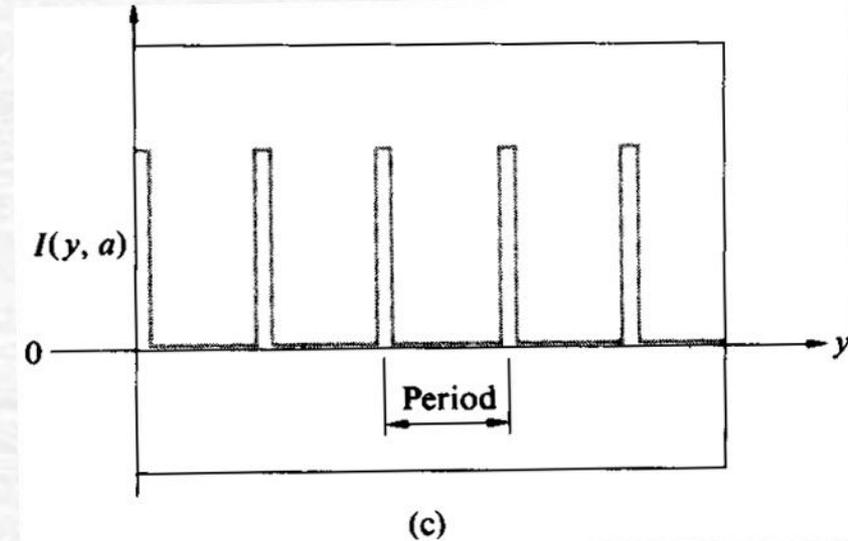
Freqüências Espaciais

- Para ficar mais fácil de se compreender : vamos passar o mesmo sensor em uma outra linha, na linha $z=a$, fazendo o mesmo procedimento já descrito.
- Essa função é uma série de pulsos retangulares igualmente espaçados, que pode ser descrita por uma série de funções harmônicas que são as suas componentes de Fourier.



Espectro de Fourier

- Se os pulsos retangulares estão separados, centro a centro, por intervalos de, digamos, **1cm**: o **período espacial** é igual a **1cm** e seu inverso é a **freqüência espacial** que é igual a **1 ciclo por centímetro**.



Esses são os conceitos básicos da óptica de Fourier. Vamos aplicá-la para entender melhor

Generalizando a Difração de Fraunhofer

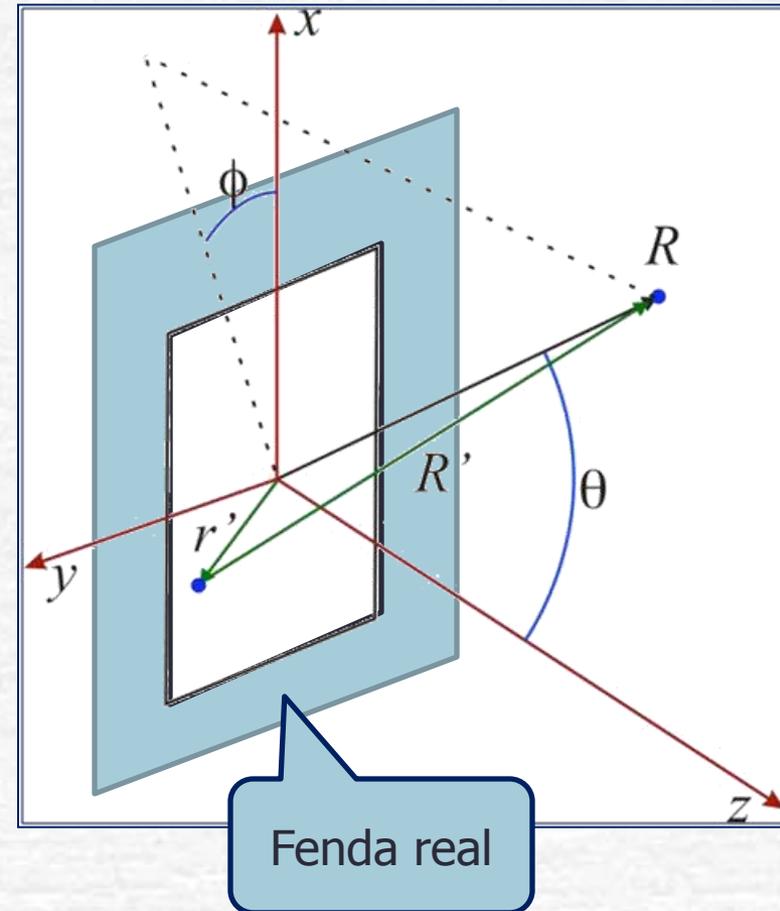
- **Formalismo complexo** para campo elétrico

$$\hat{E} = E_0 e^{j(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)}$$

- Por simplicidade:

$$\hat{E} = E_0 e^{j\vec{k} \cdot \vec{r}}$$

- Qual o campo elétrico no ponto R?



Generalizando a Difração de Fraunhofer

- Na posição R , o campo devido ao ponto em r' vale:

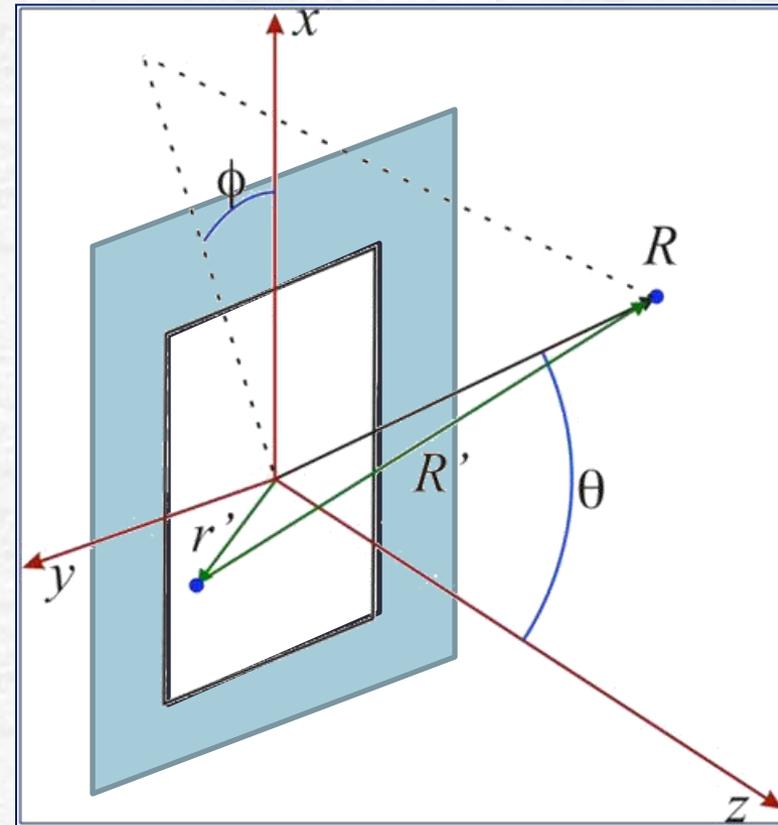
$$\hat{E}_{r'}(\vec{R}) = \frac{E_0}{R'} e^{jk \cdot \vec{R}'}$$

- O campo total é dado por:

$$\hat{E}(\vec{R}) = \iint_{Fenda} \frac{E_0}{R'} e^{jk \cdot \vec{R}'} dx dy$$

$$\vec{k} = k\hat{r}$$

$$\vec{R}' = \vec{R} - \vec{r}' = R\hat{r} - \vec{r}'$$



Generalizando a Difração de Fraunhofer

- Portanto:

$$\hat{E}(\vec{R}) = \iint \frac{E_0}{R'} e^{j(kR - \vec{k} \cdot \vec{r}')} dx dy$$

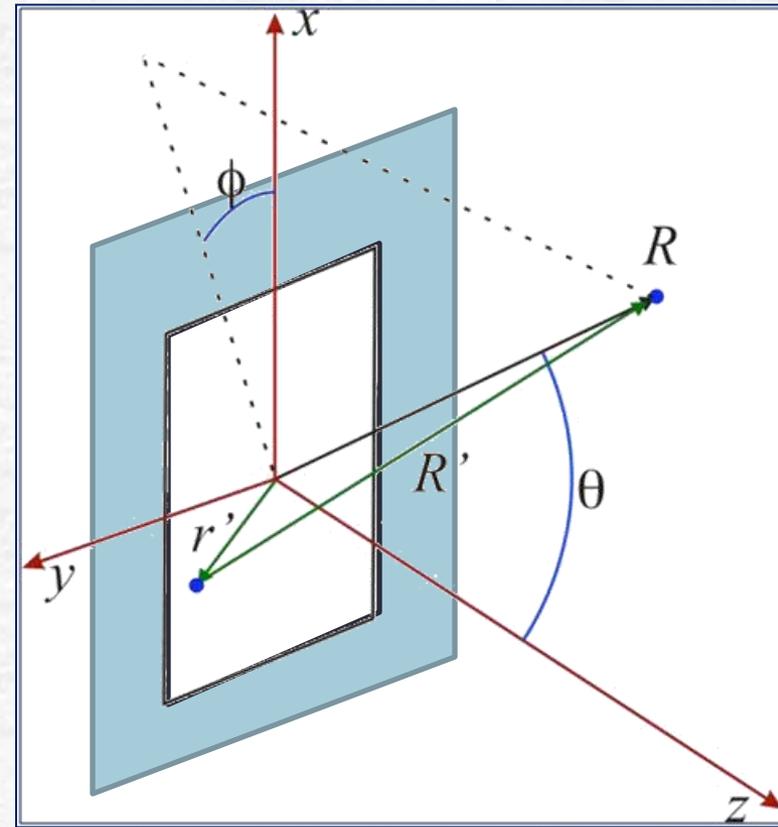
$$\hat{E}(\vec{R}) = e^{jkR} \iint \frac{E_0}{R'} e^{-j\vec{k} \cdot \vec{r}'} dx dy$$

- Na condição de Fraunhofer

$$|\vec{R}'| \approx |\vec{R}|$$

- Assim:

$$\hat{E}(\vec{R}) = \frac{e^{jkR}}{R} E_0 \iint e^{-j\vec{k} \cdot \vec{r}'} dx dy$$



Generalizando a Difração de Fraunhofer

- Quem é $\vec{k} \cdot \vec{r}'$?

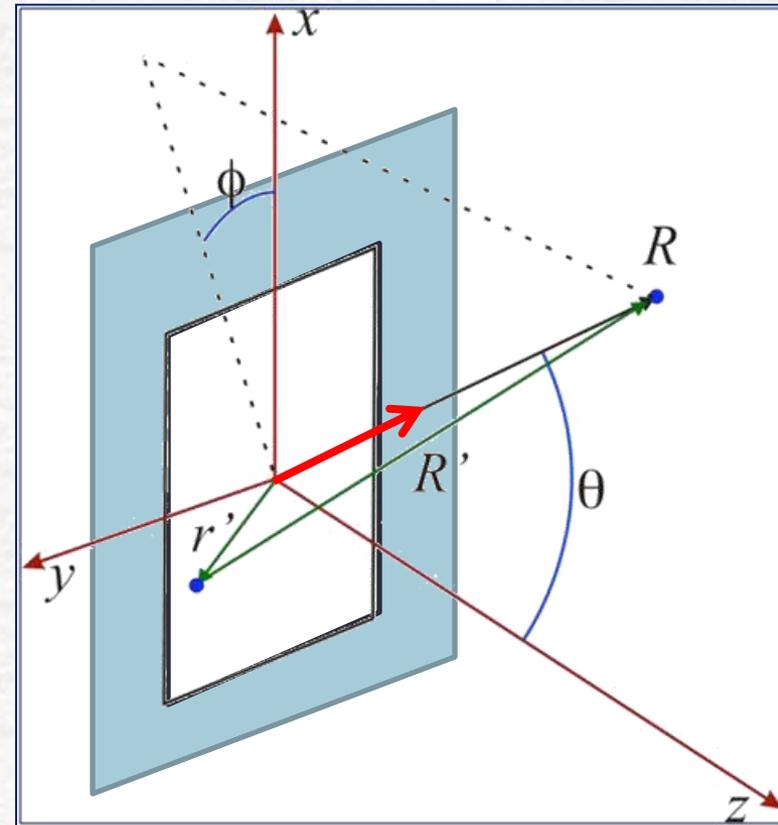
$$\vec{r}' = x\hat{x} + y\hat{y}$$

$$\vec{k} = k\hat{r} = (k \sin \theta \cos \phi)\hat{x} + (k \sin \theta \sin \phi)\hat{y} + (k \cos \theta)\hat{z}$$

- Assim:

$$\vec{k} \cdot \vec{r}' = xk \sin \theta \cos \phi + yk \sin \theta \sin \phi$$

- Definindo
$$\begin{cases} k_x = k \sin \theta \cos \phi \\ k_y = k \sin \theta \sin \phi \end{cases}$$



Generalizando a Difração de Fraunhofer

- O campo pode ser escrito como:

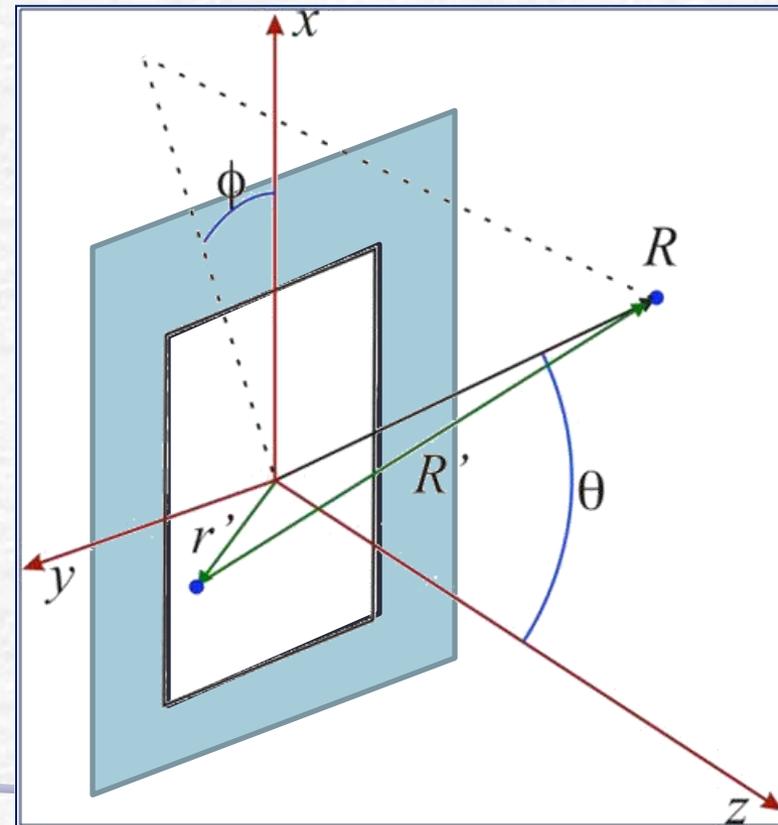
$$\hat{E}(\vec{R}) = \frac{e^{jkR}}{R} E_0 \iint e^{-j(k_x x + k_y y)} dx dy$$

- Sabemos que a transform. de Fourier em 2D é:

$$f(x, y) = \sum_{p=-\infty}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} c_{pq} e^{j(px+qy)}$$

$$c_{pq} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} f(x, y) e^{-j(px+qy)} dx dy$$

Notem que o campo \mathbf{E} é função de \mathbf{k}_x e \mathbf{k}_y e não de \mathbf{x} e \mathbf{y} !



Generalizando ainda mais

- No nosso caso, para uma onda plana incidente, $E_0(x,y)$ é constante.
- Além disso, uma onda qualquer pode ser decomposta numa soma de ondas planas. Então já consideramos todos os casos possíveis?
- Não. E se a abertura **não** for uma fenda? E se houver uma **lente** ou um **objeto opaco** que modifiquem **a amplitude** ou **a fase** de $E(x,y)$ em cada ponto?

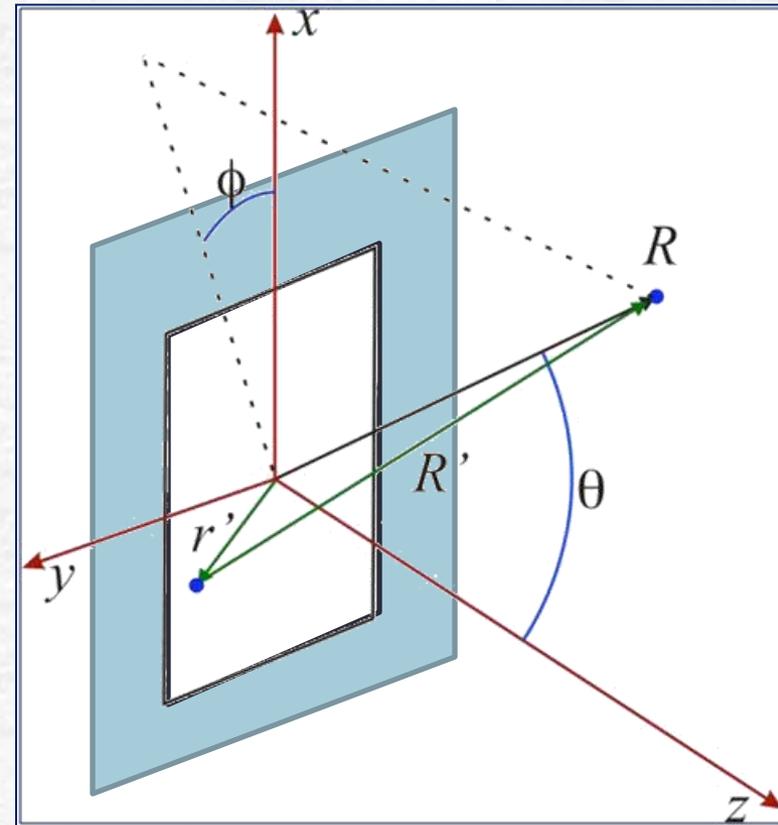
Generalizando ainda mais

- Neste caso, a onda difratada é:

$$\hat{E}_{r'}(\vec{R}) = \frac{E(r')}{R'} e^{j\vec{k} \cdot \vec{R}'}$$

- E o campo total em R pode ser escrito como:

$$\begin{aligned}\hat{E}(\vec{R}) &= \frac{e^{jkR}}{R} \iint E(x, y) e^{-j(k_x x + k_y y)} dx dy \\ &= \iint \varepsilon(x, y) e^{-j(k_x x + k_y y)} dx dy\end{aligned}$$



Função da abertura

As freqüências espaciais:

- Para cada ponto da imagem há uma freqüência espacial correspondente (ou seja um \mathbf{k}_x e um \mathbf{k}_y) e o campo difratado pode ser escrito como:

$$\hat{E}(k_x, k_y) = \iint \varepsilon(x, y) e^{-j(k_x x + k_y y)} dx dy$$

- Isso quer dizer que a distribuição de campo elétrico na figura de difração de Fraunhofer é a transformada de Fourier da distribuição do campo elétrico na abertura.
- Essa distribuição é dada pela transformada inversa:

A função da abertura é o campo incidente transformado pelo objeto/fenda/lente/etc onde ocorre a difração.

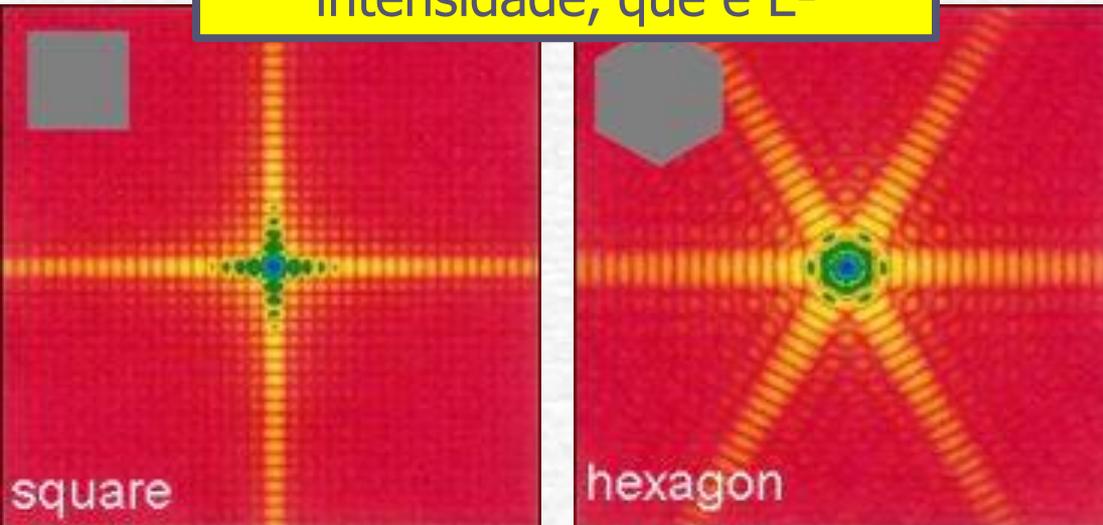
$$\varepsilon(x, y) = \frac{1}{2\pi} \iint E(k_x, k_y) e^{j(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y$$

Difração e Transformada de Fourier

- Resumindo, a figura de difração está relacionada à transformada de Fourier do objeto iluminado.

$$\hat{E}(k_x, k_y) = \iint \varepsilon(x, y) e^{-j(k_x x + k_y y)} dx dy$$

A difração é a TF do campo elétrico, mas medimos a intensidade, que é E^2



A intensidade luminosa em uma dada posição está relacionada às componentes da T.F. para cada frequência espacial

$$\hat{E}(\vec{R}) \rightarrow \hat{E}(R_x, R_y) \rightarrow \hat{E}(k_x, k_y)$$

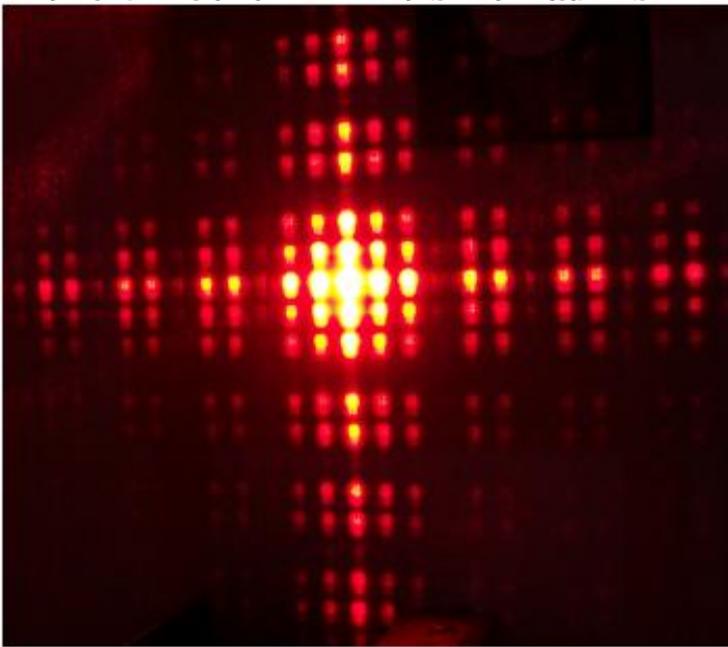
$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \begin{cases} k_x = k \sin \theta \cos \phi \\ k_y = k \sin \theta \sin \phi \end{cases}$$

Difração do Quadrado

Fotografamos também o padrão de difração produzido pelo orifício de número 2 na grade do laboratório, que se assemelhava a um quadrado. A fotografia está na figura 8. Calculamos teoricamente como seria esse padrão para um quadrado de um lado genérico no apêndice A. Com auxílio de (5), construímos o gráfico teórico representado abaixo.

Para cálcul
Huygens-Fr
escalar, qua
 Σ a frente

No entã
apresentam
utilizarmos
de onda. Se

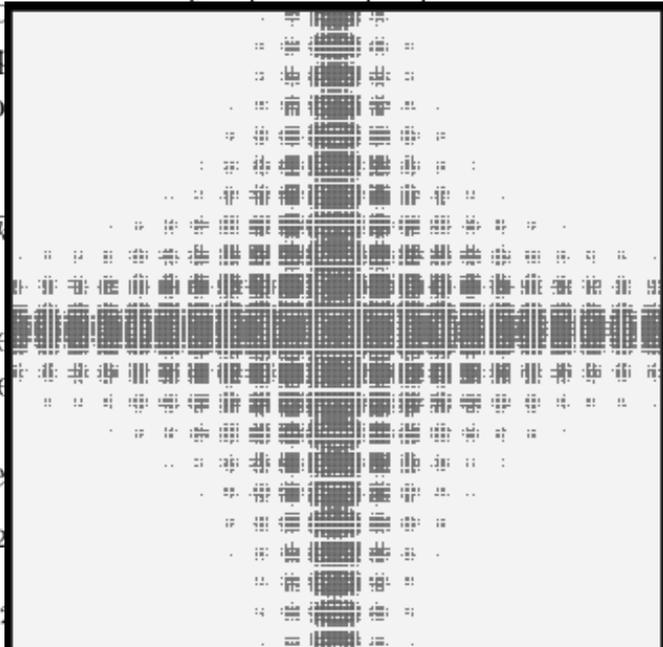


duzido
da amp
ético o
ios de

$$\frac{ku}{\lambda\pi ir} e^{i\phi}$$

relame
e corre
penas
os dire

$$x \int_{-a/2}^{a/2}$$



princípio de
er o potencial
etor de onda,

aqueles que
Isso justifica
obre a frente

onde fizemos $r \approx R$, R a distância entre a abertura e o plano do anteparo em todos os pontos da tela fora da exponencial, pois ela está muito distante da abertura (difração de Fraunhofer), que a intensidade é proporcional ao quadrado da amplitude, obtemos, final

$$I_P = I_0 \frac{\text{sen}^2(k\alpha \frac{a}{2})}{(k\alpha \frac{a}{2})^2} \frac{\text{sen}^2(k\beta \frac{a}{2})}{(k\beta \frac{a}{2})^2}.$$

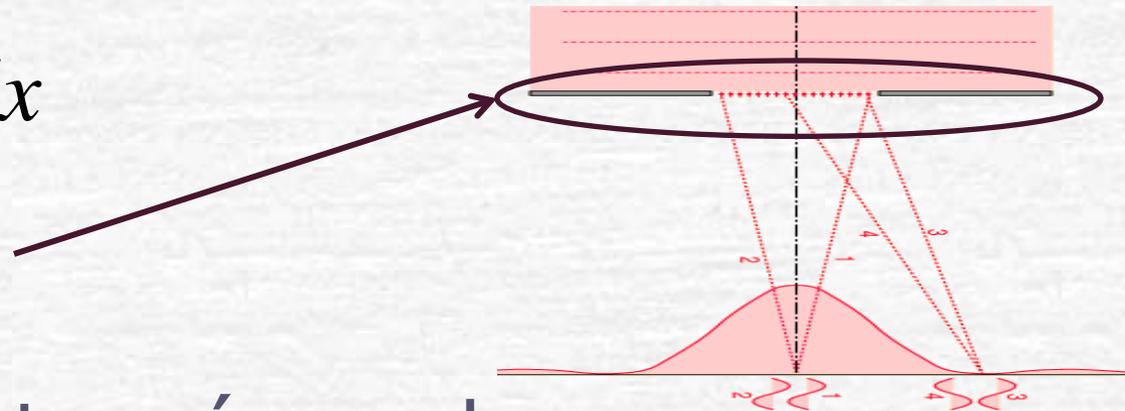
O padrão é qualitativamente diferente. A difração era de fendas cruzadas....

Exemplo: Fenda Simples

- Na fenda simples, temos apenas 1D

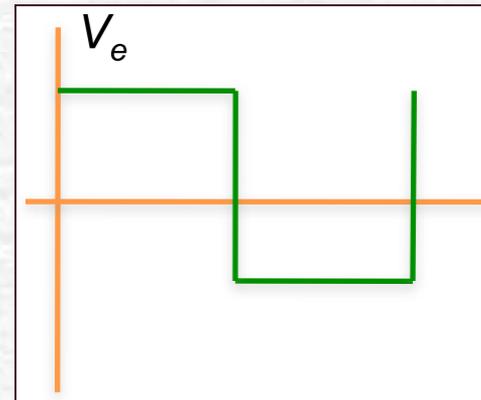
$$\hat{E}(k) = \int \varepsilon(x) e^{-jk_x x} dx$$

$$\varepsilon(x) = \frac{1}{2\pi} \int E(k) e^{jk_x x} dk$$



- A função da abertura é a onda quadrada!

$$\varepsilon(x) = \begin{cases} E_0, & \text{se } |x| < \frac{d}{2} \\ 0, & \text{se } |x| > \frac{d}{2} \end{cases}$$



Exemplo: Fenda Simples

- Vamos fazer a integral da onda quadrada:

$$\hat{E}(k) = \int \varepsilon(x) e^{-jk_x x} dx = E_0 \int_{-d/2}^{d/2} e^{-jk_x x} dx = E_0 \left[\frac{e^{-jk_x x}}{-jk_x} \right]_{-d/2}^{d/2}$$

- Lembrando da notação complexa para o seno:

$$\hat{E}(k) = 2 \frac{E_0}{k_x} \frac{\left(e^{+jk_x d/2} - e^{-jk_x d/2} \right)}{2j} = 2 \frac{E_0}{k_x} \sin(k_x d / 2)$$

- Multiplicando e dividindo por d , temos:

$$\hat{E}(k) = E_0 d \frac{\sin(k_x d / 2)}{k_x d / 2}$$

Exemplo: Fenda Simples

- O k_x era uma mistura dos ângulos com o número de onda:

$$k_x = k \sin(\theta) \cos(\phi)$$

- Como só temos 1 dimensão:

$$k_x = k \sin(\theta) = \frac{2\pi}{\lambda} \sin(\theta)$$

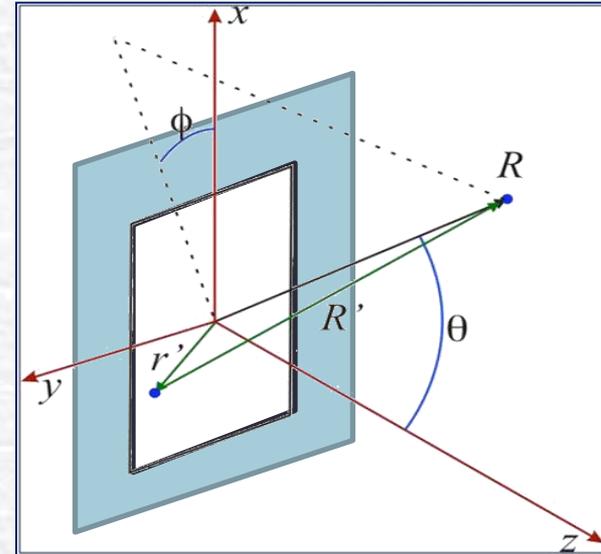
- E o campo elétrico fica dado por:

$$\hat{E}(k) = E_0 d \frac{\sin \beta}{\beta}, \quad \beta = \frac{k_x d}{2} = \pi \frac{d}{\lambda} \sin(\theta)$$

A intensidade depende da largura da fenda

$$\Rightarrow I = I_0 \left(\frac{\sin \beta}{\beta} \right)^2$$

Exatamente o que tínhamos antes!



Exemplo: Fenda Simples

- Será que a posição e a intensidade dos máximos são o que esperamos?

$$I = I_0 \left(\frac{\sin \beta}{\beta} \right)^2, \quad \beta = \pi \frac{d}{\lambda} \sin \theta$$

- Para os máximos SECUNDÁRIOS, $\sin(\beta) = \pm 1$

$$\sin \beta = 1 \Rightarrow \beta = \pm(2m + 1) \frac{\pi}{2}, \quad m = 0, 1, 2, 3, \dots$$

$$\pi \frac{d}{\lambda} \sin \theta = \pm(2m + 1) \frac{\pi}{2}$$

- E as posições são o que esperávamos:

$$\Rightarrow \sin \theta_{\max} = \pm \frac{\lambda}{2d}, \pm 3 \frac{\lambda}{2d}, \pm 5 \frac{\lambda}{2d}, \dots$$

Exemplo: Fenda Simples

- A intensidade é:

$$I = I_0 \left(\frac{\sin \beta}{\beta} \right)^2$$

- Portanto os máximos SECUNDÁRIOS ficam:

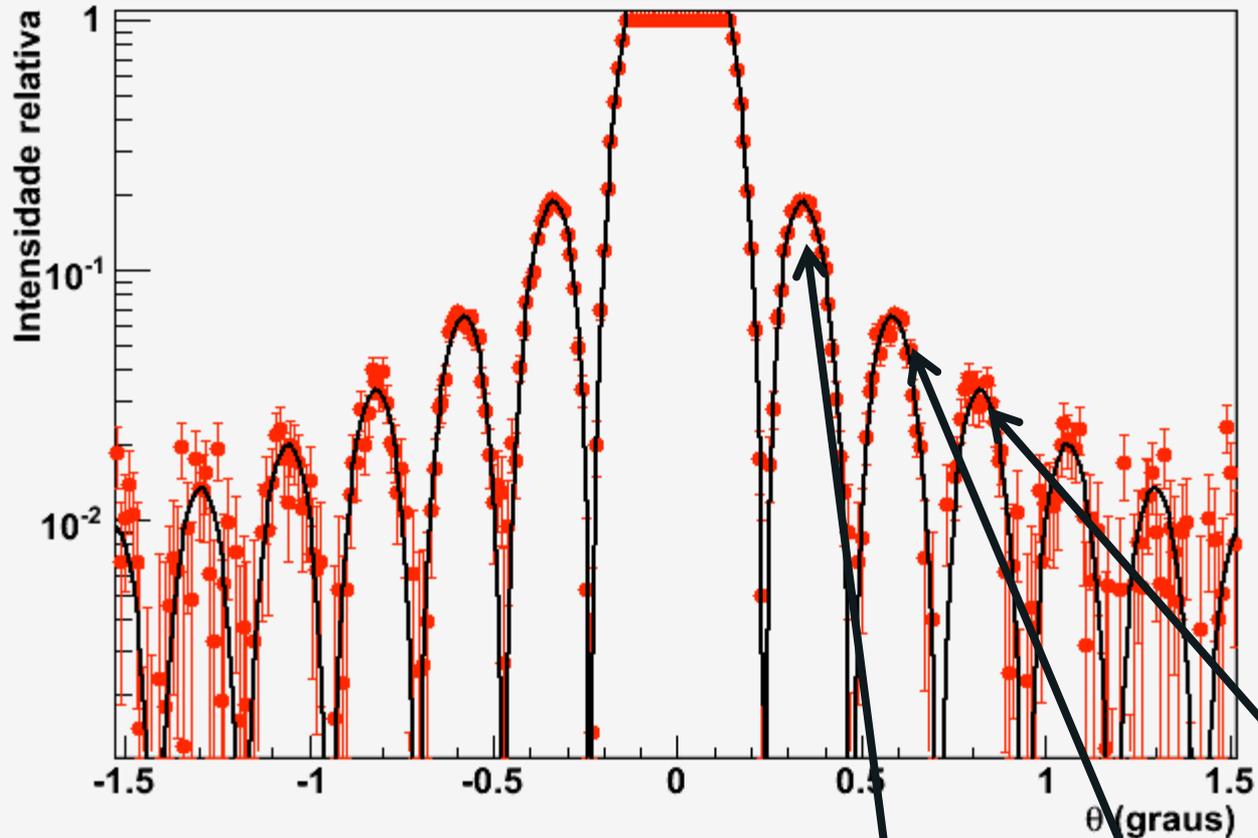
$$I(\theta_{\max}) = \frac{I_0}{\beta^2} = \frac{1}{(2m+1)^2} \frac{4I_0}{\pi^2} = 1 \frac{4I_0}{\pi^2}, \frac{1}{9} \frac{4I_0}{\pi^2}, \frac{1}{25} \frac{4I_0}{\pi^2}, \dots$$

- Assim, o campo elétrico é:

$$|\hat{E}| = \sqrt{I} \Rightarrow \frac{|\hat{E}|}{\sqrt{\frac{4I_0}{\pi^2}}} = 1, \frac{1}{3}, \frac{1}{5}, \dots$$

Exemplo: Fenda Simples

Difracção de uma fenda simples



$$V(t) = V_0 \left[\frac{4}{\pi} \sin(\omega t) + \frac{4}{3\pi} \sin(3\omega t) + \frac{4}{5\pi} \sin(5\omega t) + \dots \right]$$

Computador ótico

- A condição de Fraunhofer estará satisfeita se o anteparo estiver a uma distância muito grande em comparação às dimensões da abertura. No caso das fendas utilizadas no experimento anterior esse é o caso:
 - A nossa bancada é suficientemente longa se comparado às dimensões das fendas utilizadas (μm)
- Mas no caso de objetos maiores, não é possível observar a figura de difração de Fraunhofer, pois o comprimento de onda é pequeno e a bancada é curta.

Computador ótico

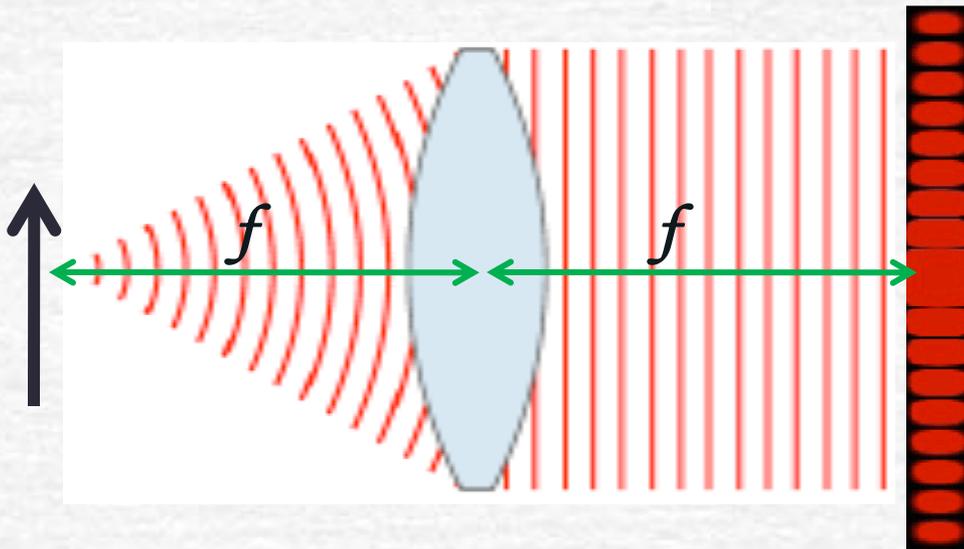
- Então, como fazer a transformada de Fourier da imagem do nosso objeto macroscópico?
- Sabemos que quando a imagem do objeto passar pela lente, do outro lado vai sair um $E(k_x, k_y)$ que é a transformada de Fourier do $\varepsilon(x, y)$.
- Para saber o que vai acontecer exatamente, é preciso considerar como a lente modifica a amplitude e a fase de E_0 em cada ponto (x, y) .
 - **Vejam detalhes no site da Rice University, Physics 332, Fourier optics, seção C.**

O que acontece é que a transformada de Fourier aparece no plano focal.

Computador ótico

Fazendo as contas, aparecem outros detalhes:

- Para que a lente “calcule” a transformada de Fourier da *função da abertura* do objeto é preciso:
 - Que o objeto seja iluminado por ondas planas (laser= ∞)
 - Que o objeto esteja no plano focal anterior da lente ($o=f$)



A transformada vai aparecer no plano focal posterior da lente

Computador Ótico

- Obviamente, se colocarmos esta **TF** como objeto de uma 2ª lente, a imagem da 2ª lente será a imagem original do objeto!

$$\hat{E}(k_x, k_y) = \iint \varepsilon(x, y) e^{-j(k_x x + k_y y)} dx dy$$

$$\varepsilon(x, y) = \frac{1}{2\pi} \iint E(k_x, k_y) e^{j(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y$$

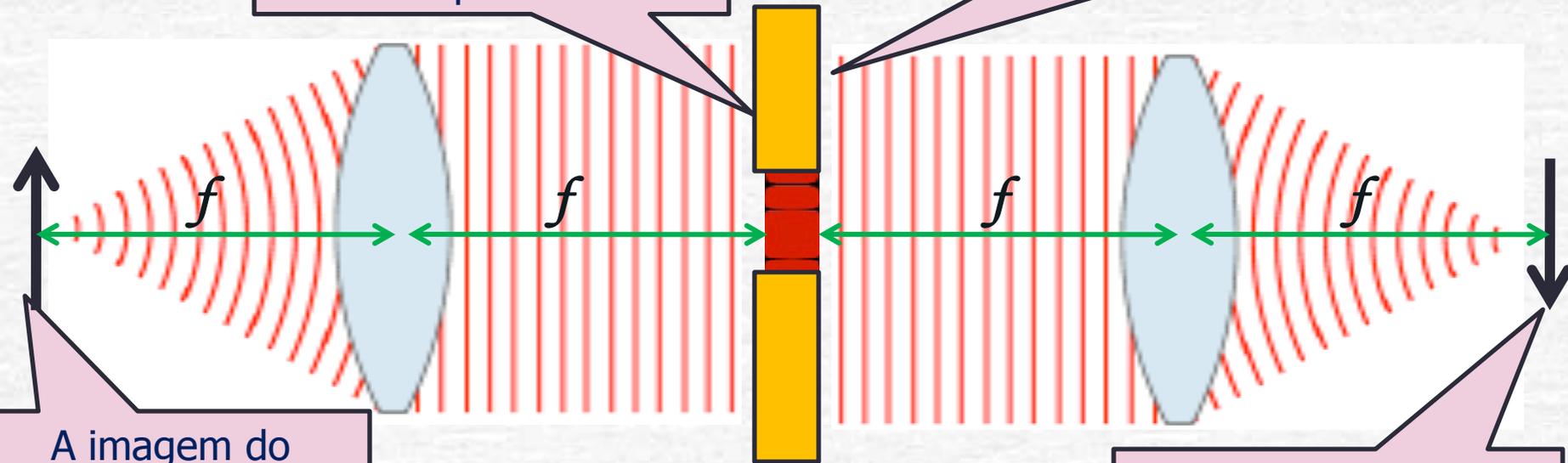
A transformada da transformada é a própria função!

- A imagem recomposta aparece no plano focal posterior da 2ª lente.
- **Como a 1ª transformada de Fourier separa as frequências espaciais, para filtrar alguma destas basta colocar um anteparo!**

Filtragem espacial

Toda a informação óptica da imagem original esta na transformada de Fourier espacial.

Quando colocamos um anteparo nesta posição, bloqueamos algumas frequências espaciais.

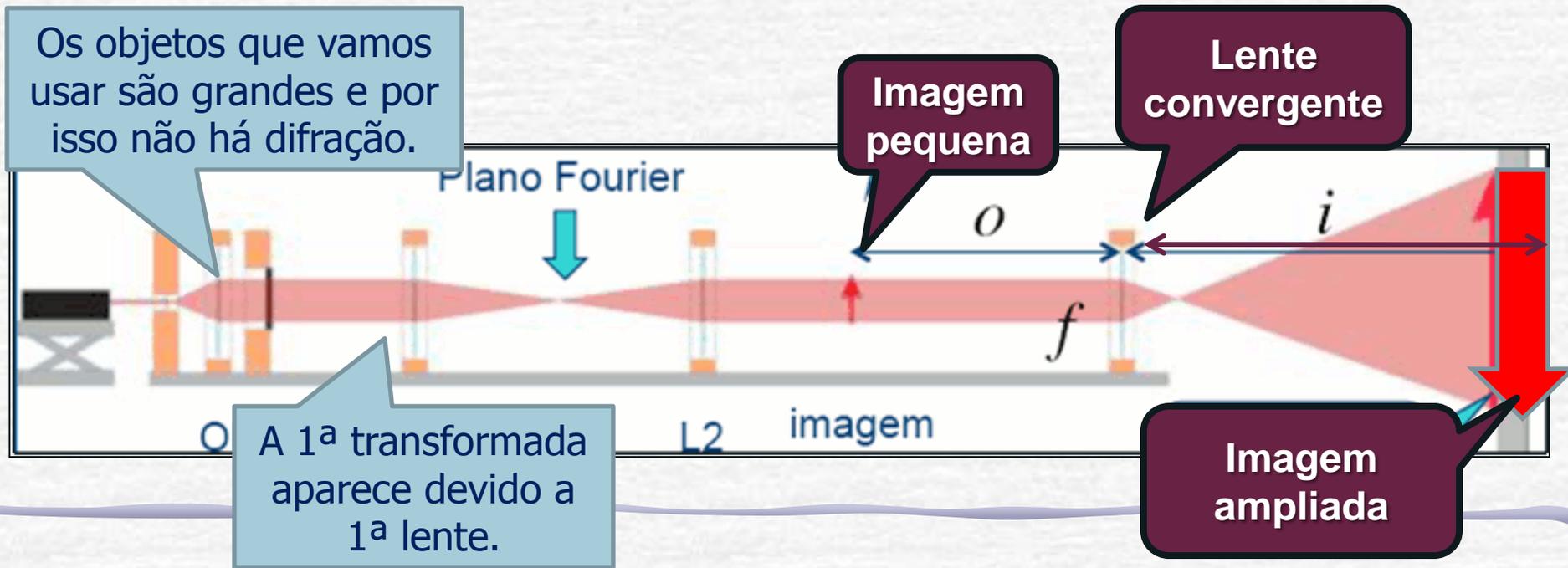


A imagem do objeto é a informação óptica processada pelo nosso computador.

Por isto, ao recompor a imagem, o resultado é diferente da imagem original, pois tiramos alguma frequências.

Melhorando a imagem:

- Para observar melhor e fazer aparecer detalhes da imagem é necessário aumentá-la.
- Sabemos que lentes convergentes podem produzir imagens reais, invertidas e maiores que o objeto. Vamos usar uma lente auxiliar!



Computador óptico na prática

Lente 1 (TF)

Objeto

Plano de Fourier

Imagem filtrada projetada do anteparo

Lente 2 (iTF)

Criação do objeto

Laser

Sistema para aumentar o diâmetro do Laser para iluminar uniformemente o objeto

Lente $f = 1 \text{ cm}$

Lente $f = 10 \text{ ou } 20 \text{ cm}$

Objeto

Computador óptico ajustado

Objeto

Lente 1 (TF)

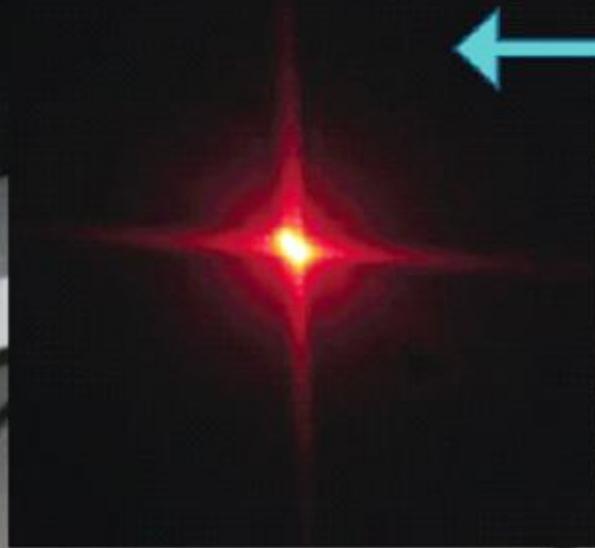
Plano de Fourier

Imagem filtrada projetada do anteparo

Lente 2 (iTF)

As lentes 1 e 2, (são as lentes de transformada) tem distância focal de 40cm, são convergentes, plano convexas. A distância entre elas deve, então ser da ordem de 80cm. O plano de Fourier está no foco (das duas) entre elas. O objeto deve ser colocado no plano focal da lente 1 e a imagem é formada no plano focal da lente 2.

Imagem no plano de Fourier

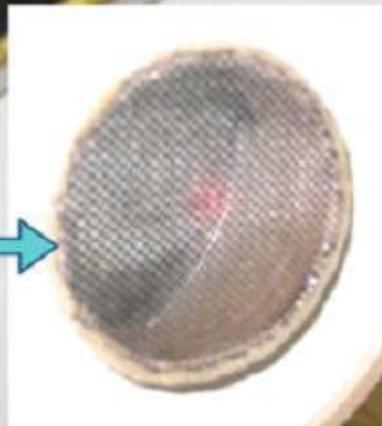


Lente 1 (TF)

Lente 2 (iTF)

Plano de Fourier

Objeto



O anteparo no plano de Fourier está no foco da lente 1, mostra a imagem que ela gera que é proporcional à transformada de Fourier do objeto. É nesse plano que são colocados filtros de frequências espaciais para tratamento de imagem.

Atividades da semana: Fenda

- Montar o computador ótico:
 - Monte o conjunto de lentes para aumentar o feixe do laser
 - Em seguida coloque, uma fenda simples como objeto, no plano focal da lente L_1 (lente da transformada). Fotografe.
 - Procure a figura de difração do objeto (com um anteparo) no plano focal do outro lado da L_1 . Fotografe.
 - Coloque a lente L_2 a uma distância igual à soma dos focos das lentes L_1 e L_2 .
 - Retire o anteparo e observe num anteparo distante a imagem recomposta (pela lente L_2) do objeto. Fotografe
- Compare a figura de difração observada na aula anterior para fenda simples com a figura que observou no plano de Fourier. Comente as diferenças e/ou semelhanças.

Atividades da semana: filtros

- Aplicação de filtros:
 - Troque a fenda simples por uma grade.
 - Observe o plano de Fourier
 - Descubra um filtro capaz de eliminar as linhas verticais da grade
 - Depois elimine as linhas horizontais.
- Tire fotos:
 - Do arranjo experimental
 - Da grade
 - Da figura no plano de Fourier
 - Da imagem recomposta da grade
 - Dos filtros
 - Das imagens recompostas da grade com aplicação dos filtros
- Agora aplique um outro filtro, que elimine os cantos vivos da imagem da grade.
 - Repita todo o procedimento descrito para esse novo filtro.
- Comente os todos os resultados, explicando o que fazem os filtros que escolheu.