

Física Experimental IV – FAP214

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

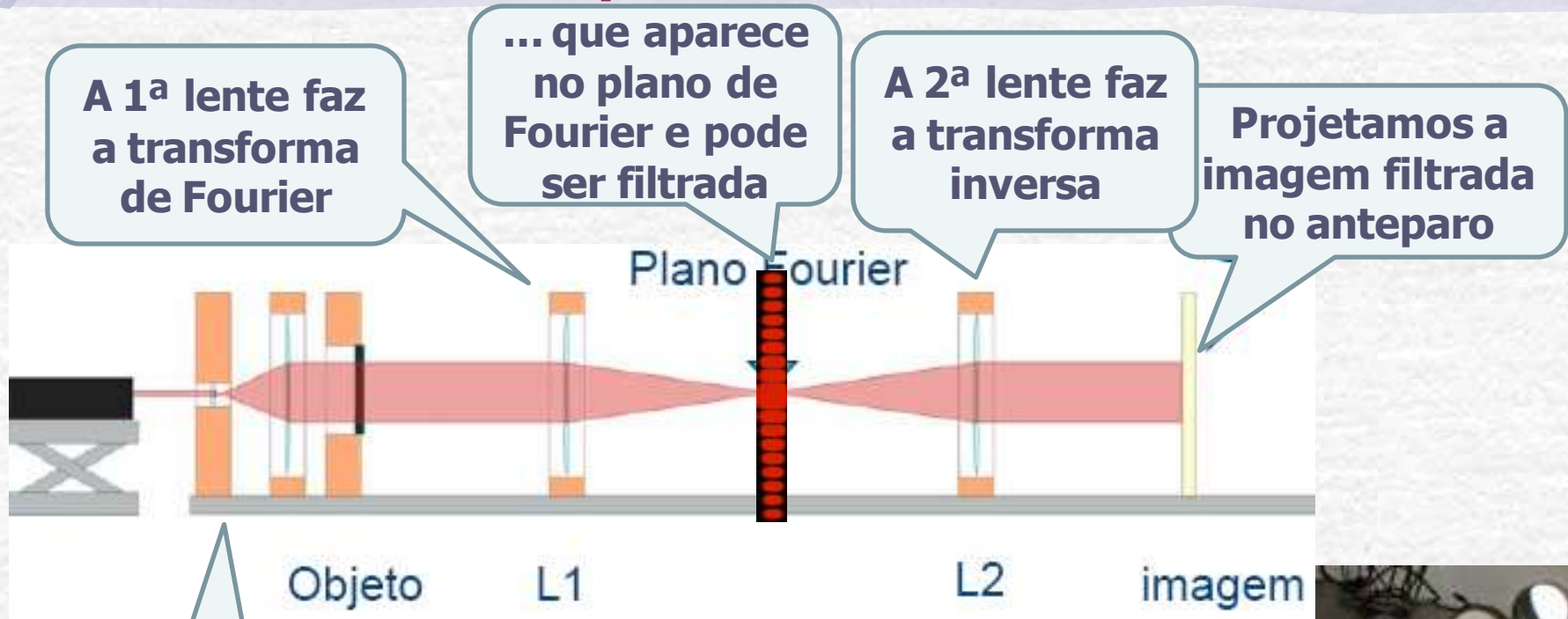
www.fap.if.usp.br/~hbarbosa

Aula 4, Experiência 2

Ótica de Fourier e

Computador Ótico

Computador Ótico



o laser ilumina o objeto

COMPUTADOR
ÓTICO



TAREFAS SEMANA PASSADA



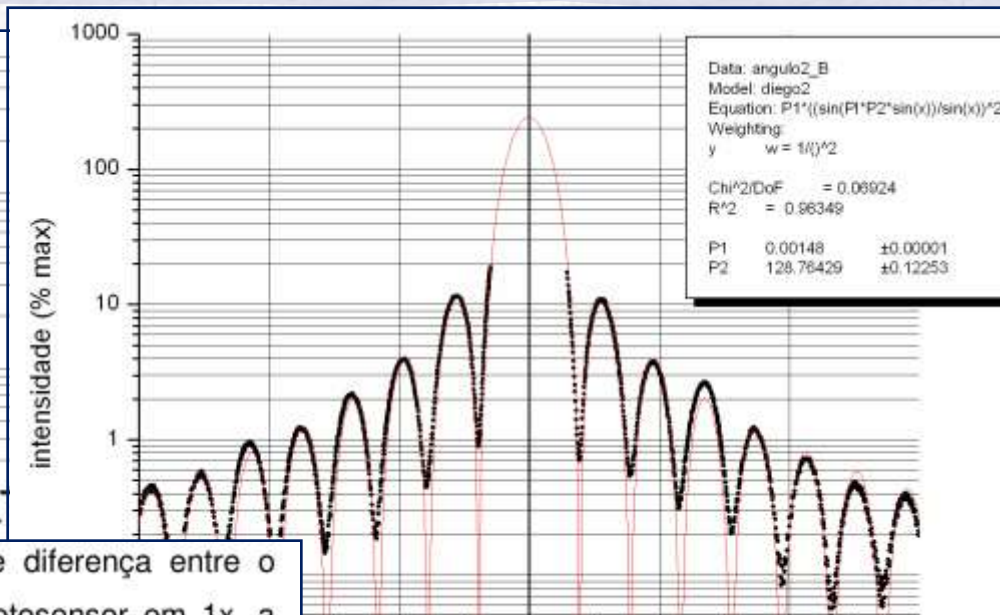
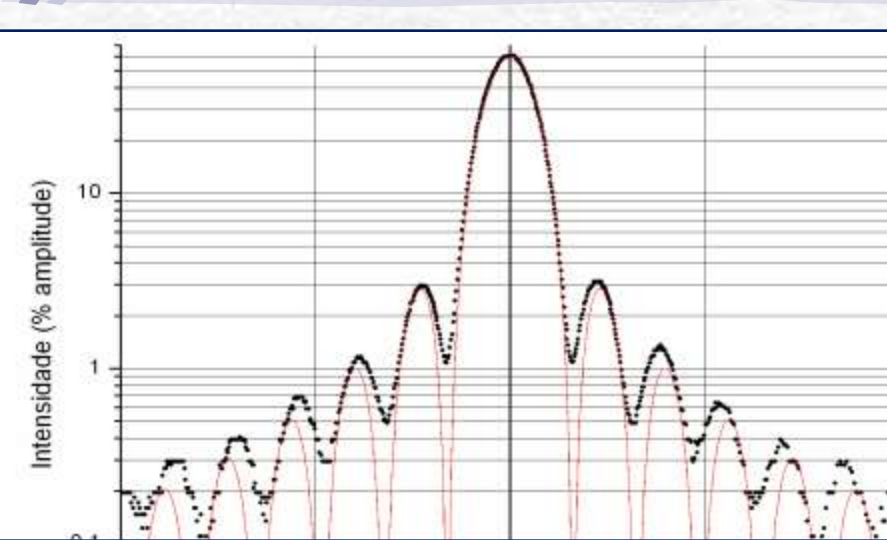
Para Esta Semana

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)

Padrão de difração



mínios posteriores. Isso pode ter ocorrido devido à grande diferença entre o Maximo principal e os máximos secundários, pois com o Fotesensor em 1x, a sensibilidade do aparelho não é boa para esta medida. Para embasar estes argumentos, fizemos a medida com o Fotesensor em 10x e conseguimos melhor ajuste, que será apresentado adiante.

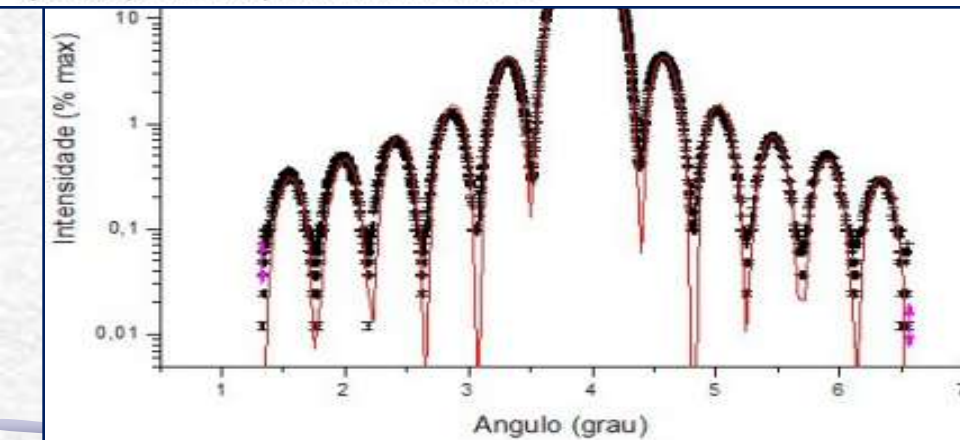
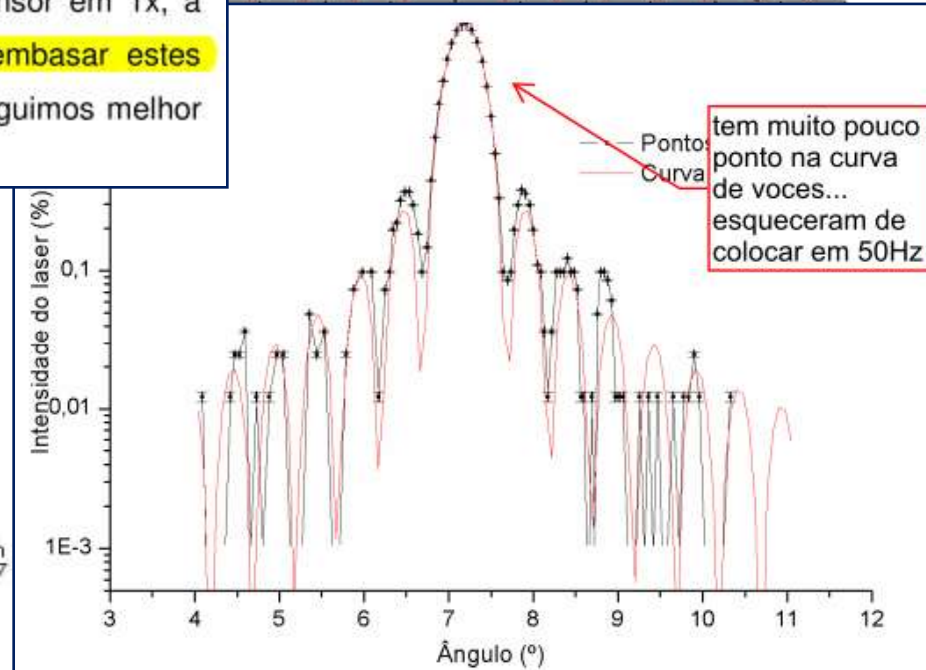
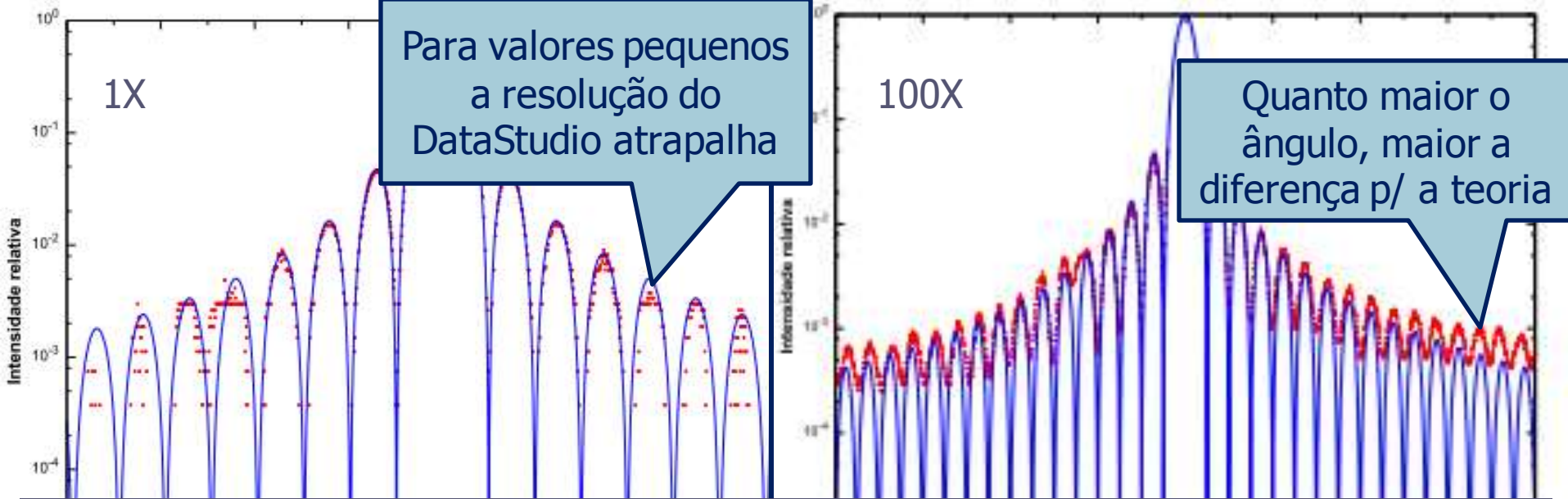


Gráfico 1. Intensidade Luminosa em função do ângulo.

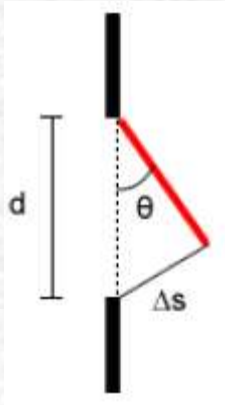


Problemas



Percebe-se também que para picos além do terceiro começa a haver problemas nos dados; devido à baixa resolução na configuração de ganho 1x, as medidas ficam “quantizadas”, de modo que os picos não ficam bem definidos. Nos outros ganhos, esses problemas também ocorrem, mas é possível fazer uma boa caracterização de um número bem maior de picos — no ganho 100x, foi possível caracterizar no mínimo 15 picos para cada lado. Contudo, nesse gráfico revelou-se um outro problema: ajustando-se uma curva teórica como foi feito para o ganho 1x, os dados ficam sistematicamente acima da curva para os picos mais afastados do centro, e não foi possível ajustar os parâmetros de maneira que isso se resolvesse. Percebe-se também uma assimetria no gráfico; esses dois problemas podem ser resultado de uma falha no alinhamento ou de algum problema no arranjo experimental.

Interessante



Entretanto, podemos ter um desalinhamento no processo experimental. A figura 2 representa uma frente de onda chegando com ângulo θ em relação ao plano da fenda. Como podemos ver, uma parte da frente de onda chega antes à fenda, ou seja, alguns pontos se deslocam mais para chegar à fenda. A diferença máxima entre os deslocamentos é dada por $\Delta s = d \sin \theta$, onde d é a largura da fenda. Para o nosso caso temos $d \approx 80 \mu\text{m}$ (valor nominal). Dessa forma, é fácil ver que mesmo para um pequeno desalinhamento $\theta = 0,1^\circ$ temos $\Delta s = 0,14 \mu\text{m} = 0,22 \lambda$, onde $\lambda = 628 \text{ nm}$, ou seja, esse pequeno desalinhamento causa diferenças de fase próximas de $\pi/2$.

Partindo para uma análise mais adequada, a eq. 1 mostra que os mínimos para a intensidade ocorrem quando

$$\beta = \pm m\pi \rightarrow d \sin \theta = \pm m\lambda, m = 1, 2, 3, \dots \quad (2)$$

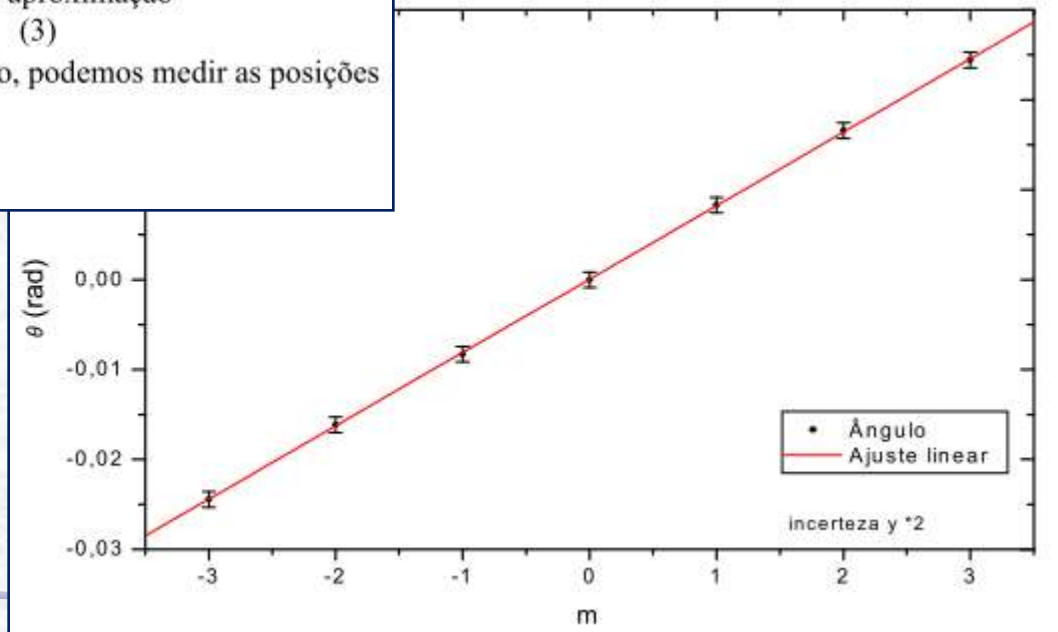
Para variações de $4^\circ = 0,0698 \text{ rad}$ no ângulo para medida, a aproximação

$$\sin \theta \approx \theta \rightarrow \sin 0,0698 = 0,0697 \quad (3)$$

Será considerada adequada (0,1% do valor correto) e, então, podemos medir as posições desses mínimos com os dados extraídos e ajustar a reta:

$$\theta = \frac{\lambda}{d} m \quad (4)$$

Ajuste para θ em função de m



Largura da Fenda

	Laser (nm)	Fend-Sens. (mm)	Fresnel (°)	d-exp (μm)
H01	628			83.3 ± 0.4
H02	633			80.0 ± 0.3 83.1 ± 3.2
H03	628	148.0 ± 0.5	0.0636(23)	72.061 ± 0.242 74.4 ± 3.9
H04				71.9 ± 3.2 70.78846 ± 0.03909
H05	633			81.75692 ± 0.00012
H06	400-700	200.0 ± 0.7	0.0520(3)	85.3 ± 0.3
H07	628			83 ± 2 78 ± 1
H08	633			78.2 ± 0.1 81.50 ± 0.08
H09	628	147.40 ± 0.05	0.69139(24)	80.52 ± 0.06
H10	628	147.30 ± 0.09	0.06919(4)	73.3 ± 0.8
H11				

Razão entre os picos

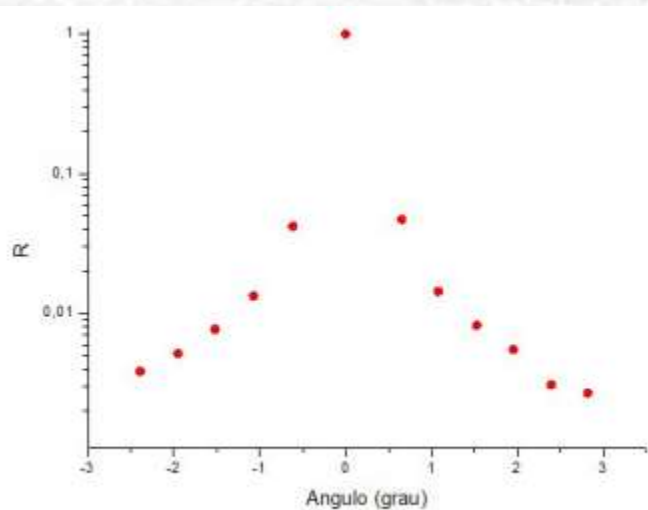


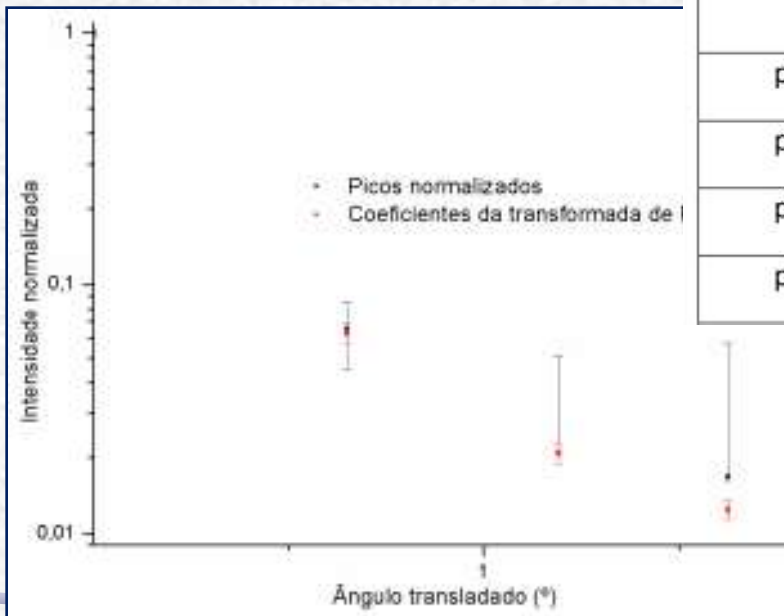
Gráfico 2. Razão entre os máximos locais e global pelo ângulo (tr)

Pico	Intensidade relativa (%)	Fourier	Compatibilidade
-4	0,412 (21)	0,5	-4,44
-3	0,90 (4)	0,83	1,48
-2	1,50 (7)	1,63	-1,78
-1	4,61 (23)	4,53	0,33
1	4,53 (23)	4,53	(referência)
2	1,54 (7)	1,63	-1,25
3	0,90 (4)	0,83	1,48
4	0,375 (19)	0,5	-6,89

R1	R2	R3	R4	R5	R6
0,046138	0,117352	0,01003	0,005015	0,003009	0,003009

TABELA 4.3: Razão dos picos da Difração e FFT da onda quadrada - Ganho 1

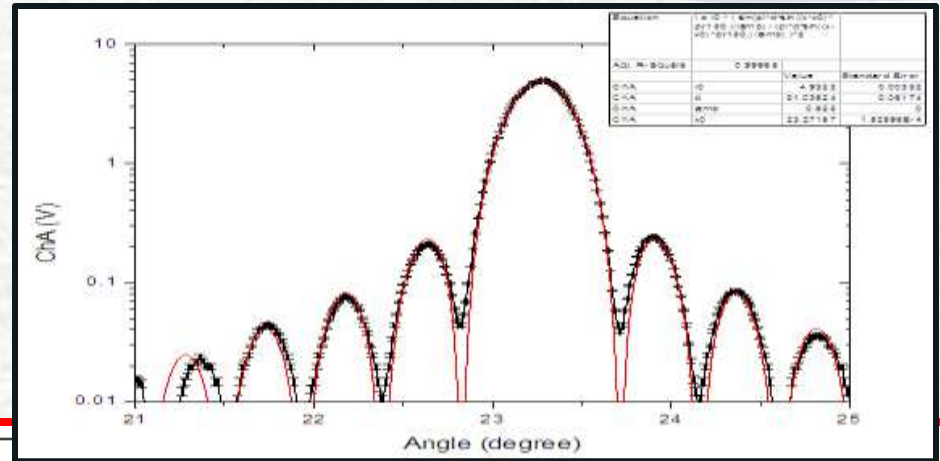
	Valor	σ	Razão	σ	Coefficientes
p0	55.70	0.10	1	0.005	1
p1	2.70	0.10	0.220	0.008	0.333
p2	0.80	0.10	0.119	0.015	0.2
p3	0.40	0.10	0.085	0.021	0.142



Comparação entre as razões das amplitudes	
Máximos normalizados	Coefficientes Transformada
1,00	1,00
0,05	0,35
0,02	0,23
0,01	0,13
0,006	0,12
0,005	0,09

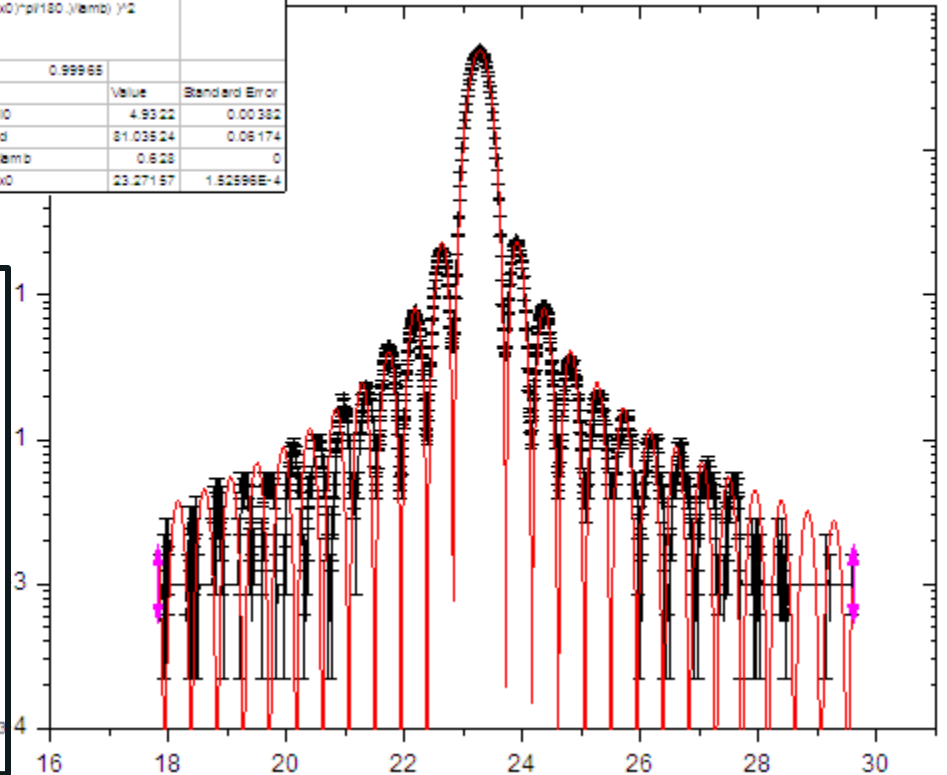
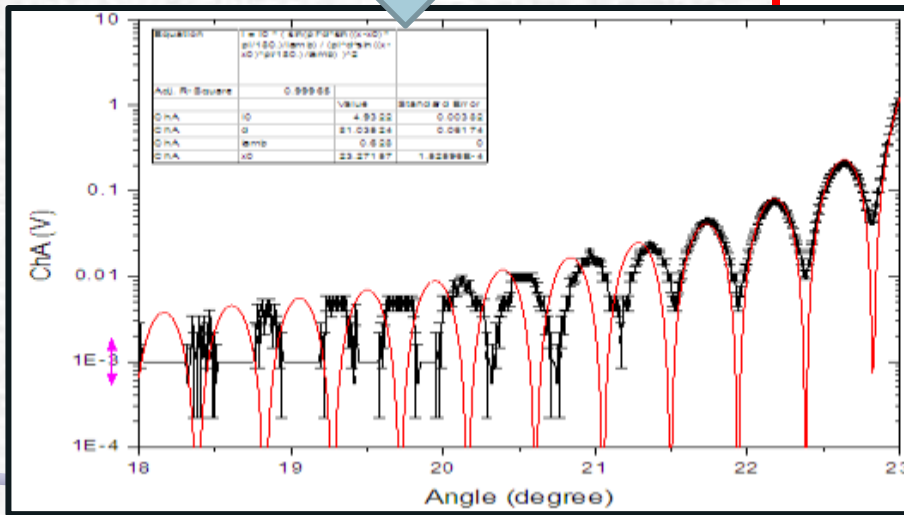
Este Ajuste Está Bom ?

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



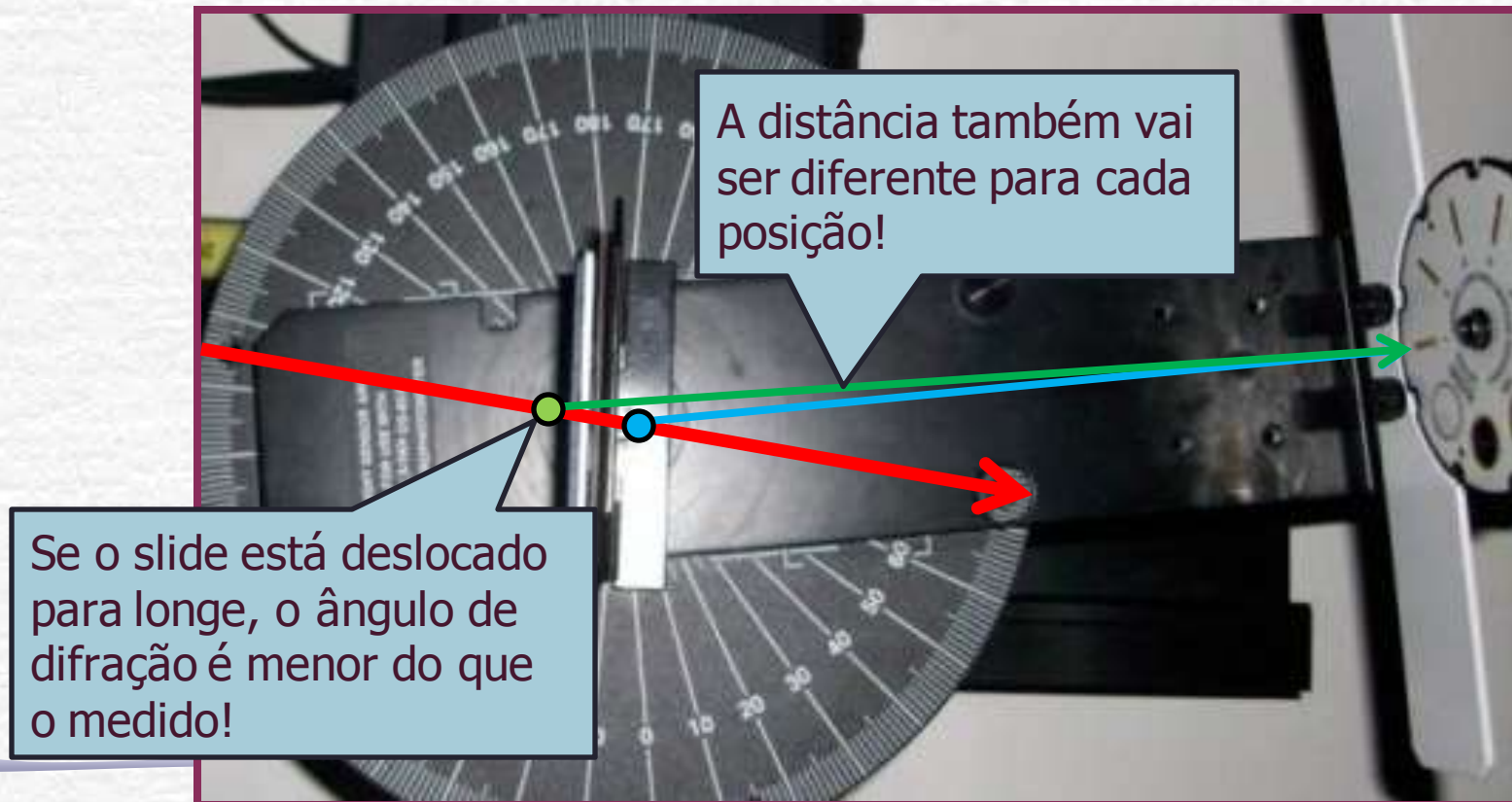
Longe do máximo central, a curva teórica vai se deslocando.

Equation	Value	Standard Error
Adj. R-Square	0.99965	
ChA	IO	4.9322
ChA	d	81.03524
ChA	emb	0.628
ChA	x0	23.27157



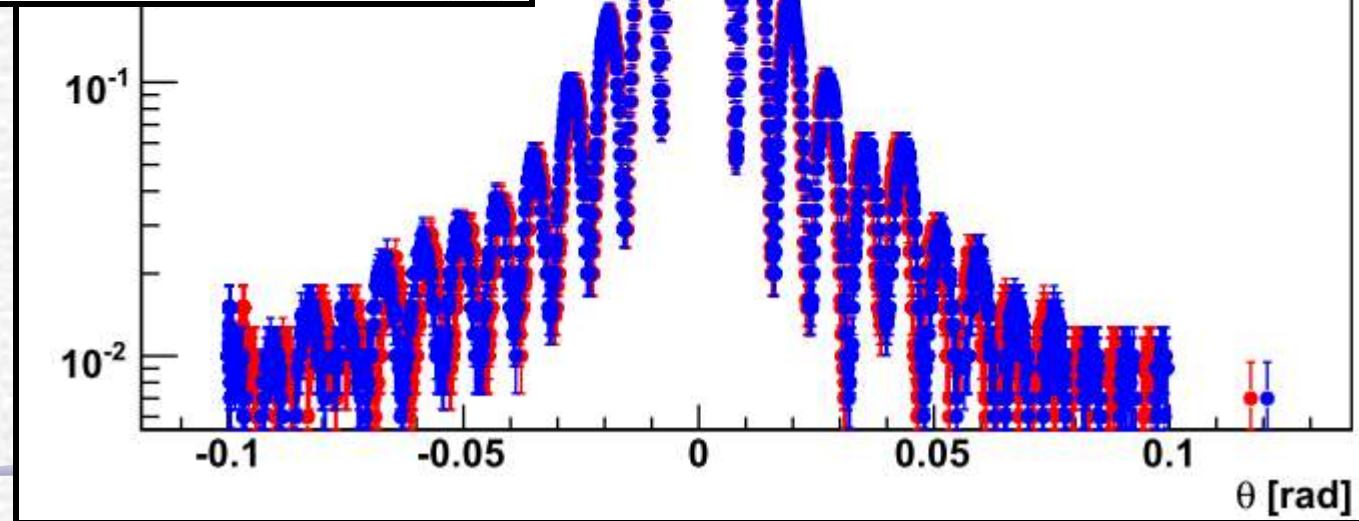
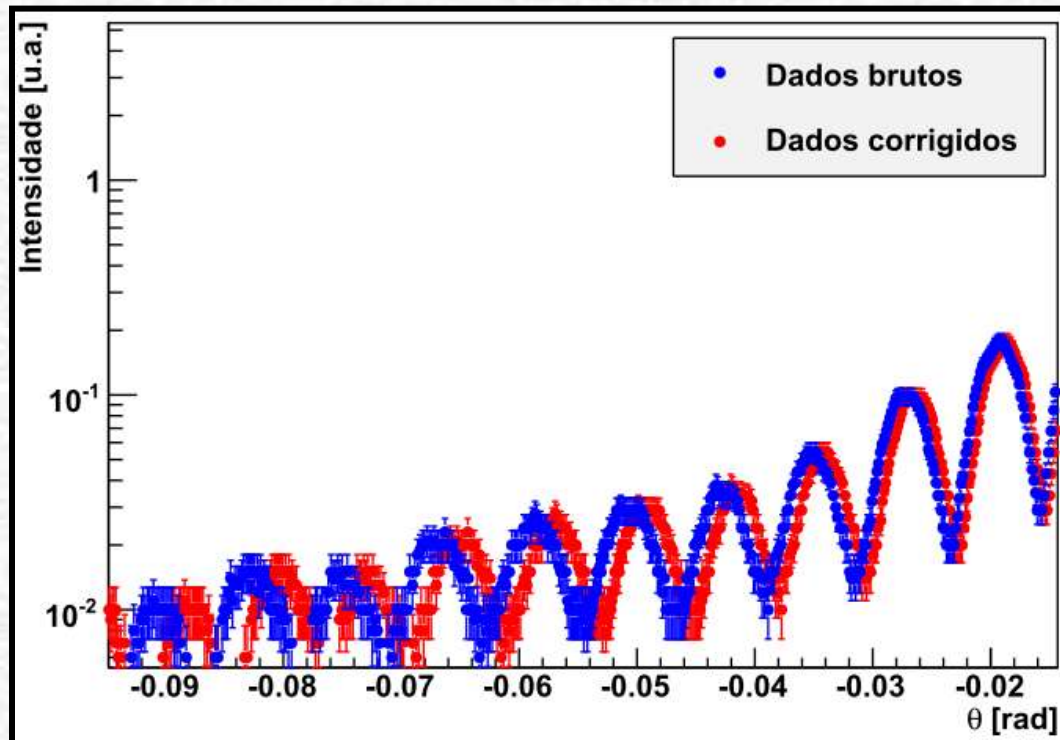
A posição do slide

- 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!



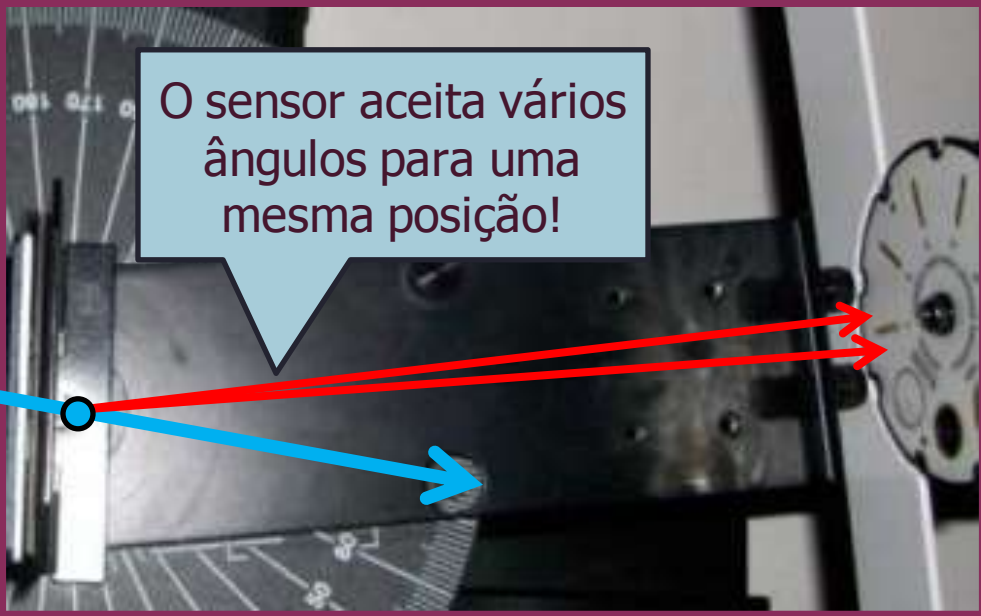
Corrigindo a Posição do Slide

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 metal component 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.

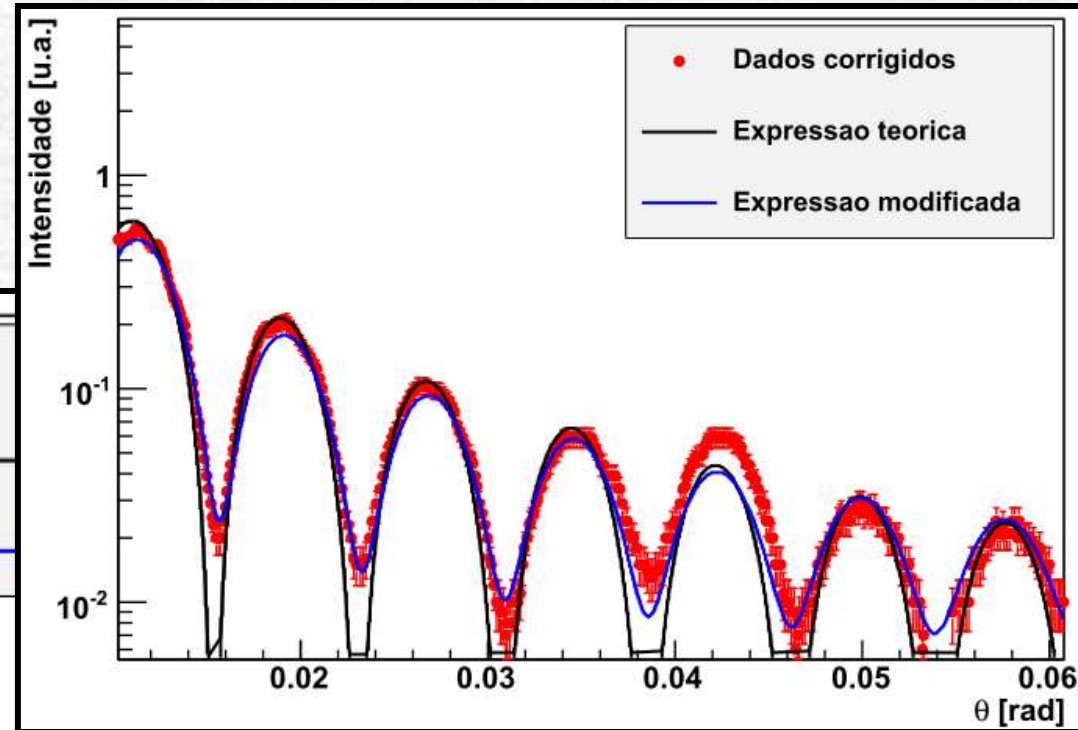
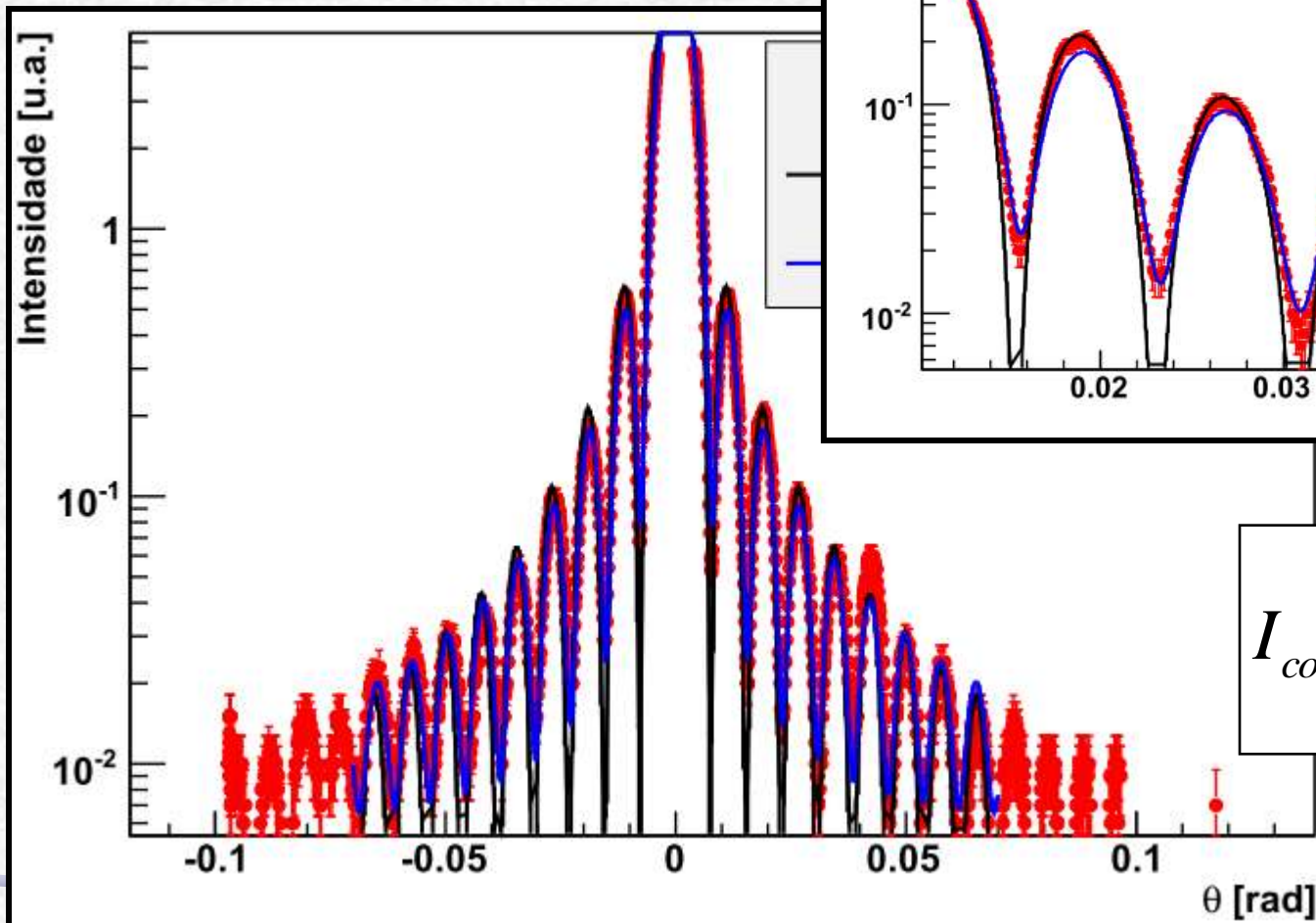


Mesmo a fenda estreita tem uma abertura diferente de zero!

A close-up photograph of a circular sensor component, likely a photodiode array, mounted on a black PCB. The component has several gold-colored leads. A light blue text box is overlaid on the image.

Corrigindo a Abertura do Sensor

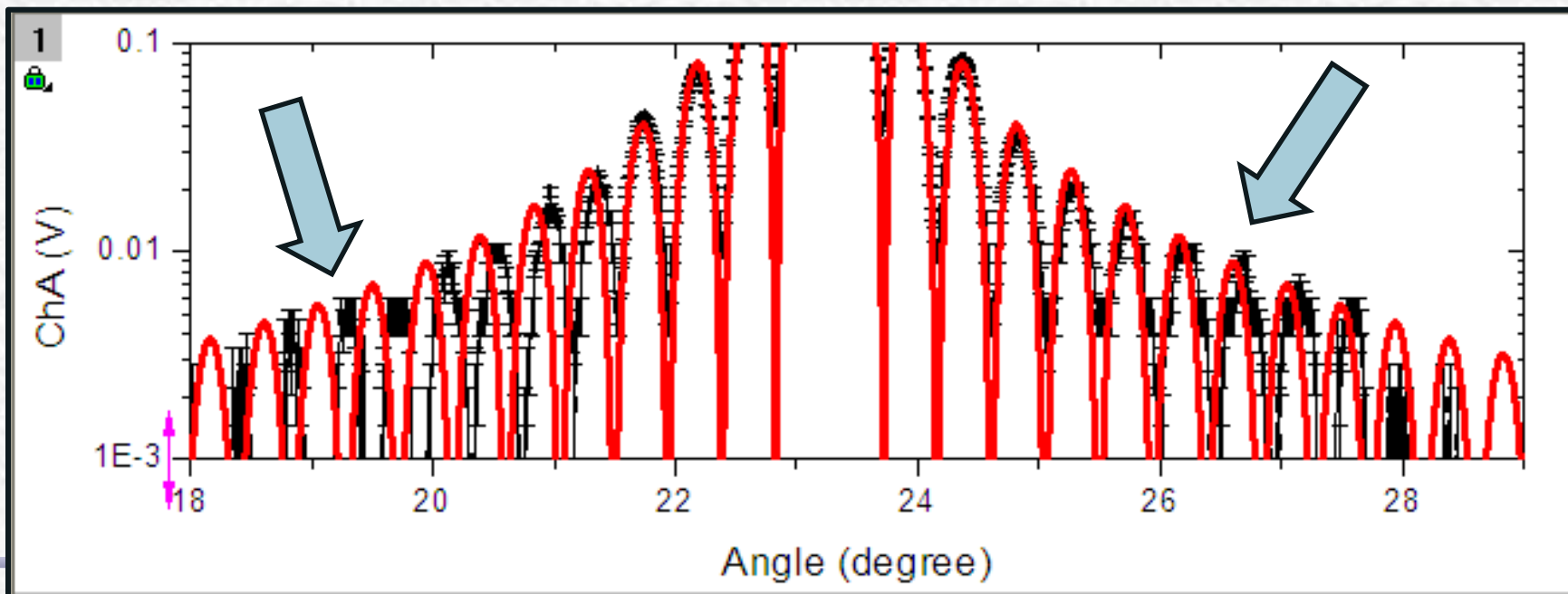
Como o sensor tem uma abertura não pontual, a intensidade nunca é zero.



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

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.



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**.

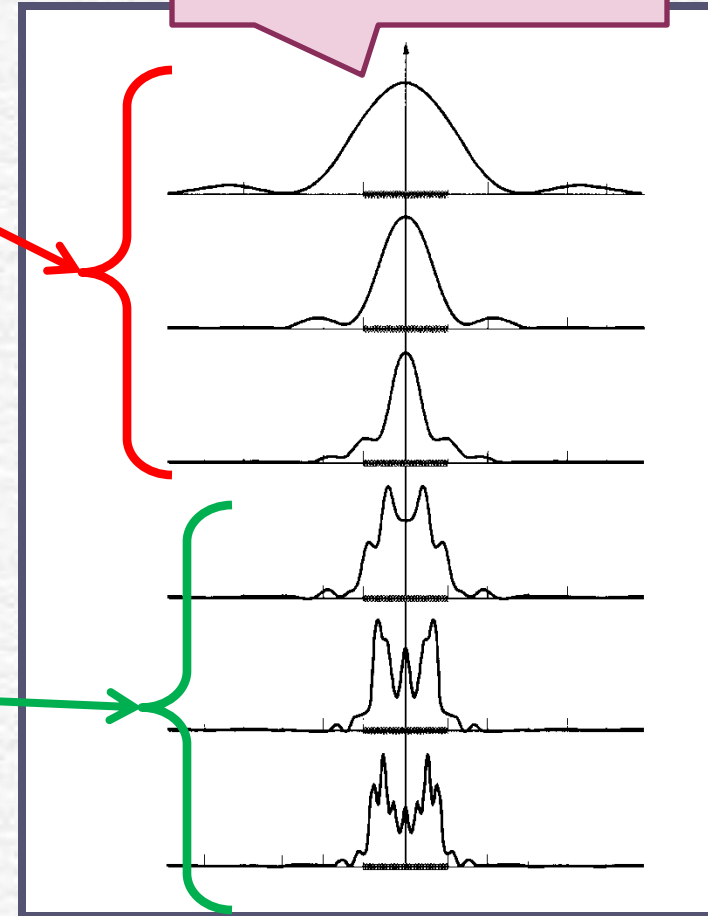
Se o plano de observação é movido para uma distância um pouco maior que a dimensão da abertura, a imagem projetada ainda será reconhecível, mas terá estruturas bem visíveis, à medida que as franjas de difração ficam mais proeminentes. Esse fenômeno é conhecido como **difração de Fresnel** ou **difração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

Número de Fresnel

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

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

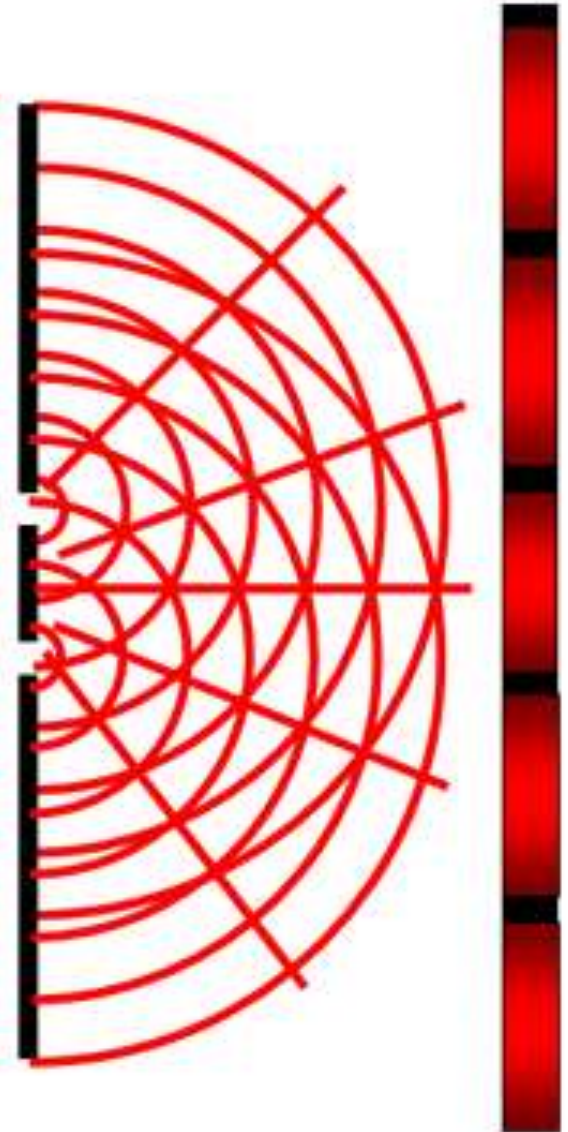
Vamos trabalhar neste limite!



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:

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



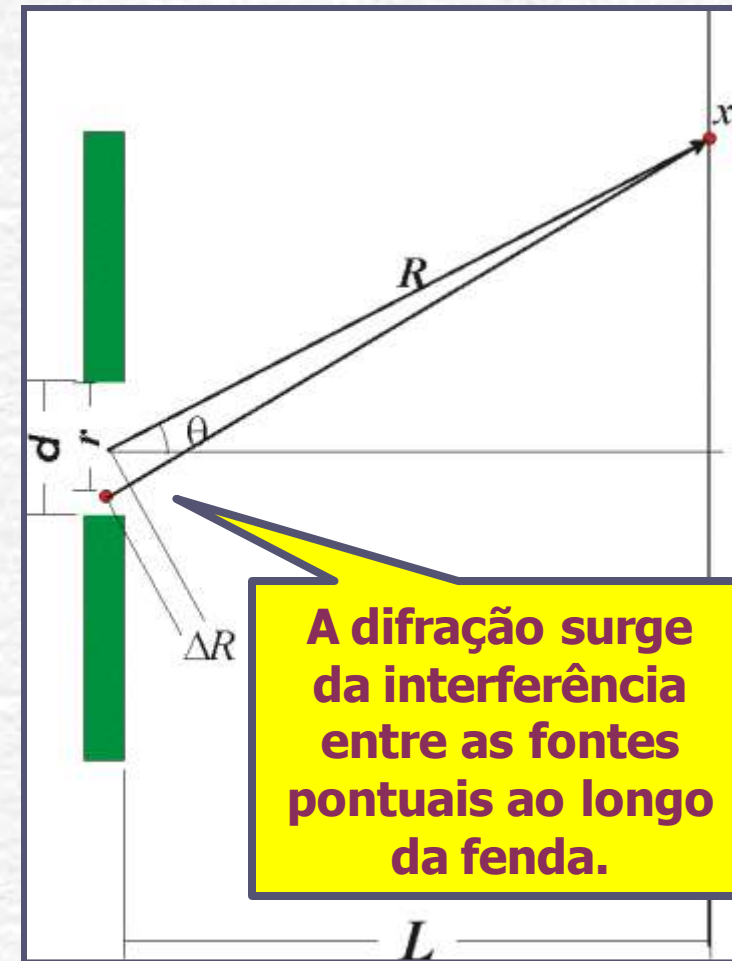
Fenda Simples: Difração

- 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

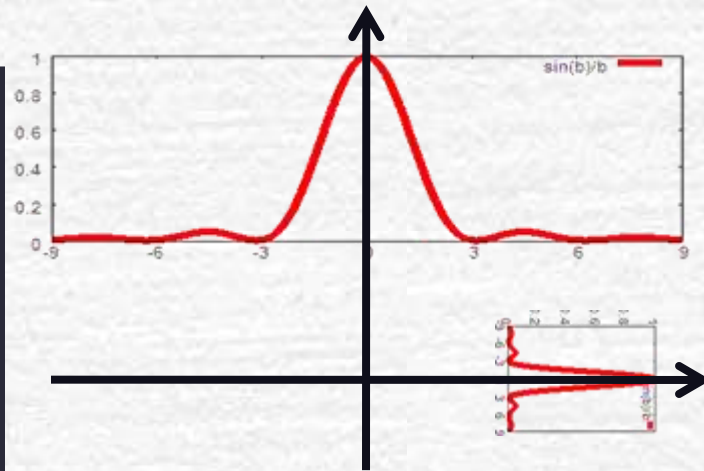
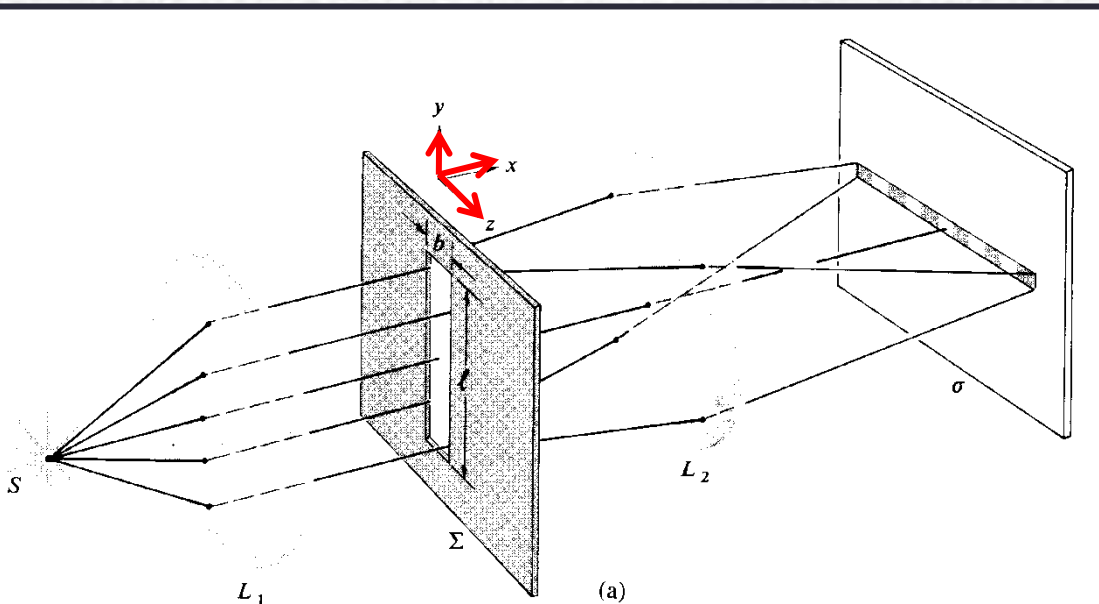
Uma fenda real, tem um comprimento D e uma largura d , e a difração acontece nas duas direções! Contudo, ao longo do comprimento, a intensidade cai muito rapidamente pois $D \gg \lambda$ enquanto que $d \sim \lambda$.

Como:

Então:

$$\beta = \frac{\pi D}{\lambda} \operatorname{sen} \theta \quad \beta \gg 1 \rightarrow \frac{\operatorname{sen} \beta}{\beta} \ll 1$$

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



Três “aproximações” para a óptica:

- **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.

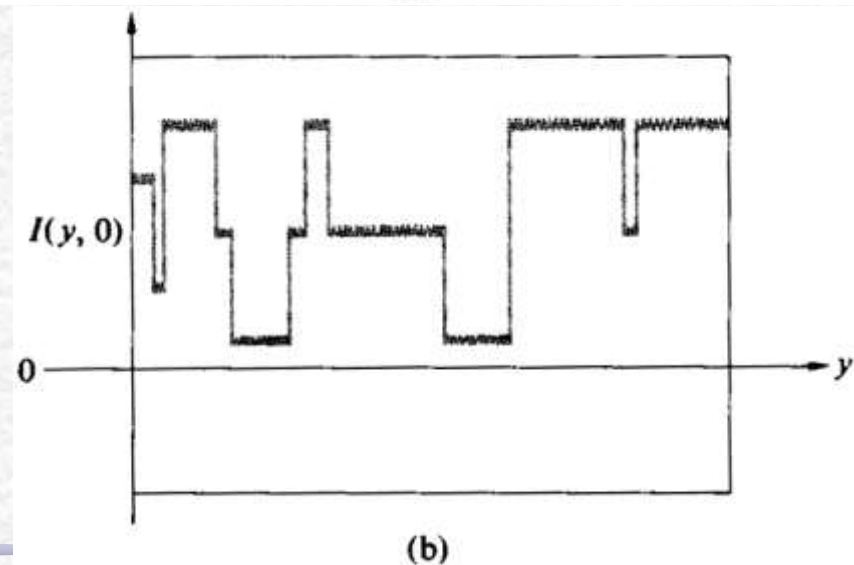
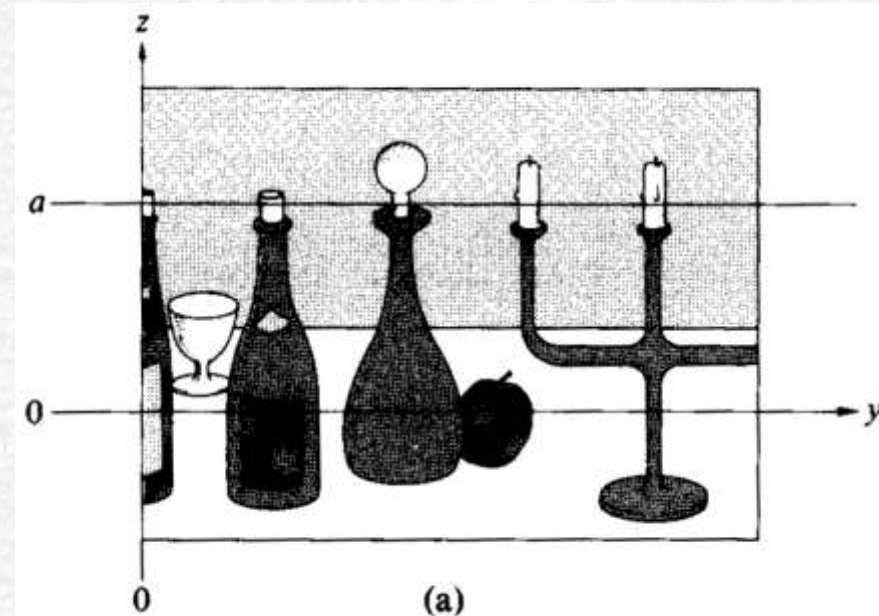
A informação ótica

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.
- **Frequência espacial**: esse conceito facilita o tratamento da informação ótica.

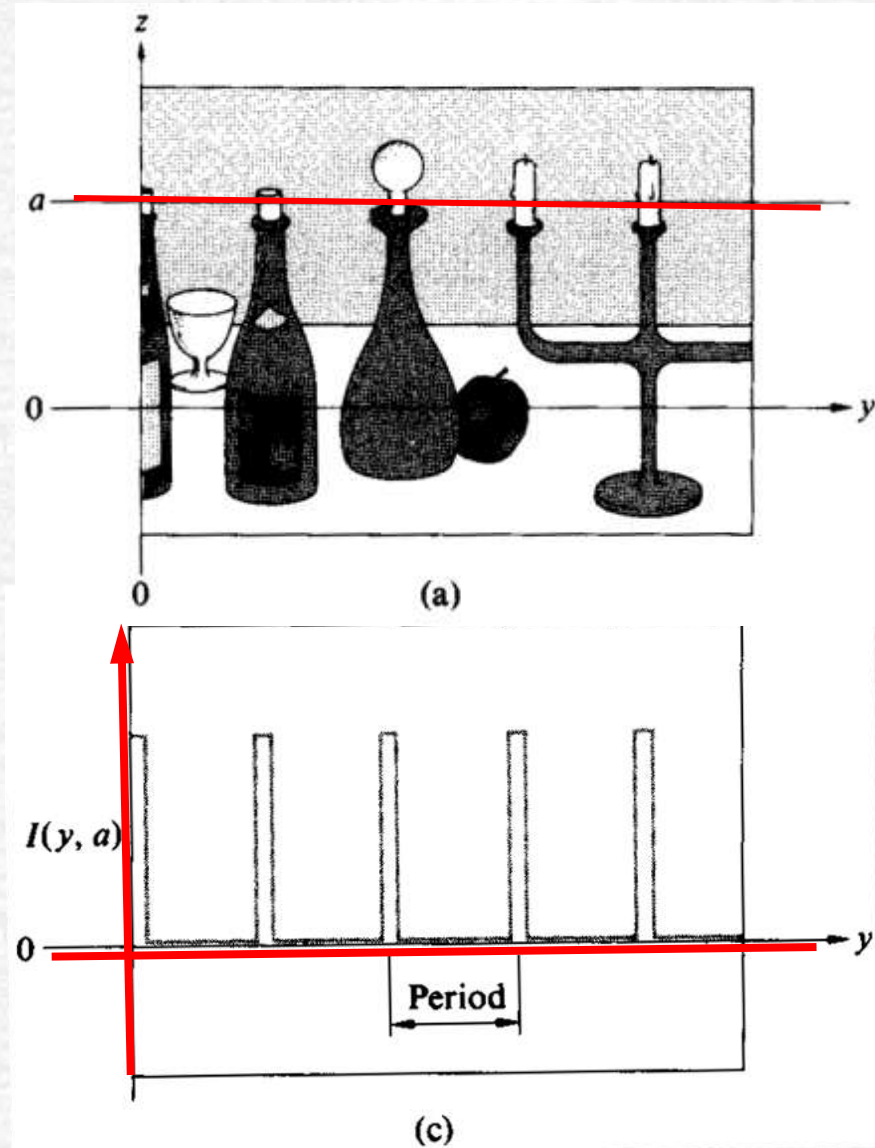
Freqüência Espacial

- 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**.



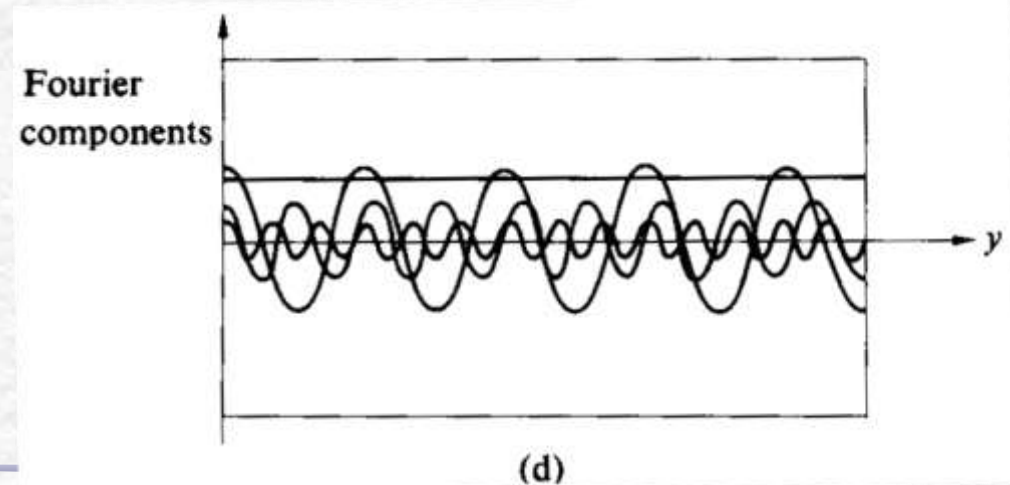
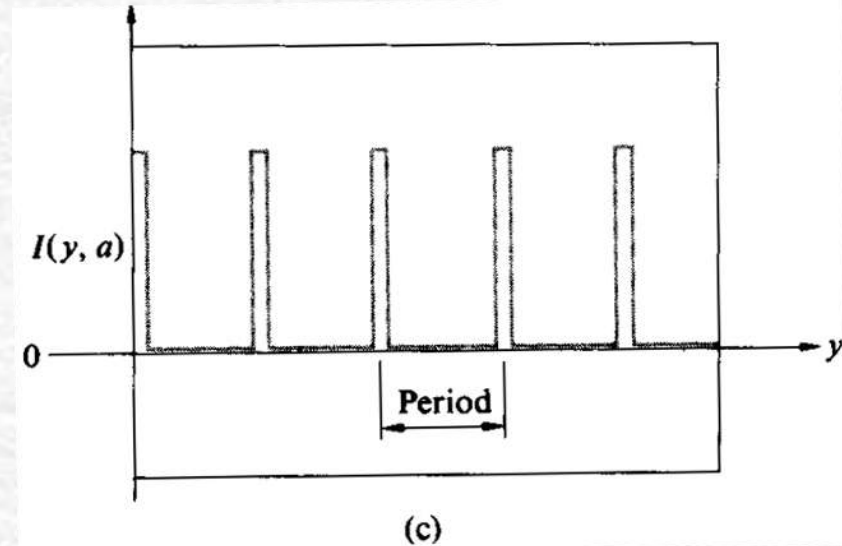
Freqüências Espaciais

- 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

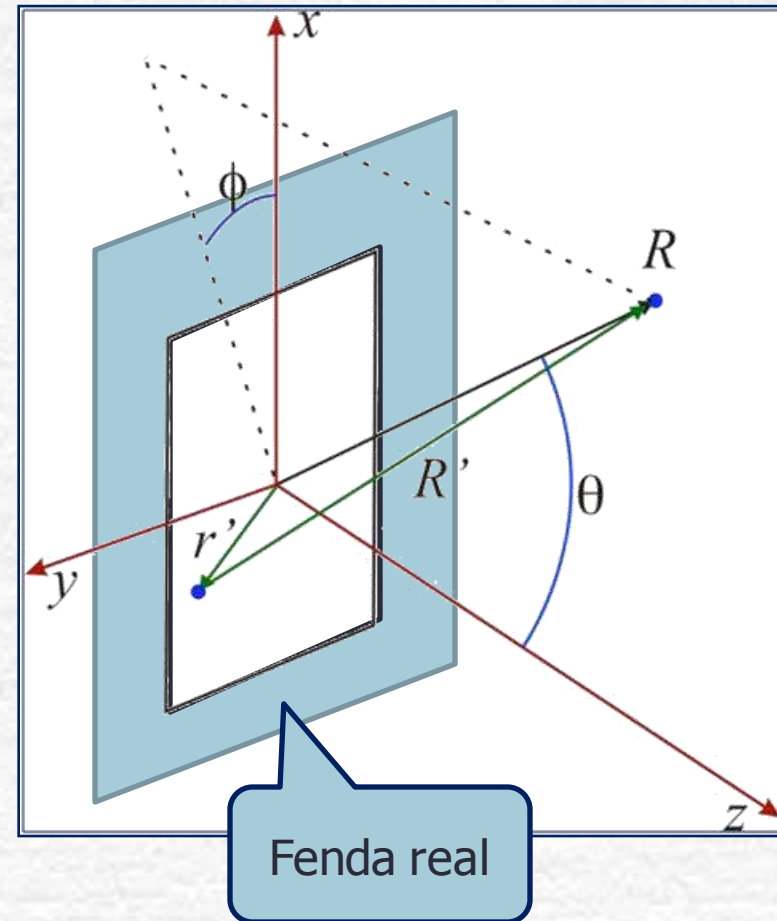
- **Formalismo complexo** para campo elétrico

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

- 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:

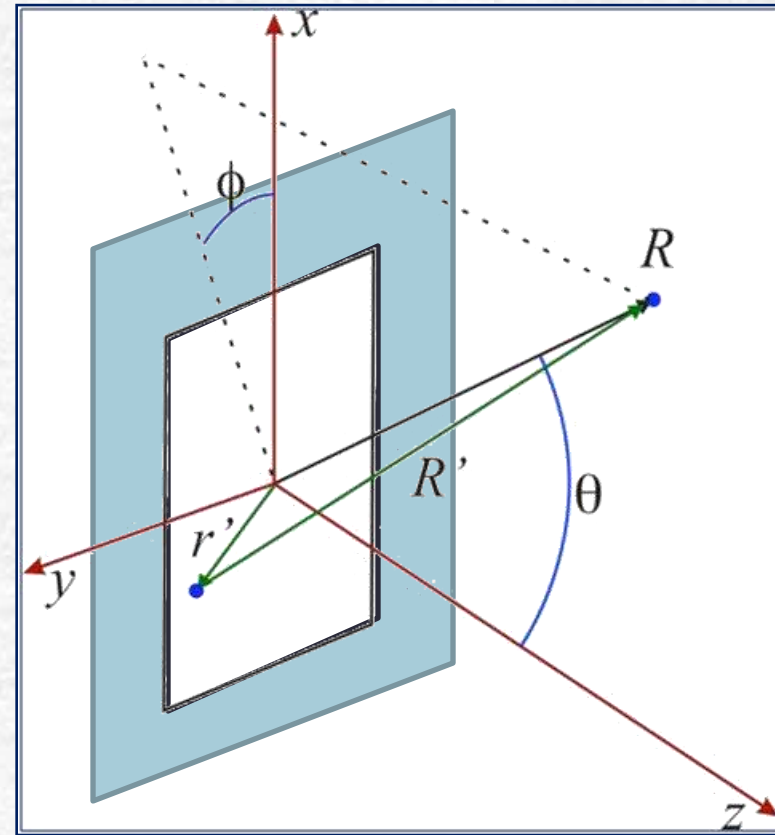
$$\hat{E}_{r'}(\vec{R}) = \frac{E_0}{R'} e^{j\vec{k} \cdot \vec{R}'}$$

- O campo total é dado por:

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

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

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



Generalizando a Difração de Fraunhofer

- Portanto:

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

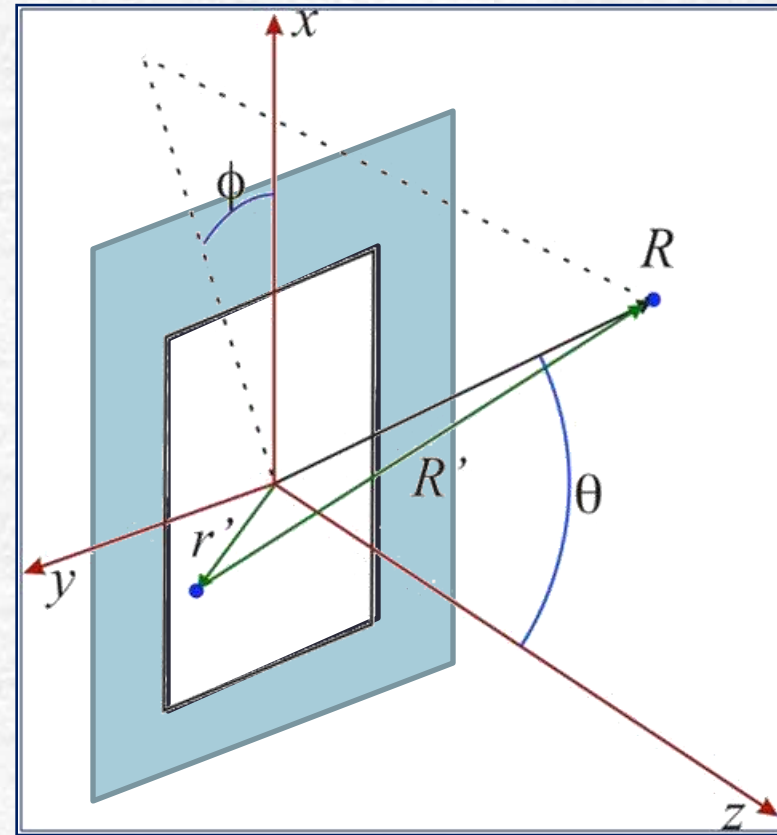
$$\hat{E}(\vec{R}) = e^{jkR} \iint \frac{E_0}{R'} e^{-j\vec{k} \cdot \vec{r}'} dx dy$$

- 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 $\vec{k} \cdot \vec{r}'$?

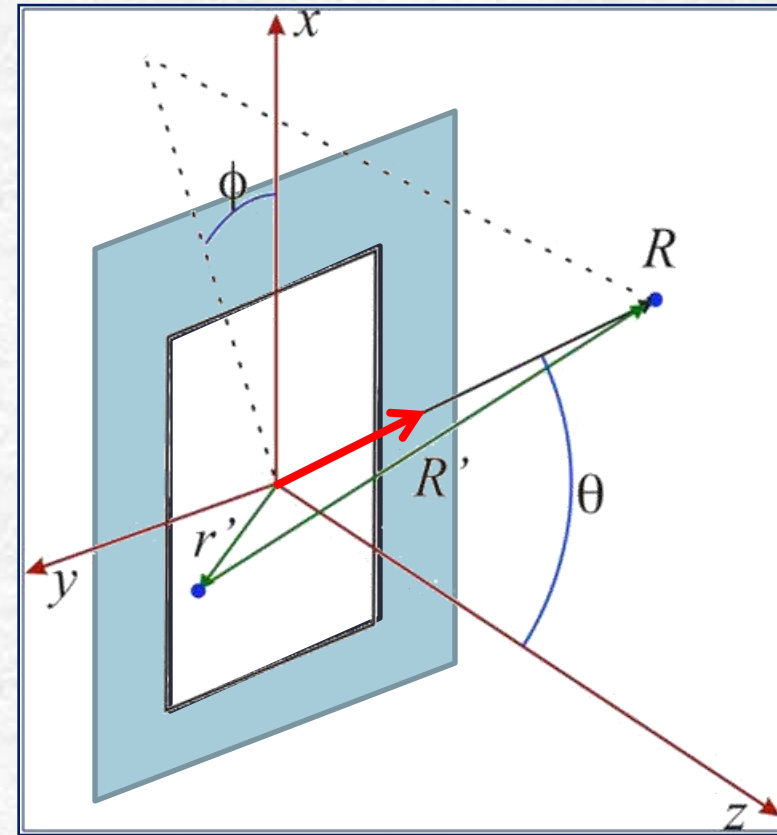
$$\vec{r}' = x\hat{x} + y\hat{y}$$

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

- 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:

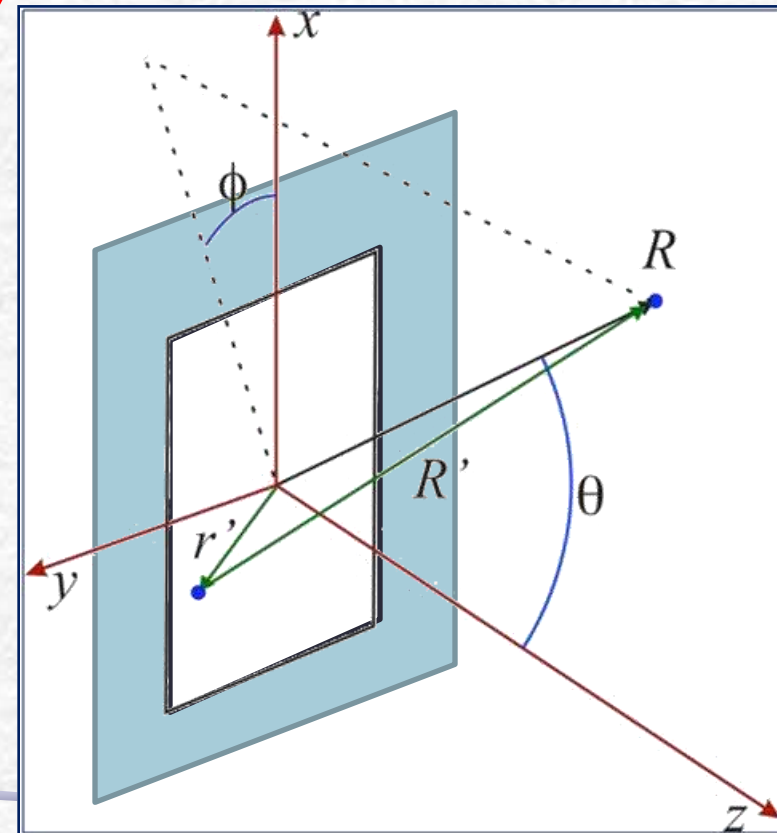
$$\hat{E}(\vec{R}) = \frac{e^{jkR}}{R} E_0 \iint e^{-j(k_x x + k_y y)} dx dy$$

- 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?

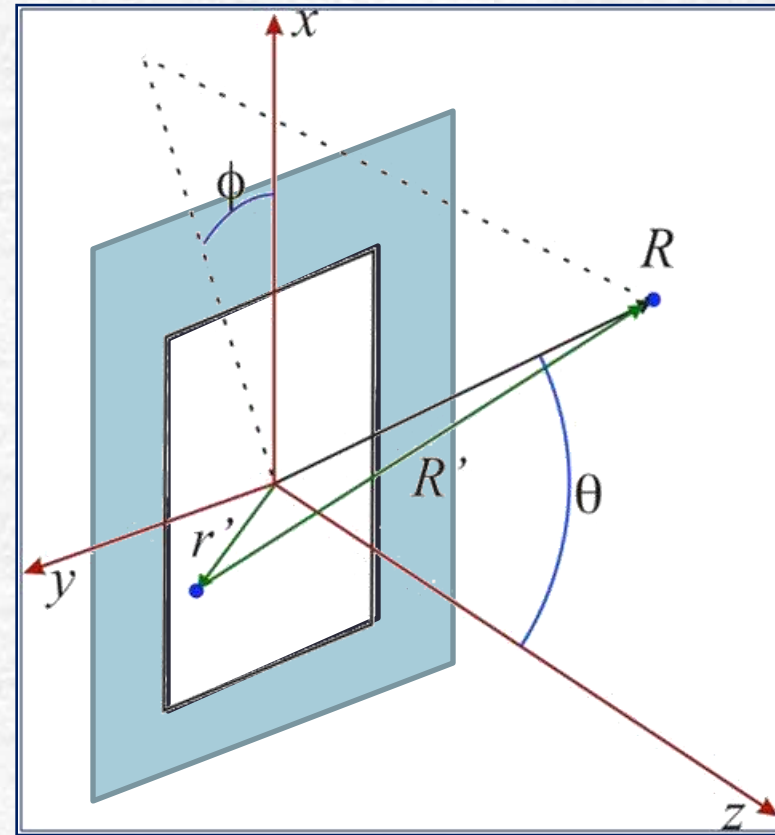
Generalizando ainda mais

- 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.

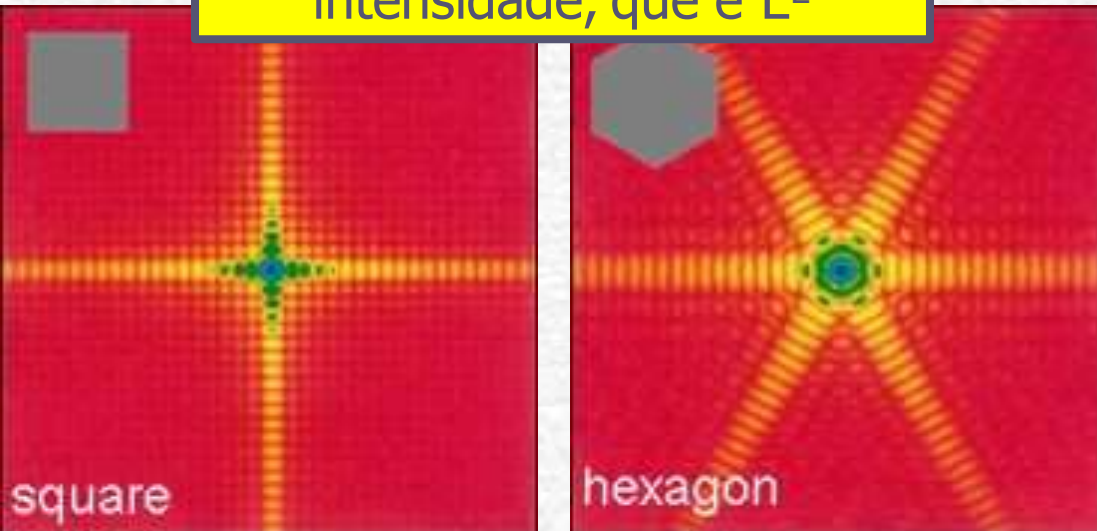
$$\varepsilon(x, y) = \frac{1}{2\pi} \iint E(k_x, k_y) e^{j(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y$$

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

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

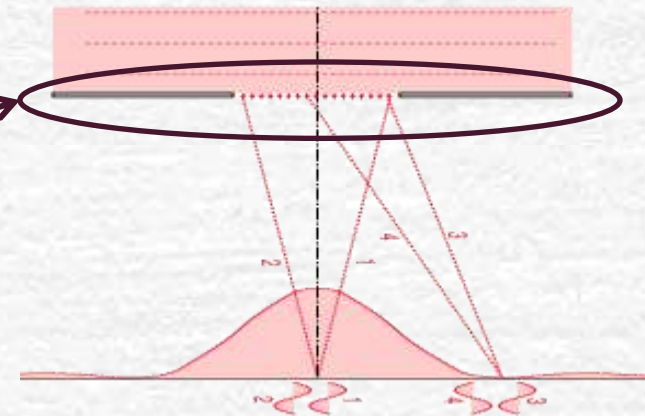
$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \begin{cases} k_x = k \sin \theta \cos \phi \\ k_y = k \sin \theta \sin \phi \end{cases}$$

Exemplo: Fenda Simples

- Na fenda simples, temos apenas 1D

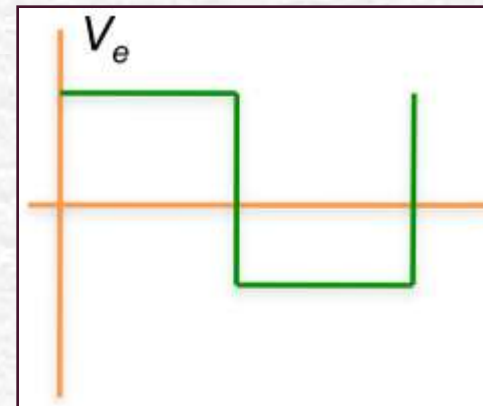
$$\hat{E}(k) = \int \varepsilon(x) e^{-jk_x x} dx$$

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



- 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:

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

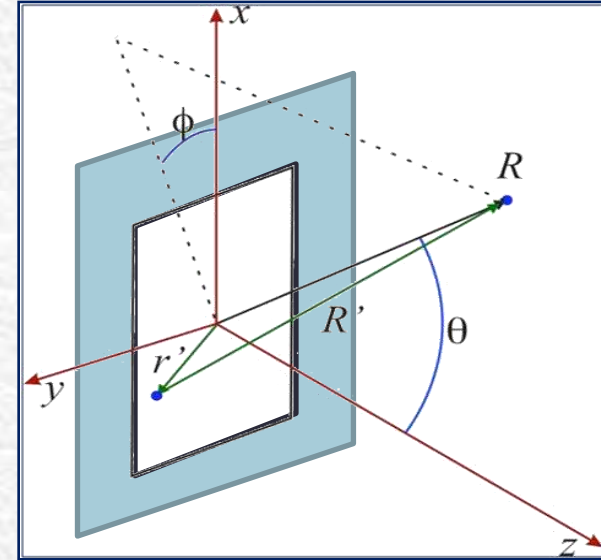
Exemplo: Fenda Simples

- 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:

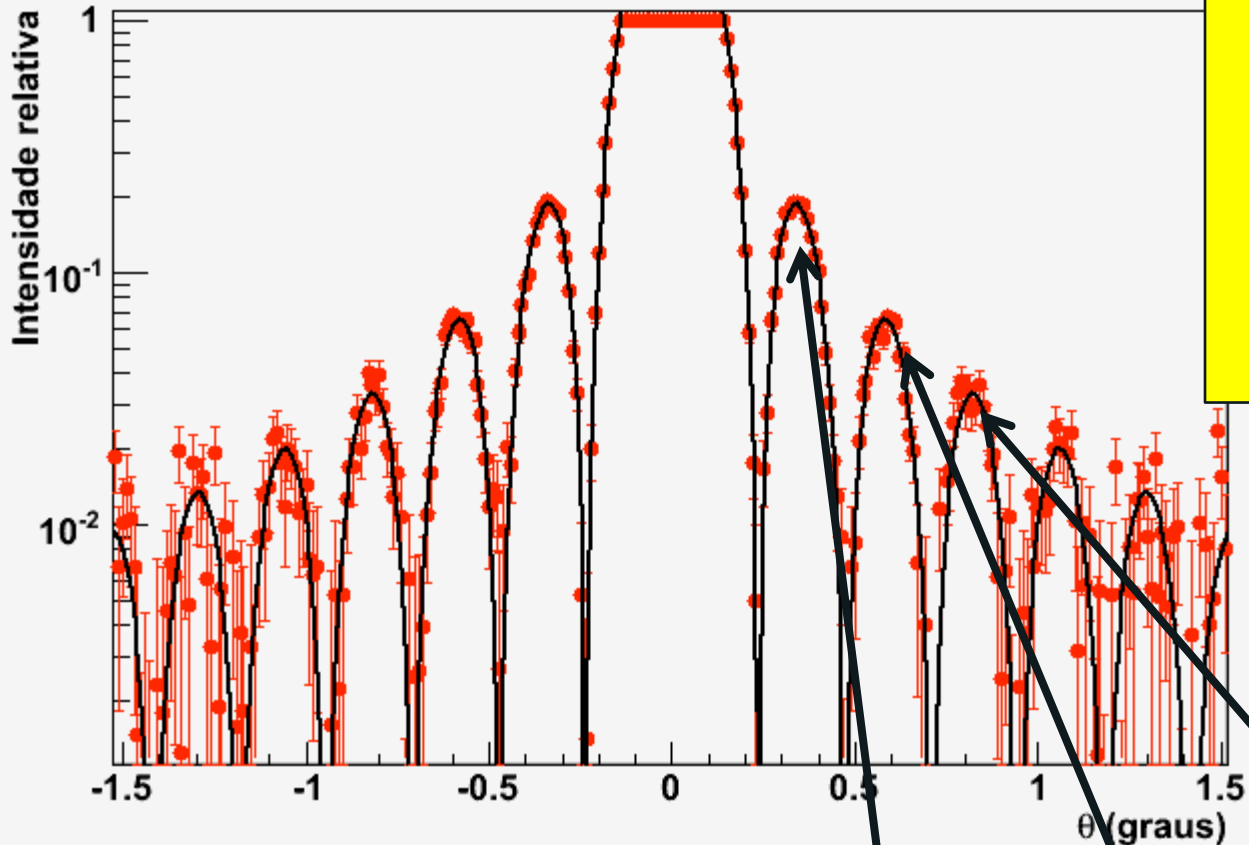
$$I(\theta_{\max}) = \frac{I_0}{\beta^2} = \frac{1}{(2m+1)^2} \frac{4I_0}{\pi^2} = 1 \frac{4I_0}{\pi^2}, \frac{1}{9} \frac{4I_0}{\pi^2}, \frac{1}{25} \frac{4I_0}{\pi^2}, \dots$$

- 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

Difração de uma fenda simples



Falha minha, eu devia ter pedido para vocês calcularem as razões entre os máximo secundários e o primeiro máximo secundário...

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

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

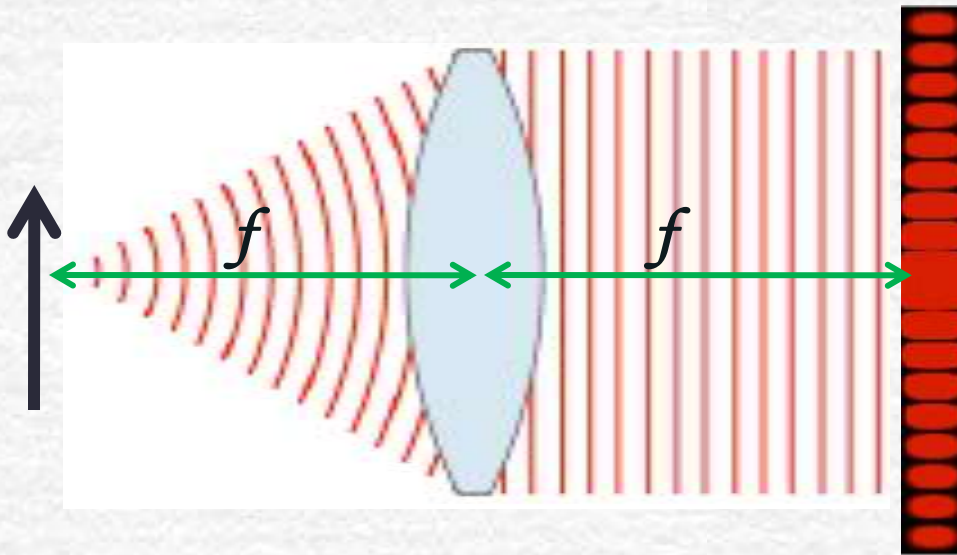
- Então, como fazer a transformada de Fourier da imagem do nosso objeto macroscópico?
- Sabemos que quando a imagem do objeto passar pela lente, do outro lado vai sair um $E(k_x, k_y)$ que é a transformada de Fourier do $\varepsilon(x, y)$.
- Para saber o que vai acontecer exatamente, é preciso considerar 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!

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

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

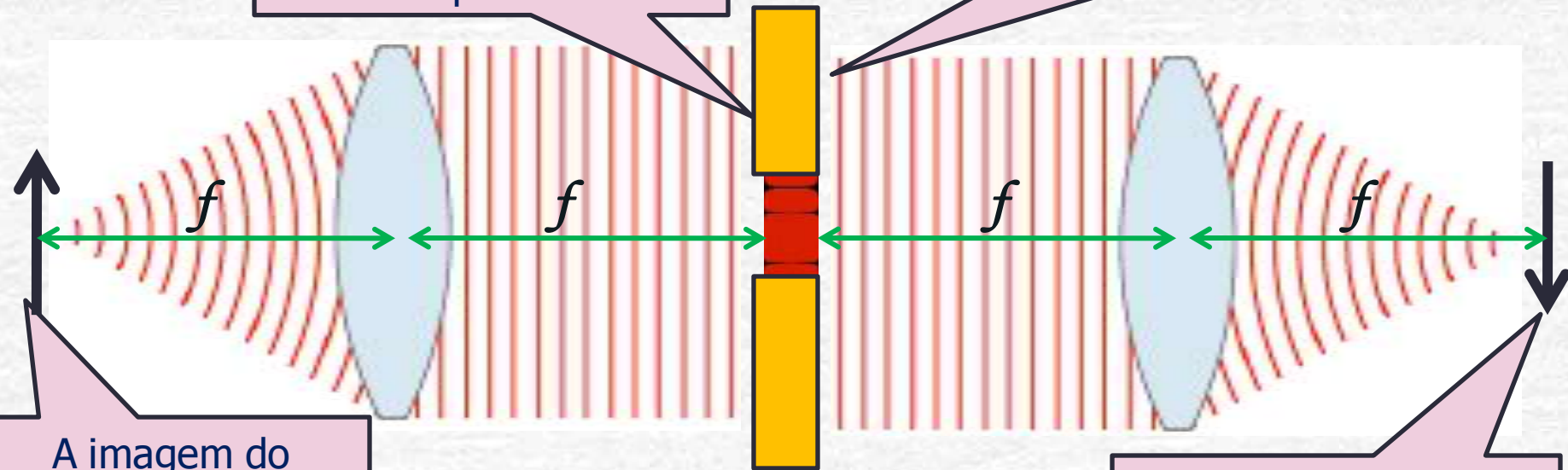
A transformada da transformada é a própria função!

- 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.

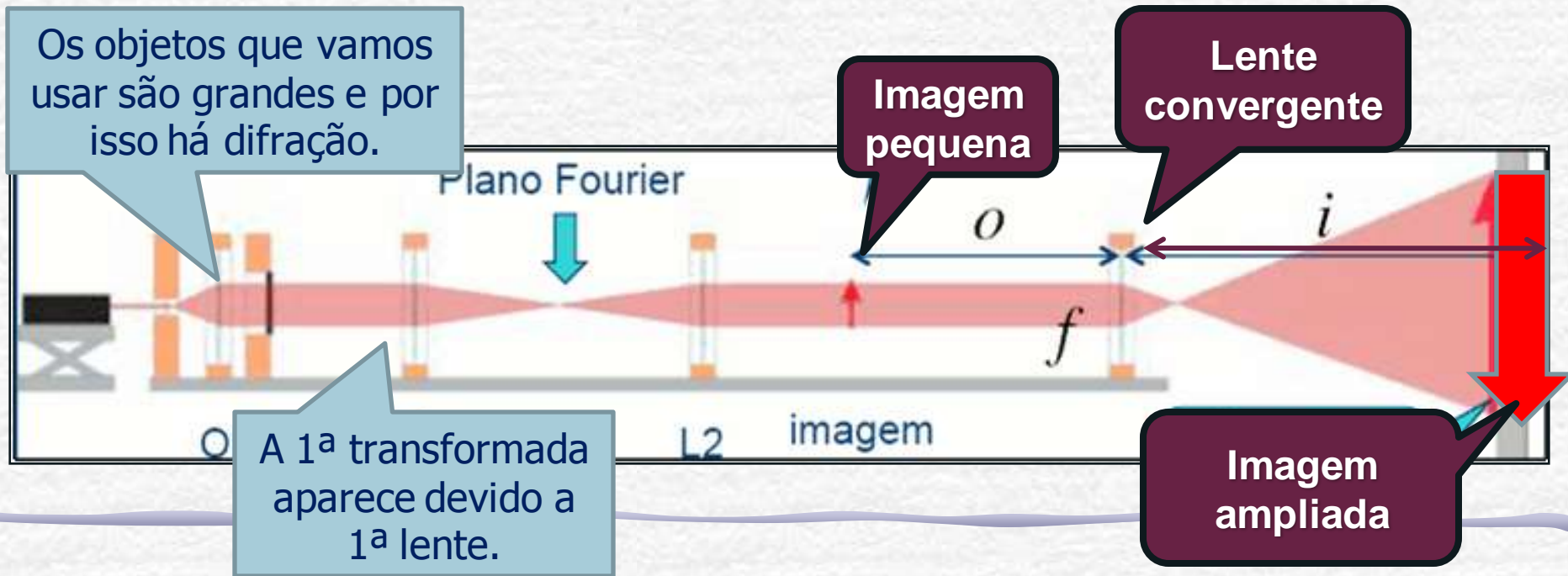


A imagem do objeto é a informação óptica processada pelo nosso computador.

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

Lente 2 (iTF)

Imagem filtrada projetada do anteparo

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)

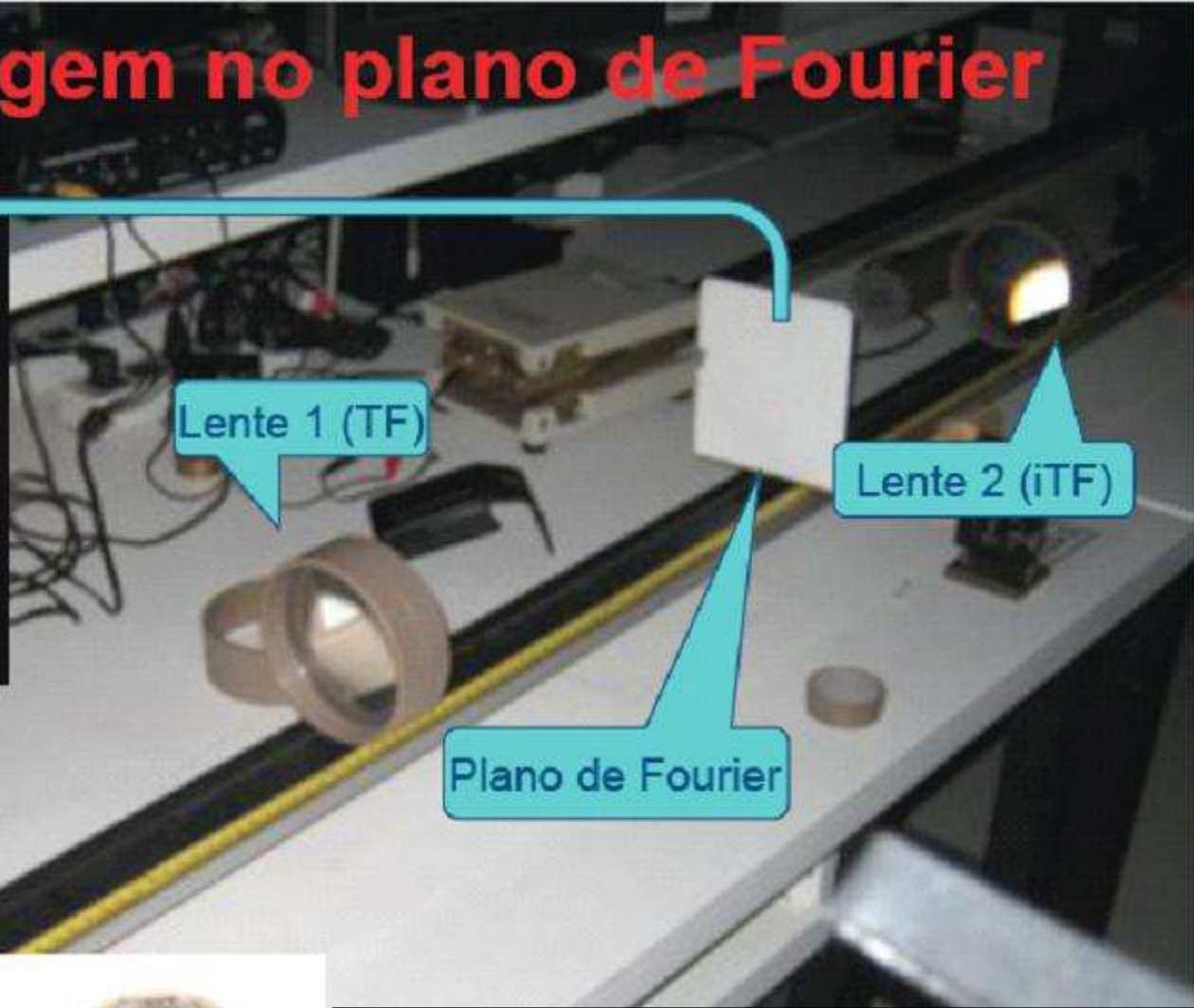
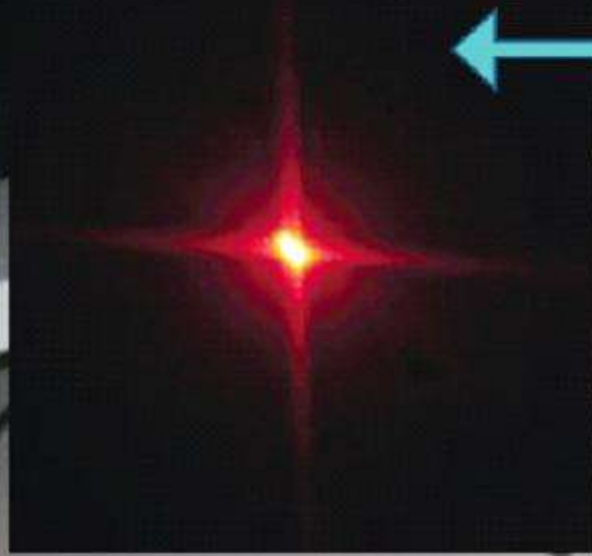
Plano de Fourier

Imagem filtrada projetada do anteparo

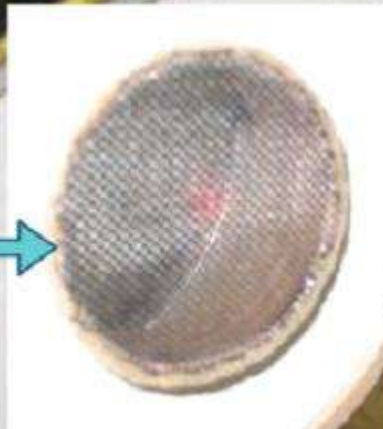
Lente 2 (iTF)

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



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.