# Universidade Estadual de Campinas Instituto de Física "Gleb Wataghin"

### CONDICIONAMENTO ESPECTRAL DA LUZ DE UM WIGGLER

Oscar Armando García Pérez

Orientador: Prof. Dr. Antônio Rubens Britto de Castro

> Dissertação apresentada no Instituto de Física "Glew Wataghin" da Unicamp para a obtenção do título de Mestre em Física.

Este exemplar corresponde a redação final da Tese de Meshado defendida pelo aluno Oscar Armando Garcia Perez e aprovada pela Comissão Julgadora. Mubus B.de ( /1. Kubeus B. de Cash 21 Nov 1995 Campinas

<sup>28</sup> de Julho de 1995

#### FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA

BIBLIOTECA DO IFGW - UNICAMP

G165c	García Pérez, Oscar Armando Condicionamento espectral da luz de um wiggler / Oscar Armando García Pérez Campinas, SP : [s.n.], 1995.
	Orientador: Antônio Rubens Britto de Castro. Dissertação (mestrado) - Universidade <b>Estadual de Campinas. Instituto de Fís</b> ica "Gleb Wataghin".
	1. Filtros de luz. 2. Carbono. 3. Sin- crotron. I. Castro, Antônio Rubens Britto de, 1940- II. Universidade Estadual de Campinas. Instituto de Física "Gleb Wataghin". III. Título.



## PARECER DE APROVAÇÃO

# **DEFESA DE TESE DE MESTRADO DE**

## OSCAR ARMANDO GARCIA PEREZ

DATA: 28 / 07 / 95

BANCA EXAMINADORA:

- Prof. Dr. Antonio Rubens Brito de Castro (Orientador)

- Prof. Dr. Antonio Rieardo Droher Rodrigues

Prof. Dr. Fernando Cerdeira

## À minha família

\*

Caminante no hay camino se hace camino al andar...

A. Machado

.

·

#### Agradecimentos

Ao Prof. Rubens pela amizade, a orientação e a oportunidade de evolução professional.

Aos amigos e companheiros do grupo de IUV do LNLS :

Paulo de Tarso Fonseca

Guilherme Bueno Fraguas

José Geraldo Pacheco

Manoel E. de Gouveia Jr.

pela amizade e o apoio brindado.

Ao LNLS pela oportunidade de executar este projeto e pelas instalações postas a disposição.

Ao CNPq e FUNCAMP pela apoio financeiro.

A todos aqueles, que de uma ou outra maneira contribuiram para que este trabalho fosse possível.

#### Resumo

Esta tese descreve o projeto de um sistema de filtros de carbono, a ser instalado nas linhas de wiggler do Laboratorio Nacional de Luz Sincrotron (LNLS). O sistema compõe-se de seis películas, com uma densidade superficial total  $\xi = 61627 \,\mu g/cm^2$ , tendo uma transmissão de 75% em 8 KeV. Analisou-se a influência das impurezas e demostrou-se que seu efeito é desprezivel. Foram realizadas simulações com o programa de elementos finitos MODULEF, para predizer o comportamento termo-mecânico das películas, a tensão máxima está perto do limiar de segurança. O sistema de filtros será montado alterando um componente padrão dos "front-ends" nas linhas de luz, a chamada máscara refriger-ada.

#### Abstract

This thesis describes a project of carbon filters system, which will be installed in the wiggler lines of the National Laboratory of Sinchrotron Light (LNLS). The system consist of six films, with a total surface density of  $\xi = 61627 \,\mu g/cm^2$ , possesing a transmition of 75% at 8 KeV. The influence of impurities was analized showing that its effect is inmaterial. Simulations were carried out with the program of finit elements MODULEF to predict the thermo-mechanical behaviour of the films; the maximum tension lay close to the security threshold. The filters system will be assembled changing one standard compound of the front-ends in the beamlines, a so-called refrigerated mask.

# Conteúdo

1	Introdução A Fonte de Radiação		1 2
2			
	2.1	A Luz Sincrotron	2
	2.2	O Wiggler	6
3	Inte	eração Radiação-Materia	10
	3.1	Absorção da Radiação	13
4	Def	ormação Térmica da Película	17
	4.1	O Tensor Deformação	19
	4.2	O Tensor Tensão	20
5	Projeto Termo-Mecânico do Filtro de Carbono		23
	5.1	Propriedades do Carbono	23
	5.2	Cálculo da Distribuição da Potência Absorvida, da Densidade Superficial e das Temperaturas nas Películas	25
	5.3	Discussão dos Erros	36
		5.3.1 Propagação de Erros	36
		5.3.2 Erros Devidos ás Impurezas	37
	5.4	Dados y Resultados	<b>4</b> 1
	5.5	Simulação	58
6	A Montagem 6		67
7	Conclusões		70

## 1 Introdução

O acelerador sincrotron em construção no Laboratorio Nacional de Luz Sincrotron (LNLS), foi projetado para optimizar a produção de fótons com energia próxima a 1000 eV. A faixa espectral centrada em 1000 eV é particularmente importante em física atômica e molecular, química dos processos fotodissociativos na fase gasosa, microscopia ótica com resolução nanométrica e processos de microfabricação.

Para atender aos usuarios da região espectral acima de 5000 eV, planeja-se instalar wigglers nas seções retas do acelerador do LNLS. Dá-se este nome a estruturas magnéticas periódicas onde os elétrons armazenados são forçados a descrever trajetorias onduladas com raios de curvatura curtos. Nessas condições, a distribução espectral típica da luz sincrotron é deslocada para energias mais altas. Além disso, as potências luminosas radiadas são muito mais altas também, não só porque o raio de curvatura é pequeno, como também porque é possivel coletar num mesmo feixe a luz emitida em sucessivos períodos da trajetoria descrita pelos elétrons dentro do wiggler.

Nas instalações típicas para experimentos com raios X, é desejável monocromatizar o feixe de luz. Faz-se isso com um "cristal de Bragg", que reflete a luz cujo comprimento de onda satisfaz a lei de Bragg, absorvendo todo o resto da radiação incidente.

Devido à alta potência dos feixes de luz produzidos pelo wiggler, o "cristal de Bragg" está sujeito a severas deformações térmicas, o que causa perda de resolução espectral e possível destruição do cristal ele proprio.

Torna-se então conveniente, remover do feixe de luz a maior parte das componentes espectrais indesejaveis, antes que ele incida no cristal de Bragg.

E possível cortar as componentes espectrais de comprimentos de onda longos usando filtros. Películas finas de elementos químicos "leves" (Be, B, C, Mg, Al, etc.) são opacas para  $\lambda > \lambda_{critico}$  e transparentes para  $\lambda < \lambda_{critico}$ . O valor de  $\lambda_{critico}$  depende da espécie química e da espessura da película.

Já que a potência a remover do feixe é alta, costuma-se introduzir vários filtros sucessivos, de modo que em nenhum deles a potência dissipada exceda algum limiar de segurança.

Quanto à escolha do material a ser usado, temos optado pelo carbono porque é barato, abundante na natureza, não tóxico, pode ser preparado na forma de filmes com espessura nanométrica disponiveis comercialmente, e tem excelentes propriedades termo-mecânicas.

## 2 A Fonte de Radiação

#### 2.1 A Luz Sincrotron

É sabido que as partículas carregadas movimentandose dentro de um campo magnético estão submetidas à força de Lorentz ( $\mathbf{F} = q\mathbf{V} \times \mathbf{B}$ ) que as aceleram, fazendo que curvem a sua trajetoria e emitam radiação. A Luz Sincrotrón é a radiação eletromagnética emitida por elétrons o positrons movimentandose a velocidades relativísticas em trajetorias curvas com um raio de curvatura grande [1], 'grande' aqui ímplica que os efeitos quánticos são despreziveis, enquanto eles não são por exemplo, no caso de elétrons movimentandose nas órbitas de Bohr.

A luz sincrotron tem caraterísticas especiais que fazem de ela um poderoso instrumento de pesquiza e aplicações tecnológicas [2]; tem um espectro continuo que vai desde o infravermelho ate os raios X, é altamente intensa e está fortemente polarizada. É emitida em pulsos de aproximadamente  $10^{-9}s$ , repitiéndose usualmente numa taxa de  $10^6$  pulsos por segundo; o área da fonte emissora pode ser o pequena como  $1mm^2$  ou ainda menos; e a emissão desde qualquer ponto na órbita eletrónica está restrita a um estreito cone tangente à trajetoria curva. Um único anel sincrotron proporciona um número consideravel de saidas nas que pode-se instalar o instrumental necessario (linhas de luz e estações experimentales) para utilizar os feixes de fótons. As propriedades da luz sincrotron dependem do processo de emissão em si mesmo e da ótica eletrónica do anel de armazenamento ou acelerador onde a luz é obtida.

A potência radiada por uma partícula movimentandose numa órbita circular, é dada por [3]

$$P_o = \frac{2 e^2 c \beta^4 \gamma^4}{3 R^2}$$
$$= \frac{2 e^2 c \beta^4 E^4}{3 R^2 (m c^2)^4}, \qquad (1)$$

onde c é a velocidade da luz, R o raio instantáneo da trajetoria, e a carga da partícula,

 $\beta = v/c$  a 'velocidade', *m* a massa em repouso e *E* a energia da partícula. Esta relação revela uma das importantes propriedades da luz sincrotron; a potência emitida é diretamente proporcional à cuarta potência da energia e inversamente proporcional à cuarta potência da massa em repouso da partícula, de aqui a ventagem dos feixes de elétrons; também ve-se que a menor raio maior potência, o que será aproveitado para aumentar a potência nas seções retas do sincrotron.



Fig. 1. Gráfico esquemático da órbita do elétron e do sistema de coordenadas usado.

O ángulo de abertura típico da radiação no sistema de laboratorio é  $1/\gamma$ ; os valores usuais de  $\gamma$  são de algums miles, o que ímplica que a luz sincrotron está fortemente colimada [4]. O campo elétrico  $\tilde{\mathbf{E}}(\omega)$  da radiação que é observada a uma distancia r tem componentes [5]

$$\tilde{E}_x(\omega) = -\frac{\omega e}{\sqrt{2\pi} c r} \int_{-\infty}^{\infty} \omega_o t' \sin\left[-i\omega \left(\frac{t'}{2\gamma^2}(1+\gamma^2\psi^2) + \frac{c^2 t'^3}{6\rho^2}\right)\right] dt'$$
(2)

$$\tilde{E}_{y}(\omega) = -\frac{\omega e \psi}{\sqrt{2\pi} c r} \int_{-\infty}^{\infty} \cos\left[-i\omega \left(\frac{t'}{2\gamma^{2}}(1+\gamma^{2}\psi^{2}) + \frac{c^{2}t'^{3}}{6\rho^{2}}\right)\right] dt' , \qquad (3)$$

onde  $\omega_o = \beta c/R$  é a frecuencia de revolução do eléctron.

Fazendo algumas transformações, pode-se expresar estas componentes mediante as funções de Airy.

A componente x (polarização horizontal) do campo pode portanto ser expressada como

$$\tilde{E}_x(\omega) = \frac{2\sqrt{2\pi}e\,\gamma}{c\,r} \left(\frac{3\omega}{4\omega_c}\right)^{1/3} A'_i\left(\left(\frac{3\omega}{4\omega_c}\right)^{2/3} (1+\gamma^2\psi^2)\right)\,,\tag{4}$$

e para a componente y do campo (polarização vertical) temos

$$\tilde{E}_{y}(\omega) = \frac{i 2\sqrt{2\pi}e \gamma}{c r} \left(\frac{3\omega}{4\omega_{c}}\right)^{1/3} \gamma \psi A_{i}\left(\left(\frac{3\omega}{4\omega_{c}}\right)^{2/3} (1+\gamma^{2}\psi^{2})\right), \qquad (5)$$

onde temos introduzido a frequencia critica

$$\omega_c = \frac{3 \, c \, \gamma^3}{2 \, R} \,. \tag{6}$$

Para a situação usual onde a órbita do elétron está no plano horizontal,  $\tilde{E}_x$  representa a polarização horizontal, também chamada componente  $\sigma$  e  $\tilde{E}_y$  representa a polarização vertical, também chamada componente  $\pi$ . Temos de (3) que a polarização vertical anulase no plano medio  $\psi = 0$ . Esta componente do campo é imaginaria mientras que a componente horizontal é real. As duas componentes do campo están desfasadas 90° o que conduz a uma certa quantidade de polarização circular fora do plano meio.

As funções de Airy estão relacionadas com as funções modificadas de Bessel de segunda classe  $K_{1/3}$  e  $K_{2/3}$  mediante

$$A_{i}(x) = \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{x}{3}} K_{1/3}(\frac{2x^{3/2}}{3})$$

$$A_{i}'(x) = \frac{1}{\pi} \frac{x}{\sqrt{3}} K_{2/3}(\frac{2x^{3/2}}{3}).$$
(7)

Um fator importante é a distribuição espectral e angular da potência radiada por um elétron que se movimenta numa órbita circular, que é dada por

$$\frac{\partial^2 P}{\partial \Omega \partial \omega} = \frac{2 r^2 |\tilde{\mathbf{E}}(\omega)|^2}{2 \pi \mu_o R} \,. \tag{8}$$

۹.

Usando as expressões derivadas anteriormente, temos

$$\frac{\partial^2 P}{\partial \Omega \partial \omega} = (\frac{3}{2\pi})^3 \frac{P_o \gamma}{\omega_c} [F_{s\sigma}(\omega \psi) + F_{s\pi}(\omega \psi)], \text{ con}$$

$$F_{s\sigma}(\omega \psi) = (\frac{\omega}{2\omega_c})^2 (1 + \gamma^2 \psi^2)^2 K_{3/2}^2 ((\frac{\omega}{2\omega_c})(1 + \gamma^2 \psi^2)^{3/2})$$

$$F_{s\pi}(\omega \psi) = (\frac{\omega}{2\omega_c})^2 \gamma^2 \psi^2 (1 + \gamma^2 \psi^2)^2 K_{3/2}^2 ((\frac{\omega}{2\omega_c})(1 + \gamma^2 \psi^2)^{3/2}). \tag{9}$$

Integrando a distribuição espectral e angular de potência sobre o ángulo sólido, obtemos a distribuição espectral de potência -potência emitida numa faixa de frequencia comprendida entre  $\omega \in \omega + d\omega$ - da radiação total, que escreveremos na forma

$$\frac{dP}{d\omega} = \int \frac{\partial^2 P}{\partial \Omega \partial \omega} d\Omega = \frac{P_o}{\omega_c} S_s(\frac{\omega}{\omega_c}) = \frac{P_o}{\omega_c} [S_{s\sigma}(\frac{\omega}{\omega_c}) + S_{s\pi}(\frac{\omega}{\omega_c})], \qquad (10)$$

onde

$$S_{s\sigma}\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right) = \frac{9\sqrt{3}}{16\pi} \frac{\omega}{\omega_c} \left[ \int_{\omega/\omega_c}^{\infty} K_{5/3}(z') dz' + K_{2/3}\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right) \right] ,$$
  
$$S_{s\pi}\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right) = \frac{9\sqrt{3}}{16\pi} \frac{\omega}{\omega_c} \left[ \int_{\omega/\omega_c}^{\infty} K_{5/3}(z') dz' - K_{2/3}\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right) \right] ;$$

a distribuição espectral de potência também pode-se escrever como

$$\frac{dP}{d\omega} = \frac{P_o}{\omega_c} \frac{9\sqrt{3}}{8\pi} \frac{\omega}{\omega_c} \int_{\omega/\omega_c}^{\infty} K_{5/3}(z') dz' .$$
(11)

,

Integrando  $S_s$  obtemos

$$\int_0^\infty S_s(\frac{\omega}{\omega_c})d(\frac{\omega}{\omega_c}) = 1 \ , \quad \int_0^1 S_s(\frac{\omega}{\omega_c})d(\frac{\omega}{\omega_c}) = \frac{1}{2} \ .$$

A frequencia crítica tem o significado físico de dividir o espectro em duas partes tais que, a potência total radiada com  $\omega < \omega_c$  é igual à radiada com  $\omega > \omega_c$ .

### 2.2 O Wiggler

Um dispossitivo de inserção é um aparelho com um campo eletromagnético periódico obtido através de uma sequencia alternada de campos magnéticos de polaridade oposta. Em tal sistema o elétron, que se movimenta numa trajetoria plana, emite radiação devido à aceleração centrípeta em seções separadas de esta trajetoria [6]. Consideremos o caso onde o campo magnético tem seu eixo perpendicular ao plano do anel, Assim que, as oscilaciones são radiais. O arranjo magnético é usualmente desenhado para produzir aproximadamente um campo magnético sinusoidal; então a trajetoria do elétron também é aproximadamente sinusoidal (Fig. 2).



Fig. 2. Gráfico esquemático do wiggler.

Um parámetro importante que carateriza o movimento do elétron, é o parámetro de deflexão K, dado por:

$$K = \frac{eB_o\lambda_w}{2\pi mc}$$

(12)

onde  $B_o(Tesla)$  é a amplitude do campo magnético oscilante e  $\lambda_w(cm)$  é o período do arranjo de magnetos. O ángulo de deflexão máxima da trajetoria do elétron no aparelho de inserção é  $\alpha_M = K/\gamma$  (Fig. 3). Sabemos que a divergencia de emissão da luz sincrotron é aproximadamente  $1/\gamma$ . Assim, K < 1 significa que a divergencia do feixe de luz sincrotron que é causada por curvar a trajetoria é menor que a produzida pelo processo de emissão em sí mesmo e, a radiação de distintos períodos pode exhibir fortes fenómenos de interferência (Ondulador) [6].

 $= 0.934 \lambda_w B_o$ ,



Fig. 3. Divergencias causadas por curvar a trajetoria e pelo processo de emissão.

No caso de K >> 1, os efeitos de interferência são menos importantes e a radiação de diferentes partes da trajetoria do elétron suma-se incoherentemente. Esta estructura é chamada um *wiggler*. A distribuição angular de fluxo é então dada por 2N (onde N é o número de períodos magnéticos) vezes a fórmula apropriada para os "bendings magnets". Porém,  $R \in B$  deven ser tomados no ponto da trajetoria do elétron, tangente à direção de observação.

Quando  $\psi = 0$ , a radiação está linearmente polarizada no plano horizontal, como no caso do "bending magnet". Quando  $\psi$  aumenta, a direção da polarização muda, mas como a polarização elítica de um semiperíodo do movimento combina-se com a polarização elítica (com sentido de rotação oposto) do seguinte, a polarização permanece linear.

A seguir discutiremos algumas propriedades dos wigglers para o casso ideal, onde os efeitos devidos à divergencia angular e ao tamanho finito do feixe de elétrons -efeitos de emitância- poden-se desprezar. Para um wiggler  $\sigma_{x'} \in \sigma_{y'}$  (rms da divergencia angular) são usualmente menores que  $\gamma^{-1}$ , e os efeitos da divergencia do feixe em  $dP/d\Omega$  são despreziveis [7].

A distribuição espectral de potência de um wiggler é (vide eq.11)

$$\frac{dP}{d\omega} = \frac{P_T}{\omega_c} \frac{9\sqrt{3}}{8\pi} \frac{\omega}{\omega_c} \int_{\omega/\omega_c}^{\infty} K_{5/3}(z') dz' , \qquad (13)$$

onde  $P_T$ , é agora a potência total radiada pelo wiggler dada por [5]

$$P_T(kW) = 0.633E^2(GeV)B_o^2(T)L_w(m)I(A), \qquad (14)$$



**Fig. 4.** Comportamento da función G(K).

#### e a distribuição angular de potência radiada é

$$\frac{d^2P}{d\theta d\psi} = 10.84B_o(T)E^4(GeV)I(A)NG(K)f_K(\gamma\theta,\gamma\psi) \frac{W}{mr^2}, \qquad (15)$$

onde  $B_o$  é o campo magnético máximo no wiggler,  $L_w$  é o comprimento de onda do movimento oscilatorio do elétron dentro do wiggler, I é a corrente elétrica, N é o número de períodos magnéticos. A função G(K) aproxima-se rapidamente da unidade quando K aumenta desde zero (Fig. 4) e está dada por [7]

$$G(K) = K \frac{\left(K^6 + \frac{24}{7}K^4 + 4K^2 + \frac{16}{7}\right)}{(1+K^2)^{7/2}}, \qquad (16)$$



Fig. 5. Função angular  $f_K$  para diferentes valores do parámetro de deflexión K, (a) como uma função do ángulo de observação vertical  $\psi$  quando o ángulo de observação horizontal  $\theta = 0$  e (b) como uma função de  $\theta$  quando  $\psi = 0$ .

A função  $f_K(\gamma\theta,\gamma\psi)$  está normalizada tal que f(0,0) = 1, e expressa-se por

$$f_K(\gamma\theta,\gamma\psi) = \frac{16K}{7\pi G(K)} \int_{-\pi}^{\pi} d\alpha \left(\frac{1}{D^3} - \frac{4(\gamma\theta - K\cos\alpha)^2}{D^5}\right) \sin^2\alpha , \qquad (17)$$

onde

$$D = 1 + (\gamma \psi)^2 + (\gamma \theta - K \cos \alpha)^2 .$$
<sup>(18)</sup>

Quando  $K \to \infty$ , a eq. (17) converte-se em

$$K \to \infty: \quad f_K(\gamma \theta, \gamma \psi) = \sqrt{1 - (\gamma \theta/K)^2} \left\{ \frac{1}{(1 + (\gamma \psi)^2)^{5/2}} + \frac{5(\gamma \psi)^2}{7(1 + (\gamma \psi)^2)^{7/2}} \right\} .$$
(19)

O fator entre corchetes é familiar da expressão para a distribuição angular de potência de um "bending magnet", enquanto que o fator  $(1 - (\gamma \theta/K)^2)^{1/2}$  surge devido a que o campo magnético observado desde um ángulo horizontal  $\theta$  é reduzido de  $B_o$  pelo mesmo fator.

### 3 Interação Radiação-Materia

Quando a radiação incide sobre a materia tem lugar diversos processos tais como: absorção, efeito fotoelétrico, espalhamento coherente e incoherente, etc. Estos processos dependem do comprimento de onda da radiação incidente e da espécie química.

Para fótons com energias entre  $100 \, eV$  e  $10 \, KeV$ , cálculos aproximados para a absorção e espalhamento (scattering) em sistemas materiais podem-se basear no fator de espalhamento atômico  $(f_1 + if_2)$  para os átomos constituintes. Estos fatores podem-se determinar a partir dos dados experimentais do espectro de fotoabsorção do átomo particular, fazendo uso das relaciones de Kramers-Kronig. A componente  $f_2$  é diretamente proporcional à seção eficaz de fotoabsorção, e  $f_1$  é dada por uma integral de dispersão que envolve o termo de densidade de oscilador que é proporcional à seção eficaz de fotoabsorção atômica  $\mu_a$ . As relações são [6]

$$f_1 = Z + C \int_0^\infty \frac{\epsilon^2 \mu_a(\epsilon) d\epsilon}{E^2 - \epsilon^2}$$
(20)

$$f_2 = \frac{\pi C E \mu_a(E)}{2}, \qquad (21)$$

onde Z é o número total de elétrons, E é a energia do fóton incidente, a constante C é igual a  $(\pi r_o h c)^{-1}$  com  $r_o$  o raio clássico do elétron, h é a constante de Planck, e c é a velocidade da luz. Também pode-se obter a constante dielétrica complexa

$$\epsilon = 1 - \alpha - i\gamma , \qquad (22)$$

e o índice de refração,

$$n = 1 - \delta - i\beta \tag{23}$$

a partir dos fatores de dispersão, fazendo uso das relações

$$\delta = \frac{\alpha}{2} = K f_1 \tag{24}$$

$$\beta = \frac{\gamma}{2} = K f_2 , \qquad (25)$$

onde

$$K = \frac{r_o \lambda^2}{2\pi} \frac{N_o}{A} \rho \tag{26}$$

e  $\rho$  é a densidade. Os parâmetros  $\beta$  e  $\delta$  são chamados o índice de absorção e o índice de decremento refrativo respectivamente.

O termo integral de dispersão anómala na eq.(20) tem um valor significativo para essencialmente toda a região de raios X de baixa energia. Este torna-se muito grande (e negativo) para valores de E pertos ao umbral de ionização. Unicamente para os fótons de alta energia, longe do umbral, pode o termo Thomsoniano Z ser usado como uma boa aproximação para  $f_1$ . Muito perto da fronteira de absorção,  $f_1$  não pode-se dar precisamente pela eq.(20) -ainda se as variações de  $\mu_a(E)$  no umbral são bem conhecidas- devido a que o efeito de "amortiguamento" tem sido desprezado na integral de dispersão, que pode ser grande no umbral.

Para descrever a interação dentro de um sistema de átomos, a amplitude de dispersão complexa total será la suma das amplitudes complexas de todos os átomos que tem sido irradiados. Os papeis relativos do espalhamento coherente e fotoabsorção dependerám do ordenamento geométrico e da distribuição dos átomos dentro do sistema. Uma importante hipótese é que a dispersão de raios X de baixa energia por átomos individuais dentro de um sistema é essencialmente inafetado pelo estado condensado do sistema e pode realmente ser descrita por fatores de dispersão atômicos.

A teoría quântica de dispersão relatívista leva à semiclásica relação de Kramers-Kronig como expressada pelas eqs. (20) e (21), mas com dois pequenos termos de correção a ser sustraidos de  $f_1$ , dados por [8]

$$\Delta f_r = \frac{5|E_{total}|}{3mc^2} + \frac{Z}{2} \left(\frac{E}{mc^2}\right)^2 , \qquad (27)$$

onde E é a energia do fóton,  $E_{tot}$  é a energia total do átomo (negativa) e  $mc^2$  é a energia de massa em repouso do elétron. O primeiro termo da correção depende só de Z e é dado com suficiente aproximação pelo polinomio

$$\frac{5|E_{total}|}{3mc^2} = 2.19 \times 10^{-6} Z^3 + 1.03 \times 10^{-4} Z^2 .$$
<sup>(28)</sup>

Para nosso caso Z = 6 (carbono), esto da 0.004181; e o segundo termo da correção da

0.001149 para um fóton com uma energia de 10 Kev. Exceto para fótons com energias perto de limiar onde o termo de dispersão anómala pode ter um valor negativo grande e  $f_1$ pode-se aproximar ao valor zero, estos termos de correções relatívistas não tem usualmente nenhun significado na região de raios X de baixa energia. Para a dispersão de comprimentos de onda curtos em grandes ángulos, a variação em fase das amplitudes dispersadas originadas em diferentes pontos dentro da distribuição eletrónica atômica, introduzirá una pequena angularmente dependente redução do fator de dispersão atômico. Uma muito simples e usualmente suficiente aproximada modificação do fator de dispersão atômico -como definido na eq.(20)- que pode descrever este efeito da distribuição de carga, é a substituição do número atômico Z em  $f_1$  pelo angularmente dependente fator de forma  $f_0$  para o átomo dado.

#### 3.1 Absorção da Radiação

Quando a radiação passa através de um material, sua intensidade é atenuada pela absorção, que é a conversão da energia da radiação eletromagnética em energia térmica. Se tomamos em conta a razão R da intensidade reflejada à incidente para ambas faces da mostra de espessura x; a intensidade transmitida é dada por [3]

$$I = I_0 \, \frac{(1-R)^2 e^{-\mu x}}{1-R^2 e^{-2\mu x}} \,, \tag{29}$$

onde  $\mu$   $(cm^{-1})$  é o coeficiente de absorção linear do material absorvente. Esta expresão despreza efeitos da radiação múltiple, que deve-se considerar em algunas circunstancias em comprimentos de onda longoss. A partir do ultravioleta extremo a reflectividade é muito pequena. No caso do carbono, a refletividade em incidencia normal para a radiação de comprimento de onda de 35 Å é [9],  $R_N = 3.3 \times 10^{-6}$ , podemos desprezar R e simplificar a eq. 29 obtendo

$$I = I_0 \ e^{-\mu x} \ . \tag{30}$$

É possível relacionar a seção eficaz atômica  $\mu_a$   $(cm^2/\acute{a}tomo)$  e o coeficiente de absorção de mass

 $\mu_m (cm^2/g)$ , com o coeficiente de absorção linear através da relação

$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho} = \mu_a \frac{N_o}{A} , \qquad (31)$$

onde  $N_o$  é o número de Avogadro,  $\rho$  a densidade e A o peso atômico do elemento absorvente.

Si fazemos um experimento para medir  $\mu_a$  como uma função do comprimento de onda da radiação o resultado aparecerá como na Fig.(6). Empezando com um comprimento de onda longo, digamos no ponto P, o valor de  $\mu_a$  se reduz conforme  $\lambda$  decrece. Os fótons com energia  $hc/\lambda$ , tem maior energia para um  $\lambda$  menor e de aqui se espera que eles sejam mais penetrantes. Porêm, se o comprimento de onda é reduzido ao valor de Q o valor de  $\mu_a$ aumenta pronunciadamente e então, com uma maior redução de  $\lambda$ ,  $\mu_a$  decrece novamente. Estas súbitas discontinuidades no coeficiente de absorção atômico -e tem-se muitas de ellas- são conhecidas como bordas de absorção. Elas poden-se entender em termos da estrutura eletrónica do átomo. Dentro do átomo, existen elétrons em estados de energia definida e as bordas de absorção correspondem a energias  $hc/\lambda$  que são apenas suficientes para ejetar un elétron do átomo. No ponto P, a energia do fotón é insuficiente para ejetar qualquer um dos elétrons



Fig. 6. Variação do coeficiente de absorção atômico com o comprimento de onda.

de um átomo não excitado e os fótons ou interagem com todo o átomo aumentando sua energia de movimento, que é equivalente a aumentar a temperatura, ou perdem energia através do efeito Compton. Porém, em Q os fótons tem justo a energia suficiente para ejetar um elétron da camada  $L_{III}$ ; um novo mecanismo para a interação do fotón e o átomo está disponivel e resulta num pronunciado incremento na absorção. Similares efeitos ocurrem correspondendo a outros elétrons atômicos e tem-se uma serie completa de bordas de absorção. Entre as bordas de absorção, a queda geral das curvas de absorção tem uma forma cercana a

$$\frac{N_o}{A}\mu_a = \frac{\mu}{\rho} = C\lambda^3 - D\lambda^4 + \sigma_{K-N}\frac{N_oZ}{A} , \qquad (32)$$

onde Z é o número atômico do material,  $\sigma_{K-N}$  é a seção eficaz de Klein-Nishima e C y D são constantes que dependem da natureza das duas bordas de absorção límites.



Fig. 7. Coeficiente de atenuação vs. energia para o carbono.

Como pode-se ver no seguinte gráfico (Fig.7), o processo de absorção é o principal mecanismo de interação na faixa espectal de emisão do wiggler do LNLS.

Ainda que  $\mu_m$  tem-se introduzido considerando só um material elemental, éste também pode-se usar para materiais mixturados o compuestos. A importante propiedade que faz do coeficiente de absorção de masa uma quantidade útil, é que aquele é completamente independiente do estado do material. Isto significa que,  $\mu_m = \mu/\rho$  é o mesmo para grafite, diamante y carbono negro amorfo. Se tabulamos o coeficiente de absorção de massa para varios comprimentos de onda, então o coeficiente de absorção linear para os elementos pode-se deduzir sem importar em que estado eles existen. Assim, para o carbono, o valor de  $\mu_m$  para  $\lambda = 1.54$  Å é 0.460  $m^2 k g^{-1}$  e de este valor podemos achar o coeficiente de absorção linear para as tres formas de carbono-diamante, grafite e carbono negro amorfo. Assim,

$$\mu_{diamante} = (\mu_m)_C \times \rho_{diamante} = 0.460 \times 3.52 \times 10^3 \ m^{-1} = 1.62 \times 10^3 \ m^{-1}$$

$$\mu_{grafito} = (\mu_m)_C \times \rho_{grafito} = 0.460 \times 2.25 \times 10^3 \ m^{-1} = 1.03 \times 10^3 \ m^{-1}$$

$$\mu_{amorfo} = (\mu_m)_C \times \rho_{amorfo} = 0.460 \times 1.88 \times 10^3 \ m^{-1} = 0.86 \times 10^3 \ m^{-1}$$

Este mesmo principio pode-se extender para determinar o coeficiente de absorção linear de mixturas de elementos o compuestos, fazendo uso da relação

$$\mu_{computesto} = \sum \mu_{elemento} = \sum \mu_m \rho_p .$$
(33)

onde a sumatoria é tomada sobre todos os elementos no compuesto e  $\rho_p$  representa a densidade parcial do elemento dentro do compuesto.

## 4 Deformação Térmica da Película

Para tratar problemas com deformações temos algunas definições que são importantes e que pasaremos a ver.

A Deformação unitaria (sem dimensões) é a deformação na unidade de comprimento [10]. A deformação longitudinal unitaria é s = e/l (Fig.8). Junto con a deformação longitudinal e tem-se uma deformação lateral e'. A razão s/s' é a razão de Poisson  $\sigma$ .



Fig. 8. Gráfico esquemático das deformações.

A tensão é uma força interna distribuida, ou, força por unidade de área; é a reação mecânica do material ante a deformação; ela sempre da-se em pares. Intensidade de tensão, ou, unidade de tensão, S,  $lb/in^2$ ,  $(N/mm^2)$ .

Elasticidade é a capacidade do material de retornar a suas dimensões originais depois de tirar a tensão. O límite elástico, é o límite de tensão no que a deformação desaparece completamente depois de tirar a tensão. A ley de Hooke afirma que, no límite elástico, a deformação é proporcional à tensão. El módulo de elasticidade  $lb/in^2 (N/mm^2)$ , é a razão do incremento da unidade de tensão ao incremento da deformação unitaria dentro do límite elástico. O módulo de elasticidade em tensión ou módulo de Young é

$$E = \frac{unidad \ de \ tensión}{de \ formación \ unitaria} \ . \tag{34}$$

O coeficiente de rigidez,  $\mu = S_v/\beta$ .

O módulo de elasticidade do "bulk" K é a razão da tensão normal aplicada às seis faces de um cubo, ao cambio de volume.

As seguintes relações cumplem-se entre os diversos módulos

$$E = 2\mu(1 + \sigma)$$

$$\sigma = \frac{3K - 2\mu}{2(3K + \mu)}$$

$$\mu = \frac{E}{2(1 + \sigma)}$$

$$K = \frac{E}{3(1 - 2\sigma)}.$$
(35)

Quando a deformação deve-se a um cambio de temperatura  $\Delta T$ , surge uma tensão que é proporcional à deformação. Sea  $\alpha = coeficiente de expansão por grau de temperatura,$  $a deformação é <math>s = \alpha \Delta T$  e a correspondente unidade de tensão  $S = E\alpha \Delta T$ . Em placas planas finas a tensão se converte em  $S = E\alpha \Delta T/(1 - \sigma)$ . Uma tensão similar aparece quando tem-se um fluxo de calor entre distintos pontos de um material, devido à diferencia de temperaturas entre um ponto y outro. O fluxo de calor através de um comprimento b como resultado de uma queda linear da temperatura  $\Delta T$  é

$$Q = \frac{k A \Delta T}{b} , \qquad (36)$$

onde A é o área da secão reta e k é a conductividade térmica. A tensão devida ao fluxo térmico é

$$S = \frac{E \,\alpha \,Q \,b}{k \,A} \,. \tag{37}$$

Nóte-se que quando Q é substituido, a tensão converte-se em  $S = E\alpha\Delta T$  como antes, só que T é agora uma função da distância antes que do tempo.

#### 4.1 O Tensor Deformação

Os corpos sólidos sujeitos a ação de forças aplicadas deforman-se, i.e. eles mudam de forma e volume. Quando um corpo é deformado, cada ponto é em geral deslocado. Sea ro vetor de posição antes da deformação, e que depois da deformação tem um novo valor r' (com componentes  $x'_i$ ). O deslocamento de este ponto devido à deformação é dado por

$$u_i = x'_i - x_i . aga{38}$$

O vetor u é chamado o vetor deslocamento. As coordenadas  $x'_i$  do ponto deslocado são funções das coordenadas  $x_i$  do ponto antes do deslocamento. O vetor deslocamento  $u_i$ é por lo tanto também uma função das coordenadas  $x_i$ . Se o vetor u é dado como uma função de  $x_i$ , a deformação do corpo está completamente determinada.

A variação num elemento de comprimento quando o corpo é deformado, é [11]

$$(dl')^2 = (dl)^2 + 2u_{ik}dx_i dx_k , \qquad (39)$$

onde o tensor Deformação é definido como

$$u_{ik} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i} + \frac{\partial u_l}{\partial x_i} \frac{\partial u_l}{\partial x_k} \right) ; \qquad (40)$$

e vemos que é simétrico. Como todo tensor simétrico, pode-se diagonalizar em qualquer ponto; se elegimos como eixos coordenados os eixos principais do tensor, então, só as componentes diagonais do tensor  $u_{11} \equiv u^{(1)}, u_{22} \equiv u^{(2)}, u_{33} \equiv u^{(3)}$  serão diferentes de zero e o elemento de longitude expresa-se como

$$(dl')^2 = (1 + 2u^{(1)})(dx_1)^2 + (1 + 2u^{(2)})(dx_2)^2 + (1 + 2u^{(3)})(dx_3)^2 .$$
(41)

Vemos que a expresão é a suma de três termos independentes. Isto significa que, a deformação em cualquer elemento de volume pode ser vista como composta por deformações independentes em três direções mutuamente perpendiculares (eixos principais). Em quase todos os casos que se dão na prática, as deformações são pequenas. Isto significa que, a variação em qualquer distância no corpo é pequena comparada com a propria distância; assim, podemos desprezar termos de segundo ordem e o tensor deformação é dado por

$$u_{ik} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i} \right) .$$
(42)

A extensão relativa dos elementos de longitude  $(dx'_i - dx_i)/dx_i$  ao longo dos eixos principais do tensor deformação (em um ponto dado) é  $u^{(i)}$ , i.e. eles são os valores principais do tensor  $u_{ik}$  e, considerando só termos de primeiro ordem, temos para o elemento de volume deformado a seguinte relação

$$dV' = dV(1 + u^{(1)} + u^{(2)} + u^{(3)}).$$
(43)

Sabemos que a suma  $u^{(1)} + u^{(2)} + u^{(3)}$  dos valores principais de um tensor, é invariante e igual à suma das componentes diagonais  $u_{ii} = u_{11} + u_{22} + u_{33}$  em qualquer sistema de coordenadas. Assim,

$$dV' = dV(1+u_{ii}) \tag{44}$$

e vemos que a suma das componentes diagonais do tensor deformação é igual à variação relativa de volume (dV' - dV)/dV.

#### 4.2 O Tensor Tensão

Quando um corpo é deformado, o arranjo das moléculas é mudado e deixa de estar em seu estado de equilibrio. Portanto, surgem forças que tendem a retornar o corpo ao equilibrio. Estas forças internas que ocurrem quando um corpo é deformado são chamadas tensões internas e devem-se a forças moleculares que tem um rango de ação muito curto, sobre distâncias que são do mesmo ordem que as que tem-se entre moléculas. Podemos dizer que as forças que causam a tensão interna, segundo a teoria de elasticidade, são forças de "ação cercana". De aqui, a força exercida em qualquer parte do corpo pelas partes que rodean-o, actuam únicamente na superficie de éste. A força em qualesquer volume pode-se escrever como a integral sobre a superficie fechada limitando tal volume.

$$\int F_i \, dV = \int \frac{\sigma_{ik}}{x_k} \, dV = \oint \sigma_{ik} \, df_k \,. \tag{45}$$

O tensor  $\sigma_{ik}$  é chamado o tensor *tensão*. Como vemos da eq. 45,  $\sigma_{ik}df_k$  é a i-ésima componente da força no elemento de superficie  $d\bar{f}$ . Tomando elementos de área nos planos  $XY, YZ \neq ZX$ , achamos que a componente  $\sigma_{ik}$  do tensor tensão é a i-ésima componente da força na unidade de área perpendicular ao eixo  $x_k$ .

O momentum das forças no elemento de volume dV é  $(F_i x_k - F_k x_i)dV$ , e o momentum das forças em todo o volume é

$$M_{ik} = \int (F_i x_k - F_k x_i) dV , \qquad (46)$$

isto pode-se expresar como

$$M_{ik} = \oint (\sigma_{il} x_k - \sigma_{kl} x_i) df_l + \int (\sigma_{ki} - \sigma_{ik}) dV .$$
(47)

Se o tensor tensão é simétrico, então o tensor  $M_{ik}$  será uma integral sobre a superficie, já que a integral de volume anula-se.

No caso geral de uma deformação arbitraria, as componentes não diagonais do tensor tensão são diferentes de zero. Isto significa que, não só uma força normal senão que também tensões tangenciais atúam em cada elemento de superficie. Estas últimas tensões tendem a movimentar os elementos de superficie relativa um ao outro.

No equilibrio, a tensão interna em cada elemento de volume deve-se balancear, i.e. devemos ter  $F_i = 0$ . Assim, as equações de equilibrio para um corpo deformado são

$$\frac{\partial \sigma_{ik}}{\partial x_k} = 0 \ . \tag{48}$$

As forças externas aplicadas à superficie do corpo (que são a causa de a deformação) aparecem nas condições de contorno das equações de equilibrio. Sea  $\bar{P}$  a força externa na unidade de área da superficie do corpo, tal que uma força  $\bar{P} df$  actúa no elemento de superficie df. No equilibrio, ésta deve-se balancear com a força  $-\sigma_{ik} df_k$  da tensão interna actuando em aquele elemento. Assim, devemos ter  $P_i df - \sigma_{ik} df_k = 0$ . Escrevendo  $df_k = n_k df$ , onde  $\hat{n}$  é um vetor unitario ao longo da normal saindo da superficie, achamos

$$\sigma_{ik} n_k = P_i . \tag{49}$$

Isto é a condição que deve-se satisfazer em cada ponto da superficie de um corpo em equilibrio.

Como a mudança de volume está relacionada com o tensor deformação e a força externa por unidade de área (pressão) com o tensor tensão, é possível, fazendo uso das relações termodinâmicas, relacionar os dois tensores mediante [17]

$$\sigma_{ik} = K u_{ll} \delta_{ik} + 2\mu \left( u_{ik} - \frac{1}{3} \delta_{ik} u_{ll} \right) , \qquad (50)$$

e fazendo uso das relações (35)

$$\sigma_{ik} = \frac{E}{1+\sigma} \left( u_{ik} + \frac{\sigma}{1-2\sigma} u_{ll} \,\delta_{ik} \right) \,. \tag{51}$$

## 5 Projeto Termo-Mecânico do Filtro de Carbono

## 5.1 Propriedades do Carbono

O carbono e grafite manufaturados não deven ser considerados como simples materiais específicos, mas como uma familia de materiais. Cada membro da familia é essencialmente carbono puro, mas cada um varia do outro em caraterísticas tais como a orientación do cristal, a medida e número de espacos porosos, a medida do grão, o grau de cristalização e a densidade aparente [12].

Na industria, o termo *carbono* é usado para se referir a materiais em que os pequenos cristais estão pouco orientados. O termo *grafite* é usado para se referir a materiais que tem uma estrutura altamente ordenada. Graus específicos, que tem caraterísticas controladas, produzem-se selecionando materiais naturais e variando as técnicas de processamento. Uma amplia familiaridade com as propriedades e caraterísticas dos diversos graus é importante quando seleciona-se materiais para uma aplicação específica.

Em qualquer sustancia, algunas moléculas cercanas à superficie tem a suficiente energia cinética para escapar de ésta e existir como gás. Se elevamos a temperatura facilitamos este processo. Se a sustancia está num espaço fechado, a pressão de vapor alcanzará um máximo que só depende da natureza da sustancia e da temperatura. O vapor está então saturado e a pressão é a pressão de vapor saturado. Em este caso, a dinâmica de equilibrio é establecida entre o número de móleculas escapando da superficie (evaporação) e o número de moléculas recapturadas na superficie (condensação), em que o número total de moléculas livres em estado gasseoso é constante.

A pressão de vapor  $P_V$  de uma sustancia é derivada da equação de Clausius-Clapeyron

$$L_T = \frac{T}{J} (V_G - V_L) \frac{dP_V}{dT} , \qquad (52)$$

onde  $L_T$  é o calor latente de evaporação, J é o equivalente mecânico do calor,  $V_G$  e  $V_L$  é o volume específico (recíproco da densidade) dos gases e líquidos respetivamente.

Desprezando  $V_L$  e fazendo operaciones matemáticas usuais chega-se à equação

$$Log P_V = A - \frac{B}{T} , \qquad (53)$$

para o carbono tem-se [13] A = 12.3 e  $B = 4 \times 10^4$ , onde a pressão é expressada em mbar.



Fig. 9. Pressão de vapor do carbono em função da temperatura.

A nossa preocupação com a pressão de vapor do carbono, deve-se às exigencias de alto vácuo nas linhas de luz para minimizar a atenuação do feixe por efeitos de absorção, reduzir o espalhamento (scattering) parasitico e proteger os elementos óticos. Como a pressão de vapor vai depender da temperatura e espera-se que os filtros atinjam altas temperaturas, este fator deve ser tomado a conta. Da eq. 53, conclui-se que a pressão de vapor permanecerá abaixo de  $\approx 10^{-11} mbar$ , o que é perfeitamente aceitavel de ponto de exigências de vácuo.

## 5.2 Cálculo da Distribuição da Potência Absorvida, da Densidade Superficial e das Temperaturas nas Películas

Procedemos agora ao cálculo da potência absorvida e a temperatura atingida num filtro com densidade volumétrica  $\rho$ , espessura x e coeficiente de absorção de massa  $\mu_m(\lambda)$ , no que incide a radiação emitida por um wiggler. Também calcularemos a propagação de erros e os erros devidos às impurezas.

O coeficiente de transmissão  $Tr(\lambda)$  para uma película fina é

$$Tr(\lambda) = e^{-\mu_m \rho x} . \tag{54}$$

Os fabricantes de películas não costumam a fornecer especificações independentes de  $\rho$ e x dos filtros, já que é mais útil especificar a "densidade superficial"  $\xi \equiv \rho x$ , devido a que como  $\mu_m$  vai ser o mesmo para qualquer estado do material, a transmissão -para um determinado material- só vai depender de  $\xi$  [14].

Da fórmula (54), é obvio que tendo seleccionado para o filtro uma certa transmissão  $Tr(\bar{\lambda})$ no comprimento de onda  $\bar{\lambda}$ , a densidade superficial  $\xi$  necessaria é dada por

$$\xi = -\frac{\ln Tr(\lambda)}{\mu_m(\bar{\lambda})} \,. \tag{55}$$

A tabela I, mostra os valores de  $\mu_m(\lambda)$  versus  $\lambda$  para o carbono e as impurezas (oxigênio, sódio e hidrogênio) habitualmente encontradas em películas comerciais de esse material [15]. Os valores tomados das referências [8,16] cubrem diferentes intervalos de comprimento de onda (0.30-2.30 Å; 2.29-407.1 Å) e foram ajustados em  $\lambda = 2.30$  Å porque para o carbono, os valores de  $\mu_m$  diferem só em 1.7% para tal comprimento de onda. Para o oxigênio e o sódio os valores diferem em 1.6% e 6% respetivamente; porém, para o hidrogênio os valores diferen em 1 ordem de grandeza ainda que isto não afete sensivelmente os resultados, como será mostrado posteriormente.

A tabela II, lista parâmetros do anel sincrótron e do wiggler do LNLS relevantes para

o cálculo do filtro [17]. Em particular, é interessante comparar a energia em que o filtro deve ser "transparente",  $hc/\lambda \sim 8KeV$ , com a energia crítica do wiggler  $hc/\lambda_c \sim 1.7KeV$ . Tomando os valores dos ángulos de abertura horizontal e vertical da fonte de radiação e a distancia entre ésta e o sistema de filtros (fig. 10), obtemos que o área iluminada pela radiação é  $A = 12.12 \ cm^2$ 



Fig. 10. Desenho do sistema de filtros.

Para calcular a potência total depositada na película usamos a distribuição espectral de uma fonte sincrótron (eq.13), incluindo as duas polarizações; que agora expressaremos em função do comprimento de onda.

$$dP_{inc}(\lambda) = P_T \frac{3^{5/2}}{8\pi} \frac{1}{\lambda_c} y^3 \int_y^\infty K_{5/3}(\eta) d\eta \ d\lambda , \qquad (56)$$

onde  $y = \lambda_c/\lambda$ ;  $\lambda_c = 4\pi R/3\gamma^3$ , ou em unidades práticas  $\lambda_c(\Lambda) = 5.59 R/E^3$ ,  $\gamma = E/mc^2$ , R = raio de curvatura, e  $P_T$  é a potência total radiada pelo wiggler. A distribuição espectral é portanto proporcional à função universal (função integral de Bessel)

$$I = \int_{\boldsymbol{y}}^{\infty} K_{5/3}(\eta) d\eta .$$
 (57)

Conhecemos os valores dos coeficientes de absorção de massa  $\mu_m(\lambda)$  para comprimentos de onda definidos -que também definem os valores de  $y = \lambda_c/\lambda$ -; então, calculamos os valores das funções integrais de Bessel e de (55) calculamos a distribuição espectral de potência emitida pelo wiggler, que será a distribuição espectral de potência incidente sobre o sistema de filtros. A tabela III, mostra os valores das funções integrais de Bessel e da distribuição espectral de potência emitida pelo wiggler do LNLS em função do comprimento de onda.

A distribuição espectral de potência absorvida pelo filtro estará dada por

$$dP_{abs}(\lambda) = dP_{inc}(\lambda)(1 - e^{-\mu_m(\lambda)\xi}), \qquad (58)$$

e a potência total absorvida será

$$P_{abs} = \int_0^\infty dP_{abs}(\lambda) \ . \tag{59}$$

Como a película tem uma espessura x muito menor que suas dimensões transversais, e como o coeficiente de condução térmica do grafite é baixo, a perda de calor por transmissão é desprezivel; o único processo relevante é a perda de calor por radiação de corpo negro. Portanto, em régimen estacionario, cada elemento de área do filtro eleva a sua temperatura ate que as perdas radiativas -no visivel e infravermelho- igualen-se à potência absorvida -na região espectral de raios X moles e ultravioleta de vácuo.

Supondo que há uma distribuição uniforme de potência incidente e tendo a conta que cada uma das caras emitem; calculamos a densidade média de potência emitida pelas películas
$$q = \frac{1}{2} \frac{P_{abs}}{A} \frac{watts}{cm^2};$$
(60)

depois calculamos a temperatura média, fazendo uso da lei de Stefan-Boltzmann [18]

$$T = \left(\frac{q}{\epsilon\sigma}\right)^{1/4} \,, \tag{61}$$

onde

$$\sigma = 5.67 \times 10^{-12} \ \frac{watts}{cm^2} \ \frac{1}{K^4} \ ,$$

e para o carbono (grafite) [19]:  $\epsilon = 0.7 - 0.8$  .

A tabela IV, mostra a potência radiada por um corpo negro em função da sua temperatura, calculada pela lei de Stefan-Boltzmann, eq.(61).

Uma vez determinado o material (carbono), escolhemos -segundo as necessidades do usuario- o coeficiente de transmissão Tr numa energia dada e calculamos a densidade superficial total do sistema de filtros fazendo uso da Eq.(55); com estos dados podemos calcular a distribuição espectral de potência absorvida pelo sistema de filtros (Eq.58) e integrando sobre o comprimento de onda (Eq.59) obtemos a potência total  $P_{abs}$  absorvida pelo sistema de filtros; agora, se temos um sistema composto por n películas, cada película deve absorver  $P = P_{abs}/n$  para que a potência absorvida seja a mesma em todas elas.

A tabla V, mostra os valores da densidade superficial total do sistema de filtros, a potência total absorvida e a porcentagem da radiação incidente que é absorvida no sistema; em função da transmissão em 8 KeV. Concluimos de isto que a maior parte da potência radiada pelo wiggler será absorvida pelo sistema de filtros. Esta tabela mostra também, porque é conveniente instalar um filtro, se a região espectral de interesse fica -como em este caso- muito por embaixo de  $\lambda_c$ . Por exemplo, para 75% de transparência na región espectral de interesse, o filtro retira do feixe ~ 92% da potência incidente -em outros comprimentos de onda; reduzendo a carga térmica no cristal monocromador por um fator 100/8  $\cong$  13 (Fig.11). Analizando os valores dados na tabela V, escolhemos uma transmissão de 75% em 8 KeV para nosso sistema de filtros de carbono com uma densidade superficial total  $\xi = 61627 \ \mu g/cm^2$ ; a transmissão no sistema de filtros para estos valores é mostrada na fig.(12).

É obvio que se fosse usada uma única película, a temperatura será maior y estará mais próxima do ponto de fusão do carbono. Para limitar a temperatura de operação da película devemos aumentar a área radiante substituindo la película grossa por uma sequencia de películas finas (com a mesma espessura total). As tabelas VI e VII, mostram em função do número de películas que compõem o sistema; a potência absorvida -para uma transmissão de 75% em 8 KeV- e as temperaturas média e máxima em cada película componente. De aqui concluimos que para um sistema composto por seis o mais películas a temperatura atingida por estas, é razoavelmente inferior á temperatura de fusão do carbono (~ 3550 K).

Para calcular a densidade superficial de cada película componente do sistema, procedemos da seguinte maneira; assumimos uma densidade superficial  $\xi_1$  para a primeira película e calculamos a distribuição espectral de potência absorvida pela mesma, depois integramos sobre o comprimento de onda para obter a potência absorvida pela primeira película e, comparamos com o valor de P que já conhecemos; se os valores não coincidem, corregimos o valor da densidade superficial  $\xi_1$  e repetimos o processo novamente. A distribuição espectral de potência transmitida pela primeira película será a distribuição espectral de potência incidente sobre a segunda e, assumendo uma densidade superficial  $\xi_2$  para a segunda película iniciamos o processo novamente, e assim sucessivamente para todas as outras películas. Uma vez que conhecemos as densidades superficiales podemos conhecer a espessura de cada película. A tabela VIII, mostra para um sistema composto por seis películas; os valores da densidade superficial, a espessura e o comprimento de onda no que a distribuição espectral de potência absorvida pela superficial, a finitada pela composito espectral da potência absorvida por cada película é mostrada nas figs. 13-19. Agora calcularemos a potência incidente, a potência absorvida e a temperatura em cada elemento da película; isto é importante para poder fazer as simulações em MOD-ULEF e determinar as deformações da mesma.

A distribuição angular de potência emitida pelo wiggler, está dada pela Eq. 15; introduzindo os valores dos parâmetros temos que

$$\frac{d^2 P}{d\omega d\psi} = 36.97 f_K(\gamma \theta, \gamma \psi) \frac{W}{mr^2} , \qquad (62)$$

e como 1 $mr^2$  a uma distancia de 5000mm equivale a uma área  $A = 25 mm^2$ , temos que a densidade de potência incidente sobre o sistema de filtros é

$$I_{inc} = 1.479 f_K(\gamma \theta, \gamma \psi) \frac{W}{mm^2} , \qquad (63)$$

considerando que só é absorvido 92.74% da radiação incidente, que o sistema está composto por seis películas e que as duas faces de cada uma emitem; obtemos para a temperatura em função da posição

$$\epsilon = 0.7 \qquad T = 1302.7 \sqrt[4]{f_K(\gamma \theta, \gamma \psi)}$$

$$\epsilon = 0.8 \qquad T = 1259.9 \sqrt[4]{f_K(\gamma \theta, \gamma \psi)}.$$
(64)



Fig. 11. Distribuição espectral de potência incidente e transmitida.



Fig. 12. Transmissão no sistema de filtros.



Fig. 13. Distribuição espectral de potência absorvida no primeiro filtro.



Fig. 14. Distribuição espectral de potência absorvida no segundo filtro.



Fig. 15. Distribuição espectral de potência absorvida no terceiro filtro.



Fig. 16. Distribuição espectral de potência absorvida no quarto filtro.



Fig. 17. Distribuição espectral de potência absorvida no quinto filtro.



Fig. 18. Distribuição espectral de potência absorvida no sexto filtro.



Fig. 19. Deslocamento da distribuição espectral de potência absorvida.

#### 5.3 Discussão dos Erros

#### 5.3.1 Propagação de Erros

Para uma função  $f(x_1, ..., x_i, ..., x_n)$ , os erros estão dados pela fórmula

$$\Delta f(x_1, ..., x_i, ..., x_n) = \sqrt{\sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial f}{\partial x_i} \Delta x_i\right)^2} \,. \tag{65}$$

A potência transmitida e absorvida em cada película estão dadas respetivamente por

$$P_{tra}(\lambda) = P_{inc}(\lambda)e^{-\mu_m(\lambda)\xi}$$

$$P_{abs}(\lambda) = P_{inc}(\lambda)(1 - e^{-\mu_m(\lambda)\xi}),$$

então, temos que

$$\Delta P_{tra} = e^{-\mu_m \xi} \sqrt{(\Delta P_{inc})^2 + (\xi P_{inc} \Delta \mu_m)^2 + (\mu_m P_{inc} \Delta \xi)^2}$$
(66)

$$\Delta P_{abs} = \sqrt{((1 - e^{-\mu_m \xi})\Delta P_{inc})^2 + (\xi P_{inc} e^{-\mu_m \xi} \Delta \mu_m)^2 + (\mu_m P_{inc} e^{-\mu_m \xi} \Delta \xi)^2}, \quad (67)$$

lógicamente que em qualquer película  $\Delta P_{inc}$  será igual a  $\Delta P_{tra}$  da anterior. Para a primeira película consideramos  $\Delta P_{inc} = 0$ , já que a luz sincrotron é um dos fenómenos físicos cuyos parâmetros conhecem-se com maior exatitude; tanto é assim, que é usada para definir as unidades standard de medida.

Agora, a temperatura média está dada por

$$T = \sqrt[4]{\frac{q}{\epsilon\sigma}} \,,$$

e se únicamente consideramos o erro devido à densidade de potencia q, temos que

$$\Delta T = \frac{1}{4} \sqrt[4]{\frac{1}{\epsilon \sigma q^3}} \,\Delta q \;, \tag{68}$$

Estas fórmulas serão usadas para calcular os erros nas figs. 13-18.

#### 5.3.2 Erros Devidos ás Impurezas

Tem-se uma película de carbono de densidade  $\rho_c$  e sabe-se que tem p% atômico de impurezas (p átomos de impureza por cada 100 de carbono); deseja-se saber a densidade  $\rho_i$ de impurezas na mostra.

Numa quantidade de massa  $M_c$  de carbono, tem-se um número de átomos igual a  $M_c N_o/A_c$ , onde  $N_o$  é o número de Avogadro e A o peso atómico; então, o número de átomos de impureza é  $p M_c N_o/A_c$  e como cada átomo de impureza pesa  $A_i/N_o$  gr, se tendrá que a massa da impureza é

$$M_i = p \; \frac{A_i}{A_c} \; M_c \; ; \tag{69}$$

dividendo entre o volume V, se tem que as densidades estão relacionadas pela fórmula

$$\rho_i = p \, \frac{A_i}{A_c} \, \rho_c \,. \tag{70}$$

#### Modelo de Trabalho

A camada "impura" (digamos, átomos "c" com p% de átomos "i") de espessura x é substituida por 2 camadas (Fig. 20), cada uma de espessura x, mas com "absorções efetivas"

$$K_c = (\mu_m(\lambda) \rho x)_c \tag{71}$$

$$K_i = (\mu_m(\lambda) p A x)_i \frac{\rho_c}{A_c} ; \qquad (72)$$

$$K_c + K_i = (\mu_m(\lambda) \rho x)_c \left( 1 + p \frac{[A \mu_m(\lambda)]_i}{[A \mu_m(\lambda)]_c} \right) , \qquad (73)$$

lógicamente que se há n tipos de impurezas, então

$$K_c + K_i = (\mu_m(\lambda) \rho x)_c \left( 1 + \left( \frac{1}{A \mu_m(\lambda)} \right)_{car} \sum_{i=1}^n [p A \mu_m(\lambda)]_i \right) .$$
(74)



Fig. 20. Modelo usado para as impurezas.

a potência transmitida é

$$P_{t\tau} = P_{inc} \, e^{-K_c} \, e^{-K_i} \,, \tag{75}$$

e para a potência absorvida no conjunto se tem

$$P'_{abs} = P_{inc} \left( 1 - e^{-(K_c + K_i)} \right) .$$
(76)

Isto deve-se comparar com

$$P_{abs} = P_{inc} \left( 1 - e^{-K_c} \right) \tag{77}$$

. . . .

Luego, o erro devido às impurezas em cada comprimento de onda está dado por

$$Suma = \sum_{i=1}^{n} Er_i = \left(\frac{1}{A\mu_m(\lambda)}\right)_{car} \sum_{i=1}^{n} [p A \mu_m(\lambda)]_i .$$
(78)

Considerar estos erros nos cálculos, para pequenas concentrações de impurezas, é equivalente a aumentar a espessura do filtro de x a  $x(1 + \sum Er)$  para um comprimento de onda determinado.

Para nosso caso [15]

~ ~ ~

$$p_{oxigeno} = 0.01 \qquad p_{sodio} = 0.001 \qquad p_{hidrogeno} = 0.035$$

$$\frac{A_O}{A_C} = 1.333 \qquad \frac{A_{Na}}{A_C} = 1.833 \qquad \frac{A_H}{A_C} = 0.167$$

A tabela IX, mostra os valores dos erros na espessura do sistema de filtros devido às impurezas, em função do comprimento de onda. De aqui, para estimar o erro na espessura em todo o espectro, tomamos a média  $Er_i$  e obtemos,  $\overline{Er}_O = 0.02878$ ,  $\overline{Er}_{Na} = 0.00872$  e  $\overline{Er}_{H} = 0.00248$ ; de onde concluimos que a impureza que mais influye no erro é o oxigênio. Do mesmo modo, para o erro total temos,  $\overline{Suma} = \overline{\Sigma} = 0.03876$ .

Este erro é menor que o erro de  $\pm$  10% dado pelo fabricante [15] para a densidade superficial. A fig. 21, mostra os erros das distintas impurezas presentes nas películas.



Fig. 21. Efeito das impurezas.

## Tabela I.a

Valores dos coeficientes de absorção de masa do carbono e as impurezas, para distintos comprimentos de onda.

$\overline{\lambda}$		$\mu_m(cm)$	$r^2/gr)$	
(Å)	Carbono	Oxígeno	Sodio	Hidrógeno
0.30	0.208	0.260	0.399	0.348
0.35	0.230	0.313	0.537	0.353
0.40	0.258	0.382	0.719	0.359
0.45	0.293	0.469	0.951	0.363
0.50	0.336	0.577	1.24	0.367
0.55	0.388	0.708	1.59	. 0.370
0.60	0.449	0.865	2.01	0.374
0.65	0.521	1.05	2.50	0.377
0.70	0.605	1.26	3.08	0.379
0.75	0.701	1.51	3.73	0.382
0.80	0.811	1.79	4.49	0.384
0.85	0.935	2.11	5.33	0.387
0.90	1.07	2.47	6.29	0.389
0.95	1.23	2.86	7.35	0.392
1.00	1.40	3.31	8.52	0.395
1.05	1.59	3.79	9.82	0.397
1.10	1.80	4.33	11.2	0.400
1.15	2.03	4.91	12.8	0.403
$1.\overline{20}$	2.28	5.55	14.5	0.407
1.25	2.55	6.24	16.3	0.410
1.30	2.84	6.99	18.3	0.414
1.35	3.16	7.80	20.4	0.418
1.40	3.50	8.66	22.7	0.422
1.45	3.86	9.59	25.2	0.426
1.50	4.25	10.6	27.8	0.431
1.55	4.67	11.7	30.6	0.436
1.60	5.12	12.8	33.5	0.441
1.65	5.59	14.0	36.7	0.447

# Tabela I.b

Valores dos coeficientes de absorção de masa do carbono e as impurezas, para distintos comprimentos de onda.

$\lambda$		$\mu_m(cm^2/gr)$				
(Å)	Carbono	Oxígeno	Sodio	Hidrógeno		
1.70	6.09	15.3	40.0	0.452		
1.75	6.62	16.6	43.6	0.459		
1.80	7.19	18.0	47.3	0.465		
1.85	7.78	19.6	51.2	0.471		
1.90	8.41	21.1	55.4	0.478		
1.95	9.07	22.8	59.7	0.485		
2.00	9.76	24.6	64.3	0.493		
2.05	10.5	26.4	69.1	0.501		
2.10	11.3	28.4	74.1	0.510		
2.15	12.1	30.4	79.3	0.518		
2.20	12.9	32.5	84.8	0.527		
2.25	13.8	34.7	90.5	0.537		
2.30	14.7	37.0	96.4	0.547		
2.50	19.5	49.4	118	0.030		
2.75	26.0	65.7	155	0.0413		
2.78	26.8	67.7	160	0.0427		
3.36	48.2	120	278	0.0820		
4.16	91.9	224	511	0.170		
4.73	135	325	735	0.265		
5.41	202	476	1070	0.418		
5.73	239	560	1250	0.508		
6.07	284	661	1460	0.619		
7.13	455	1030	2240	1.06		
8.34	718	1600	3360	1.80		
9.89	1170	2530	5200	3.20		
10.44	1370	2920	5970	3.82		
11.91	1980	4150	561	5.93		
12.25	2150	4480	609	6.52		

## Tabela I.c

Valores dos coeficientes de absorção de masa do carbono e as impurezas, para distintos comprimentos de onda.

$\lambda$		$\mu_m(cm^2/gr)$				
(Å)	Carbono	Oxígeno	Sodio	Hidrógeno		
13.33	2710	5600	775	8.64		
14.56	3460	6960	984	11.6		
16.0	4450	8880	1270	15.7		
17.6	5790	11300	1650	21.7		
18.3	6370	12400	1820	24.8		
19.5	7500	14500	2170	30.3		
21.6	9900	18700	2820	43.1		
22.3	10700	20100	3040	47.4		
23.6	12400	1200	3520	57.3		
24.3	13200	1280	3770	62.5		
27.4	18000	1760	5140	93.5		
31.4	25000	2480	7200	145		
31.6	25500	2530	7330	149		
39.8	45000	4490	12900	316		
44.7	2350	6040	17000	462		
58.4	4500	11600	31600	1080		
64.4	5670	14600	39500	1470		
67.6	6350	16500	43900	1730		
72.2	7370	19200	50300	2130		
82.1	9840	26000	$\overline{65200}$	3190		
83.4	10200	26800	67300	3350		
93.4	13100	34700	84200	4780		
108.7	17400	48900	111000	7680		
114.0	19200	54000	122000	8950		
135.5	28200	79000	162000	15200		
171.4	44700	125000	212000	31000		
251.5	106000	232000	180000	96800		
407.1	187000	359000	1780	404000		

# Tabela II

Energía	E	1.15 GeV	$\gamma = 2250$
Corrente	Ι		0.1 A
Comprimento do Período	$L_W$		$0.25\ m$
Número de Períodos	Ν	-	10
Campo Magnético (max.)	$B_0$		$1.95 \ T$
Potência Total Radiada	$P_T$		795 watts
Energía Crítica	$E_{c}$	·	1.71 KeV
Parâmetro de Deflexão	K		45.5
Raio de Curvatura (min.)			1.946 m
Angulo de Abertura Horiz.	θ		$\pm$ 20.2 mrad
Angulo de Abertura Vert.	$\psi$		$\pm 0.6 mrad$

Parâmetros do sincrotron e do wiggler.

#### Outros parâmetros.

Distancia entre o filtro e o wiggler	D	5 m
Area iluminada pela radiação	A	12.12 cm <sup>2</sup>

## Tabela III.a

Integrais de Bessel e a distribução espectral de potência emitida pelo wiggler, em função do comprimento de onda.  $(\lambda_c = 7.25 \text{ Å})$ 

$\overline{\lambda}$			Pot. Emitida
(Å)	$y = \lambda_c / \lambda$	$\int_{y}^{\infty} K_{5/3}$	pelo wiggler
	-		$(W/\lambda)$
0.30	24.168	8.384 E-12	8.04 E-6
0.35	20.715	2.873 E-10	1.70 E-4
0.40	18.126	4.110 E-9	1.66 E-3
0.45	16.112	3.281 E-8	6.96 E-3
0.50	14.501	1.740 E-7	3.60 E-2
0.55	13.182	6.847 E-7	0.1065
0.60	12.084	2.154 E-6	0.2582
0.65	11.154	5.704 E-6	0.5377
0.70	$10.\bar{3}58$	$1.\overline{3}18 \overline{\text{E}}-5$	0.995
0.75	9.667	2.733 E-5	1.677
0.80	9.063	5.185 E-5	2.622
0.85	8.530	9.144 E-5	3.854
0.90	8.056	1.517 E-4	5.387
0.95	7.632	2.391 E-4	7.218
1.00	7.250	3.605 E-4	9.333
1.05	6.905	$5.\overline{2}37$ $\overline{E}-4$	11.710
1.10	6.591	7.363 E-4	14.319
1.15	6.305	1.006 E-3	17.126
1.20	6.042	$1.\overline{3}41$ $\overline{E}-3$	20.092
1.25	5.800	1.749 E-3	23.182
1.30	5.577	2.237 E-3	26.359
1.35	5.371	2.812 E-3	29.587
1.40	5.179	3.481 E-3	32.836
1.45	5.000	4.249 E-3	36.075
1.50	4.834	5.121 E-3	39.281
1.55	4.678	6.104 E-3	42.430
1.60	4.531	7.200 E-3	45.503
1.65	4.394	$8.\overline{4}14 \ \overline{\text{E}}-3$	48.484

### Tabela III.b

Integrais de Bessel e a distribução espectral de potência emitida pelo wiggler, em função do comprimento de onda.  $(\lambda_c = 7.25 \text{ Å})$ 

$\overline{\lambda}$			Pot. Emitida
(Å)	$y = \lambda_c / \lambda$	$\int_{u}^{\infty} K_{5/3}$	pelo wiggler
		5	$(W/\lambda)$
1.70	4.265	9.748 E-3	51.362
1.75	4.143	1.122 E-2	54.124
1.80	4.028	1.279 E-2	56.765
1.85	3.919	1.450 E-2	$59.\overline{276}$
1.90	3.816	1.634 E-2	61.657
1.95	3.718	1.830 E-2	63.902
2.00	3.625	2.040 E-2	66.013
2.05	3.537	2.263 E-2	67.988
2.10	3.453	2.498 E-2	69.831
2.15	3.372	2.747 E-2	71.542
2.20	3.296	3.008 E-2	73.124
2.25	3.222	3.282 E-2	74.582
2.30	3.152	3.568 E-2	75.918
2.50	2.900	4.837 E-2	80.192
2.75	2.636	6.686 E-2	83.206
2.78	2.608	6.893 E-2	83.418
3.36	2.158	0.1225	83.685
4.16	1.743	0.2127	76.790
4.73	1.533	0.2863	70.126
5.41	1.340	0.3796	62.175
5.73	1.265	0.4249	58.644
6.07	1.194	0.4752	54.995
7.13	1.017	0.6325	45.262
8.34	0.869	0.8173	36.481
9.89	0.733	1.0544	28.214
10.44	0.694	1.1375	25.906
11.91	0.609	1.3598	20.836
12.25	0.592	1.4113	19.851

•

## Tabela III.c

Integrais de Bessel e a distribução espectral de potência emitida pelo wiggler, em função do comprimento de onda.  $(\lambda_c = 7.25 \text{ Å})$ 

$\lambda$			Pot. Emitida
(Å)	$y = \lambda_c / \lambda$	$\int_{y}^{\infty} K_{5/3}$	pelo wiggler
		<b>.</b> .	$(W/\lambda)$
13.33	0.544	1.5714	17.153
14.56	0.498	1.7503	14.678
16.00	0.454	1.9530	12.406
17.60	0.412	2.1800	10.376
18.30	0.398	2.2815	9.607
19.50	0.373	2.4364	8.570
21.60	0.335	2.7304	6.970
22.30	0.325	2.8150	6.583
23.60	0.307	2.9885	5.871
24.30	0.299	3.0693	5.573
27.40	0.264	3.4686	4.357
31.40	0.231	3.9477	3.312
31.60	0.229	3.9753	3.263
39.80	0.182	4.9128	2.021
44.70	0.162	5.4544	1.575
58.40	0.124	6.8506	0.889
64.40	0.113	7.4243	0.721
67.60	0.107	7.7321	0.647
72.20	0.100	8.1548	0.561
82.10	0.0884	9.0369	0.423
83.40	0.0870	9.1529	0.409
93.40	0.0777	10.0083	0.318
108.70	0.0667	11.2709	0.227
114.00	0.0635	11.7084	0.203
135.50	0.0535	13.3320	0.139
171.40	0.0423	15.8870	0.082
251.50	0.0288	21.0515	0.034
407.10	0.0178	29.6758	0.011

### Tabela IV

Valores das intensidades emitidas por um corpo negro, para distintas temperaturas. (Lei de Stefan-Boltzmann)

Temperatura	Intensidade Emitida
(K)	$(W/cm^2)$
100	0.000567
200	0.00907
300	0.0459
400	0.145
500	0.354
600	0.735
700	1.361
800	2.322
900	3.720
1000	5.670
1100	8.301
1200	11.757
1300	16.194
1400	21.782
1500	28.704
1600	37.159
1700	47.356
1800	59.521
1900	73.892
2000	90.720
2100	110.271
2200	132.823
2300	158.670
2400	188.117
2500	221.484

# Tabela V

Valores da densidade superficial, a potência absorvida e a porcentagem da potência incidente absorvida, no sistema de filtros; em função da transmissão. ( $\rho = 2 \ gr/cm^3$ )

Transmissão	Densidade	Potência	
en 8 KeV	Superficial	Absorvida	(Pabs/Pinc)%
	$(\mu g/cm^2)$	(W)	
0.05	641484	791.4	99.59
0.10	493059	789.6	99.37
0.15	406236	787.8	99.15
0.20	344633	786.0	98.92
0.25	296851	784.0	98.67
0.30	257810	781.8	98.39
0.35	224801	779.3	98.08
0.40	196208	776.6	97.73
0.45	170987	773.4	97.34
0.50	148426	769.8	96.88
0.55	128016	765.5	96.34
0.60	109385	760.4	95.70
0.65	92245	754.3	94.92
0.70	76376	746.6	93.96
0.75	61602	736.9	92.74
0.80	47782	724.0	91.11
0.85	34801	705.7	88.81
0.90	22561	676.9	85.19
0.95	10984	619.4	77.96

## Tabela VI

#### Valores da potência absorvida, a intensidade emitida e a temperatura promedio em cada filtro, em função do número de filtros que compoem o sistema. (Tr = 0.75 en 8 KeV)

Número	Potência	Intensidade	Temperatura	
de filtros	Absorvida	radiada por	Pron	nedio
no sistema	por filtro	cada cara	(1	()
	(W)	$(W/cm^2)$	$\epsilon = 0.7$	$\epsilon = 0.8$
1	737.28	30.42	1664	1609
2	368.64	15.21	1399	1353
3	245.76	10.14	1264	1228
4	184.32	7.60	1176	1138
5	147.46	6.08	1113	1076
6	122.88	5.07	1063	1028
7	105.33	4.35	1023	989
8	92.16	3.80	989	957
9	81.92	3.38	961	929
10	73.73	3.04	936	905
11	67.03	2.77	914	884
12	61.44	2.53	894	865

#### Tabela VII

Valores da potência absorvida, a intensidade emitida e a temperatura máxima numa área de 0.25  $cm^2$  ao-redor de  $\theta = \psi = 0$  em cada filtro; em função do número de filtros que compoem o sistema.

Número	Potência	Intensidade	Tempe	eratura
de filtros	Absorvida	radiada por	Máz	rima 🛛
no sistema	por filtro	cada cara	(1	(X)
	(W)	$(W/cm^2)$	$\epsilon = 0.7$	$\epsilon = 0.8$
1	34.29	68.57	2039	1972
2	17.14	34.29	1714	1658
3	11.43	22.86	1549	1498
4	8.57	17.14	1442	1394
5	6.86	13.71	1363	1319
6	5.71	11.43	1303	1260
7	4.90	9.80	1253	1212
8	4.29	8.57	1212	$117\overline{2}$
9	3.81	7.62	1177	1138
10	3.43	6.86	1146	1109
11	3.12	6.23	1119	1083
12	2.86	5.71	1095	1059

#### Tabela VIII

Valores da densidade superficial, a espessura e o comprimento de onda no que a distribução espectral de potência absorvida é máxima; para cada filtro componente do sistema.

	Densidade	Espessura	$\lambda(A)$ onde a
	Superficial	(cm)	potência absorvida
	$(\mu g/cm^2)$		é máxima
1° filtro	63	1.268 E-4	21.60
2° filtro	200	4.000 E-4	12.25
3° filtro	629	1.258 E-4	8.34
4° filtro	2041	4.082 E-3	6.07
5° filtro	7404	1.481 E-2	4.73
6° filtro	51290	1.026 E-1	2.78

## Tabela IX.a

$\lambda(\text{\AA})$	Er(Oxígeno)	Er(Sodio)	Er(Hidrógeno)	Suma(Er)
0.30	0.0167	0.0035	0.0098	0.0300
0.35	0.0181	0.0043	0.0090	0.0314
0.40	0.0197	0.0051	0.0081	0.0330
0.45	0.0213	0.0060	0.0072	0.0345
0.50	0.0229	0.0068	0.0064	0.0360
0.55	0.0243	0.0075	0.0056	0.0374
0.60	0.0257	0.0082	0.0049	0.0388
0.65	0.0269	0.0088	0.0042	0.0400
0.70	0.0278	0.0093	0.0037	0.0408
0.75	0.0287	0.0098	0.0032	0.0417
0.80	0.0294	0.0102	0.0028	0.0423
0.85	0.0301	0.0105	0.0024	0.0430
0.90	0.0308	0.0108	0.0021	0.0437
0.95	0.0310	0.0110	0.0019	0.0438
1.00	0.0315	0.0112	0.0017	0.0443
1.05	0.0318	0.0113	0.0015	0.0446
1.10	0.0321	0.0114	0.0013	0.0448
1.15	0.0322	0.0116	0.0012	0.0450
1.20	0.0325	0.0117	0.0010	0.0452
1.25	0.0326	0.0117	0.0009	0.0453
1.30	0.0328	0.0118	0.0009	0.0455
1.35	0.0329	0.0118	0.0008	0.0455
1.40	0.0330	0.0119	0.0007	0.0456
1.45	0.0331	0.0120	0.0007	0.0457
1.50	0.0333	0.0120	0.0006	0.0458
1.55	0.0334	0.0120	0.0006	0.0460
1.60	0.0333	0.0120	0.0005	0.0458
1.65	0.0334	0.0120	0.0005	0.0459

Valores dos erros devido ás impurezas, em função do comprimento de onda

## Tabela IX.b

$\lambda(A)$	Er(Oxígeno)	Er(Sodio)	Er(Hidrógeno)	Suma(Er)
1.70	0.0335	0.0120	0.0004	0.0460
1.75	0.0334	0.0121	0.0004	0.0460
1.80	0.0334	0.0121	0.0004	0.0458
1.85	0.0336	0.0121	0.0004	0.0460
1.90	0.0334	0.0121	0.0003	0.0459
1.95	0.0335	0.0121	0.0003	0.0459
2.00	0.0336	0.0121	0.0003	0.0460
2.05	0.0335	0.0121	0.0003	0.0459
2.10	0.0335	0.0120	0.0003	0.0458
2.15	0.0335	0.0120	0.0003	0.0458
2.20	0.0336	0.0121	0.0002	0.0459
2.25	0.0335	0.0120	0.0002	0.0458
2.30	0.0336	0.0120	0.0002	0.0458
2.50	0.0338	0.0111	9 E-6	0.0449
2.75	0.0337	0.0109	9 E-6	0.0446
2.78	0.0337	0.0109	9 E-6	0.0446
3.36	0.0332	0.0106	1 E-5	0.0438
4.16	0.0325	0.0102	1 E-5	0.0427
4.73	0.0321	0.0100	1 E-5	0.0421
5.41	0.0314	0.0097	1 E-5	0.0411
5.73	0.0312	0.0096	1 E-5	0.0408
6.07	0.0310	0.0094	1 E-5	0.0405
7.13	0.0302	0.0090	1 E-5	0.0392
8.34	0.0297	0.0086	1 E-5	0.0383
9.89	0.0288	0.0082	2 E-5	0.0370
10.44	0.0284	0.0080	2 E-5	0.0364
11.91	0.0279	0.0005	2 E-5	0.0285
12.25	0.0278	0.0005	2 E-5	0.0283

#### Valores dos erros devido ás impurezas, em função do comprimento de onda

# Tabela IX.c

$\lambda(\Lambda)$	Er(Oxígeno)	Er(Sodio)	Er(Hidrógeno)	Suma(Er)
13.33	0.0276	0.0005	2 E-5	0.0281
14.56	0.0268	0.0005	2 E-5	0.0274
16.0	0.0266	0.0005	2 E-5	0.0271
17.6	0.0260	0.0005	2 E-5	0.0266
18.3	0.0260	0.0005	2 E-5	0.0265
19.5	0.0258	0.0005	2 E-5	0.0263
21.6	0.0252	0.0005	3 E-5	0.0257
22.3	0.0250	0.0005	3 E-5	0.0256
23.6	0.0013	0.0005	3 E-5	0.0018
24.3	0.0013	0.0005	3 E-5	0.0018
27.4	0.0013	0.0005	3 E-5	0.0019
31.4	0.0013	0.0005	3 E-5	0.0019
31.6	0.0013	0.0005	3 E-5	0.0019
39.8	0.0013	0.0005	4 E-5	0.0019
44.7	0.0343	0.0133	0.0012	0.0487
58.4	0.0344	0.0129	0.0014	0.0486
64.4	0.0343	0.0128	0.0015	0.0486
67.6	0.0346	0.0127	0.0016	0.0489
72.2	0.0347	0.0125	0.0017	0.0489
82.1	0.0352	0.0122	0.0019	0.0493
83.4	0.0350	0.0121	0.0019	0.0490
93.4	0.0353	0.0118	0.0021	0.0492
108.7	0.0375	0.0117	0.0026	0.0517
114.0	0.0375	0.0117	0.0027	0.0519
135.5	0.0373	0.0105	0.0032	0.0510
171.4	0.0373	0.0087	0.0041	0.0500
251.5	0.0292	0.0031	0.0053	0.0376
407.1	0.0256	2 E-5	0.0126	0.0382

Valores dos erros devido ás impurezas, em função do comprimento de onda

## Tabela X.a

Distribução espectral da potência absorvida pelo carbono, as impurezas e a porcentagem de erro; em função do comprimento de onda.

$\lambda$	Potência Abs.	Potência Abs.	Erro
(Å)	Carbono $(W)$	Impurezas $(W)$	$(P_{imp}/P_{carb})\%$
0.30	1 E-7	4 E-9	3.80
0.35	2 E-6	9 E-8	3.79
0.40	2 E-5	8 E-7	3.79
0.45	0.0001	5 E-6	3.79
0.50	0.0007	3 E-5	3.78
0.55	0.0025	0.0001	3.78
0.60	0.0071	0.0003	3.77
0.65	0.0170	0.0006	3.76
0.70	0.0364	0.0014	3.75
0.75	0.0710	0.0027	3.74
0.80	0.1279	0.0048	3.72
0.85	0.2160	0.0080	3.71
0.90	0.3440	0.0127	3.69
0.95	0.5273	0.0194	3.67
1.00	0.7721	0.0282	3.66
1.05	1.0939	0.0397	3.63
1.10	1.5046	0.0543	3.61
1.15	2.0154	0.0721	3.58
1.20	2.6359	0.0936	3.55
1.25	3.3740	0.1187	3.52
1.30	4.2355	0.1476	3.49
1.35	5.2398	0.1807	3.45
1.40	6.3760	0.2175	3.41
1.45	7.6436	0.2576	3.37
1.50	9.0587	0.3014	3.33
1.55	10.6199	0.3484	3.28
1.60	12.3231	0.3982	3.23
1.65	14.1411	0.4498	3.18

### Tabela X.b

Distribução espectral da potência absorvida pelo carbono, as impurezas e a porcentagem de erro; em função do comprimento de onda.

$\lambda$	Potência Abs.	Potência Abs.	Erro
(Å)	Carbono $(W)$	Impurezas $(W)$	$(P_{imp}/P_{carb})\%$
1.70	16.0858	0.5031	3.13
1.75	18.1471	0.5574	3.07
1.80	20.3367	0.6126	3.01
1.85	22.5968	0.6670	2.95
1.90	24.9591	0.7209	2.89
1.95	27.3864	0.7731	2.82
2.00	29.8641	0.8230	2.76
2.05	32.4206	0.8705	2.69
2.10	35.0596	0.9151	2.61
2.15	37.6356	0.9547	2.54
2.20	40.1388	0.9894	2.47
2.25	42.7580	1.0202	2.39
2.30	45.2759	1.0454	2.31
2.50	56.1344	1.0838	1.93
2.75	66.5130	0.9970	1.50
2.78	67.4919	0.9799	1.45
3.36	79.4817	0.4615	0.58
4.16	76.6127	0.0520	0.07
4.73	70.1922	0.0047	7 E-3
5.41	62.2476	9 E-5	1.5 E-4
5.73	58.7125	1 E-5	1.7 E-5
6.07	55.0603	7 E-7	1.2 E-6
7.13	45.3152	2 E-11	4.4 E-11
8.34	36.5242	0	0
9.89	28.2479	0	0
10.44	25.9359	0	0
11.91	20.8610	0	0
12.25	19.8744	0	0

## Tabela X.c

#### Distribução espectral da potência absorvida pelo carbono, as impurezas e a porcentagem de erro; em função do comprimento de onda.

$\lambda$	Potência Abs.	Potência Abs.	Erro
(Å)	Carbono $(W)$	Impurezas $(W)$	$(P_{imp}/P_{carb})\%$
13.33	17.1727	0	0
14.56	14.6955	0	0
16.0	12.4209	0	0
17.6	10.3884	0	0
18.3	9.6186	0	0
19.5	8.5802	0	0
21.6	6.9782	0 .	0
22.3	6.5906	0	0
23.6	5.8779	0	0
24.3	5.5794	0	0
27.4	4.3615	0	0
31.4	3.3164	0	0
31.6	3.2667	0	0
39.8	2.0230	0	0
44.7	1.5762	0	0
58.4	0.8901	0	0
64.4	0.7215	0	0
67.6	0.6474	0	0
72.2	0.5617	0	0
82.1	0.4236	0	0
83.4	0.4094	0	0
93.4	0.3189	0	0
108.7	0.2271	0	0
114.0	0.2033	0	0
135.5	0.1387	0	0
171.4	0.0823	0	0
251.5	0.0340	0	0
407.1	0.0116	0	0

#### 5.5 Simulação

O problema termo-mecânico consiste em, dada uma fonte de calor e condições de contorno termo-elásticas, calcular as deformações em toda a região de interesse. Devem-se resolver equações diferenciais parciais não homogêneas de segundo ordem, para achar primero as temperaturas e depois as deformações. Soluções exatas são conhecidas só para geometrias muito simples [20].

É sabido que o problema de valores de contorno mencionado é equivalente a um problema variacional. Também pode-se mostrar que é equivalente a um sistema de equações simultáneas para os coeficientes ("projeções") dos campos de temperatura e deformações numa base adecuada de um espaço de funções de dimensão infinita.

No método de elementos finitos uma malha com um número finito N de nodos é definida sobre a região de interesse. Então, construe-se um sistema de N equações para os valores da temperatura em cada nodo, dependendo os coeficientes do modo como os nodos são agrupados dentro dos elementos finitos. Para um campo geral com m graus de libertade, se tem mN variáveis e mN equações simultáneas.

O método consiste em passar de um problema de dimensão infinita a outro de dimensão finita onde temos uma solução aproximada.

Para simular as temperaturas e deformaçãoes nas películas, foi usado o programa MODULEF; este programa resolve problemas termo-mecânicos através do método de elementos finitos, para o qual toma em conta só a condução térmica e não as perdas por radiação térmica [21]. Espera-se que uma grande parte da potência absorvida pela película vai ser irradiada, pois é importante ter em conta este processo nos cálculos.

Para as simulações, temos considerado a película de maior espessura, já que esperase que ela quebre mais facilmente. Nos problemas de desenho térmico os parâmetros termo-elásticos dependem, em geral, da temperatura [22]; nós temos tomado os seguintes valores médios para o caso do carbono [23]:

Módulo de Young =  $1.2 \text{ E4 } N/mm^2$ Razão de Poisson = 0.300Conductividade Térmica = 0.105 W/mmCCoeficiente de Expansão = 4.9 E-6 1/C

Primeiro, dividimos a película de dimensões  $60 \times 50 \times 0.1 \ mm$  em elementos, i.e., geramos a malha (Fig.22). Como vai haver grandes gradientes de temperatura na faixa central, os elementos nela são mais pequenos para melhorar a exatidão dos resultados.

Conhecemos a distribuição de potência incidente e absorvida em cada elemento da película; pois bem, da potencia absorvida, parte vai-se perder por condução térmica para os elementos vizinhos e afetará a temperatura deles, e parte vai servir para elevar a temperatura do prprio elemento, o que elevará a potência perdida por radiação térmica; em condições estacionarias a temperatura não muda mais e a análise será feito nestas condições. Então, em geral teremos dois processos e interessa-nos saber qual é o mais importante em cada elemento da película, para o que analizemos os processos separadamente, tendo em conta que nois interesam as condições criticas (máxima temperatura).

Radiação Térmica. Consideramos que em cada elemento a transferença por condução térmica é nula, ou seja, toda a potência absorvida vai ser irradiada, portanto, temos a temperatura máxima (Fig.23). Note-se que a temperatura quase não varia ao longo do eixo X, e como a película vai estar presa nas bordas, teremos uma grande tensão nos pontos y = 0. Para evitar que a luz sincrotron incida diretamente nos pontos das bordas, se terá que colocar uma máscara antes do sistema de filtros.

Condução Térmica. Sabemos que a potência incidente e absorvida vai ser máxima no elemento central, então, conhecemos a temperatura máxima no mesmo (caso anterior). Colocamos esta temperatura máxima (1027 C) nas condições de contorno e deixamos que MODULEF calcule as temperaturas nos outros elementos (Fig.24). Pois bem, comparando os dois gráficos (Fig.25) vemos que há uma região central onde as temperaturas devido ao processo de radiação térmica são maiores, então colocamos estas temperaturas nas condições de contorno e deixamos que MODULEF calcule as temperaturas na região exterior onde o processo de condução térmica é mais importante. O resultado é mostrado na fig. 26.

Como seguinte passo, MODULEF calcula as deformações e o resultado -aumentado 100 vezes para a componente z- é mostrado na fig. 27. O valor máximo é 0.12 mm, i.e. da mesma ordem de grandeza que a espessura da película.

MODULEF não pode graficar as tensões para os casos tridimensionais [21]; mas o valor máximo calculado  $\sigma_{xx} = 55 N/mm^2$  está próximo do límite de tensão máxima para o grafite.

VOULEF L RLBENS ZZ/12/95 SD1. MAIL SD1. COOR	SCIECX 222 SEC: 2821 SCIECX 222	2852R.11EUR SPHERIQUE 50. 32. 32. 2.22E-05 OUVERTURE . 0.10	Λ		FINTA 8 CONTINUER 1 CONTINUER 1 VUE SULTANTE 2 VUE SULTANTE 2 VUE SULTANTE 2 VUE SULTANTE 2 VUE SULTANTE 2 VUE SULTANTE 2 0 CH B 7 0 CH F
				λ	
	*			22	N N N

Fig. 22. Malha para a simulação com MODULEF.





Fig. 24. Distribuição de temperaturas por condução térmica.


Fig. 25. Comparação das distribuições de temperatura no plano X=0.



Fig. 26. Distribuição de temperaturas considerando os processos de condução y radiação térmica.



## 6 A Montagem

O sistema de filtros será montado na máscara refrigerada (Fig. 28), componente padrão do "front-end" na linha de luz (Fig. 29) [24], perto do anel sincrotron (Fig. 30) e a uma distancia aproximada de 5 m (distancia usada para fazer as contas) da fonte wiggler. Por ser a máscara refrigerada um componente padão, as modificações que se fazam devem ser mínimas a fim de evitar complicações.



Fig. 28. Máscara refrigerada.



Fig. 29. Desenho da linha de luz.



Fig. 30. Desenho do acelerador sincrotron e das linhas de luz.

## 7 Conclusões

- Projetou-se um sistema de filtros de carbono a ser instalado no LNLS para o condicionamento espectral da luz sincrotron produzida pelo wiggler.

- O sistema compõe-se de seis películas comerciais de carbono com uma densidade superficial total  $\xi = 61627 \ \mu g/cm^2$ ; a transmissão em 8 KeV é de 75 %, tendo um máximo em  $\lambda = 1.9$  Å e uma amplitude de 1.5 Å ao-redor do máximo.

- O filtro bloqueia 92.74% da potência total radiada pelo wiggler, em comprimentos de onda fora da faixa espectral de interesse.

- Foram examinados efeitos de impurezas tais como  $O_2$ ,  $Na \in H$ , presentes em baixas concentrações nas películas, e verificou-se que a sua presença introduz variações na transmissão do filtro, do mesmo ordem de magnitude que as introduzidas pela incerteza na densidade superficial das películas devida ao processo de fabricação. Essas variações afetan o projeto apenas marginalmente y poden-se desprezar.

- A temperatura máxima atingida em cada película ( $\approx 1300 K$ ), corresponde a pressões de vapor do carbono compativeis com as condições de ultra alto vácuo necessarias para o funcionamento do acelerador sincrotron.

- Simulou-se o comportamento termo-mecânico das películas com o programa de elementos finitos MODULEF e determino-se que os valores dos parâmetros termo-elásticos estão no intervalo entre os limites criticos para o grafite.

- Para a montagem dos filtros, propõe-se alterar um componente padrão dos "front-ends" nas linhas de luz, a chamada *máscara refrigerada*, capaz de dissipar as potências envolvidas.

## Referências

- [1] "Introduction to Synchrotron Radiation"; G. Margaritondo.
- [2] "Characteristics of Synchrotron Radiation and of its Sources"; S. Krinsky et al.
- [3] "Synchrotron Radiation Research"; Ed. by Herman Winick and S. Doniach; Plenum Press (1980).
- [4] "Synchrotron Radiation ands its Applications"; I. M. Ternov, V.V. Mikhailin, V.
  R. Khalilov by S. J. Amoretty; Harwood Academic Publishers (1985).
- [5] "Synchrotron Radiation, Sources and Applications"; Ed. by G. N. Geavres and I. H. Munro; Proceedings of the Thirtieh Scottish Universities Summer School in Physics (1985).
- [6] "X-Ray Data Booklet"; Ed. by Douglas Vaughan; Lawrence Berkeley Laboratory -University of California, Second printing, with corrections, April 1986.
- [7] K-J Kim, Nucl. Instr. and Meth. A246 (1986) 67.
- [8] "Low-energy X-Ray interaction coefficients: photoabsorption, scattering and reflection"; B. L. Henke, P. Lee, T. J. Tanaka, R. L.Shimabukuro and B. K. Fujikawa; Atomic Data and Nuclear Data Tables 27, 1-144, (1982).
- [9] "Optical Systems for Soft X Ray"; Alan G. Michette; Plenum Press (1986).
- [10] "Marks' Standard Hanbook for Mechanical Enginners"; Ed. by Eugene A. Avallane and Theodore Baumeister III; McGraw-Hill Book Company, Ninth Edition.
- [11] "Theory of Elasticity"; L. D. Landau, E. M. Lifshitz; Pergamon Press Third Edition (1986).
- [12] "Practical Handbook of Materials Science"; Ed. by Charles T. Lynch; CRC Press (1989).
- [13] "Vacuum Technology"; A. Roth; North-Holland, Second revised edition (1983).

- [14] "Soft X-Ray Bandpass and Cutoff Filters"; catálogo de ACF Metals, The Arizona Carbon Foils Co., Inc. 2239 E. Kleindale Road • Tucson, Az 85719-2440 Telephone: (602) 325-9557 • Fax: (602) 325-9493.
- [15] "Ultra-thin Foils"; ACF Metals.
- [16] "International Tables for X-Ray Crystallography"; Vol III, Ed. by Kathleen Lonsdale, Caroline H. Macgillavry and Gerard D. Rieck; D. Riedel Publishing Company (1985).
- [17] "Front-end for a Wiggler Beam Line"; A. R. B. de Castro; Comunicação Técnica LNLS CT 03-91/June 1991.
- [18] "Thermal Radiation Heat Transfer"; R. Siegel, J. Howell; Hemisphere Publising Corporation Second Edition (1981).
- [19] "Handbook of Chemistry and Physics"; Editor-in-Chief Robert C. Weast, Ph.D.; Associate Editors Melvin J. Astle, Ph.D; William H. Beyer, Ph.D.; CRC Press, Inc. Boca Raton, Florida; 67th Edition (1986-1987).
- [20] "Interfacing Shadow to the Finite Element Analysis Environment MODULEF"; A.
  R. B. de Castro; Comunicação Técnica CT 01-92/Jan 1992.
- [21] "MODULEF User Guide 1: An Introduction to MODULEF"; Ed. by H. F. du Toit; INRIA Domaine de Voluceau - Rocquencourt BP 105-78153 LE CHASNEY FRANCE.
- [22] "Handbook of Applied Thermal Design"; Ed. by Eric C. Guyer and David L. Brownell; McGraw-Hill Book Company (1989).
- [23] NIM A307 135-141 (1991).
- [24] Projeto e Constução de uma Linha de Luz com um Monocromador de Grade Toroidal para o LNLS; Paulo de Tarso Fonseca; Tese de Mestrado IFGW-UNICAMP, Junho 1993.