

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA

SBI-IFUSP



305M810T1643

UM ESPECTRÔMETRO "MINI-ORANGE"
PARA ELÉTRONS

Nelson Canzian da Silva

*Attestado
Vitor R. Vamin
M. Narayana Rao*



Dissertação de Mestrado apresentada
ao Instituto de Física
da Universidade de São Paulo

Defesa: 04/05/90

SÃO PAULO
1990

Foi projetado e construído um espectrômetro "Mini-Orange" (MO) para elétrons, utilizando ímãs planos permanentes e um detector de barreira de superfície. Foram determinadas as funções de transmissão de diferentes configurações do sistema, para energias entre 200-1100 keV. Foi desenvolvido um modelo matemático do sistema, a partir da solução analítica para o campo de um ímã plano e da integração numérica da equação de movimento dos elétrons no campo do MO. As funções de transmissão assim obtidas foram comparadas aos resultados experimentais e mostraram um bom acordo para energias baixas e intermediárias.

A Mini-Orange spectrometer for electrons was designed and built, using plane permanent magnets and a surface barrier detector. Transmission functions were obtained for various system configurations and for energies between 200-1100 keV. A mathematical model of the system was developed, using the analytical solution for the field of a plane magnet and the numerical integration of the equation of motion of the electrons in the MO magnetic field. The calculated transmission functions were compared to the experimental data, showing a good agreement for low and intermediate energies.

FICHA CATALOGRÁFICA

Preparada pelo Serviço de Biblioteca e Informação
do Instituto de Física da Universidade de São Paulo

Silva, Nelson Canzian da
Um espectrômetro "Mini-Orange" para elétrons.
São Paulo, 1990.

Tese (Mestrado) - Universidade de São Paulo. Ins-
tituto de Física. Departamento de Física Experimen-
tal.

Área de Concentração: Física Nuclear.
Orientador: Prof^o Olácio Dietzsch

Unitermos: 1. Mini-Orange; 2. Espectrômetro de
elétrons; 3. Elétrons de conversão; 4. Instrumen-
tação nuclear.

USP/IF/SBI - 05/90

Aos meus pais

Gris, amigo, é toda teoria
E verde a dura árvore da vida.

Mefistófeles a um estudante,
no Fausto de Goethe.

AGRADECIMENTOS

Ao orientador, Prof. Dr. Olácio Dietzsch, pela total liberdade de pesquisa proporcionada por sua filosofia de trabalho. Seus conhecimentos e sua concepção de ciência permitiram um aprendizado abrangente e profundo da Física Experimental e sua relação com outras áreas do conhecimento.

Aos membros do grupo, cuja inestimável contribuição em inúmeras discussões e no apoio técnico foram essenciais para a realização do trabalho.

Ao corpo administrativo e técnico do Instituto, que forneceu o imprescindível apoio logístico, desde a importação de equipamentos até a confecção das peças pela oficina.

Aos profs. Yamato Miyao e Jiro Takahashi, do Laboratório Acelerador Linear do IFUSP, e ao pessoal do Grupo de Ímãs do Laboratório Nacional de Luz Síncrotron, pela cessão de equipamentos e auxílio prestado na medida dos campos magnéticos.

A FAPESP, CNPq e FINEP pelo apoio financeiro concedido.

	Introdução	1
Cap. 1	Descrição do sistema	5
Cap. 2	O campo dos ímãs	13
Cap. 3	O campo do "Mini-Orange"	30
Cap. 4	O cálculo da transmissão	42
Cap. 5	Procedimentos experimentais	60
Cap. 6	Análise dos dados e resultados	73
	Considerações Finais	96
	Apêndice	99
	Referências	105

A espectroscopia de elétrons vinha sendo realizada, até recentemente, com a utilização de espectrômetros magnéticos, que apresentam alguns inconvenientes. Nestes sistemas, as medidas devem ser realizadas passo a passo, consumindo muito tempo. Esta característica restringe a sua utilização a fontes com vidas médias longas ou ao emprego de aceleradores de partículas, normalmente sujeitos a um alto nível de radiação de fundo. Medidas de coincidência são bastante difíceis devido às suas dimensões relativamente grandes e a características geométricas que restringem as possibilidades de associação a outros sistemas de detecção.

O surgimento dos detectores de estado sólido promoveu um grande avanço na detecção de elétrons, principalmente por sua alta resolução e por permitirem a aquisição do espectro eletrônico em uma larga faixa de energia, reduzindo drasticamente o tempo de aquisição. No entanto, este tipo de detector é normalmente muito sensível, podendo ficar sujeito a um alto nível de radiação de fundo, obscurecendo o espectro. Para minimizar este problema, são empregados campos magnéticos que, neste caso além de transportar os elétrons da fonte ao detector, atuam como filtros que excluem a indesejável radiação de fundo, através dos

diferentes efeitos do campo sobre prótons, nêutrons, alfas, gamas, raios-X e pósitrons. Esta técnica sofreu um recente avanço com o desenvolvimento de novos materiais magnéticos, capazes de produzir campos intensos, substituindo os grandes eletro-ímãs refrigerados a água utilizados nos espectrômetros magnéticos.

O início do desenvolvimento de espectrômetros tipo "Mini-Orange" (MO), que utiliza pequenos ímãs permanentes, data da década de 70 (K172), e vêm sendo sistematicamente estudados por diversos autores (Is75, Fa83, D184, Ha84, Ku86, Dr89). São sistemas económicos, pequenos, leves e versáteis, utilizados isoladamente ou associados a outros sistemas de detecção, e podem ser instalados na maioria das câmaras de espalhamento. Na "Crystal Ball" de Oak Ridge, por exemplo, foi realizada uma experiência (Sa86, Me89) em que, além de todo o sistema de detecção γ , foram empregados seis "Mini-Oranges", dispostos ao redor do alvo. Outra recente aplicação (K190) utiliza quatro MO's num polarímetro para elétrons e pósitrons.

O presente trabalho encaixa-se neste contexto, de desenvolvimento de instrumentação para Física Nuclear, e visa, além do projeto e construção de um espectrômetro "Mini-Orange", o desenvolvimento de métodos experimentais e teóricos para avaliar suas características e potencialidades, bem como a capacitação nas técnicas experimentais comumente empregadas em Física Nuclear.

Neste trabalho, foram determinadas as curvas de transmissão para uma faixa relativamente grande de energia e um extenso conjunto de parâmetros do sistema. Um método novo e bastante geral foi desenvolvido para o cálculo da transmissão do MO, apresentando bons resultados e consistindo em uma importante fonte de informações para auxiliar o projeto de sistemas mais específicos.

O início do Capítulo 1 estabelece, brevemente, o contexto da Física Nuclear em que o sistema pode ser utilizado como instrumento para obtenção de informações sobre a estrutura nuclear. A seguir é apresentada uma descrição do equipamento, expondo, em linhas gerais, suas características e os principais aspectos a serem abordados no trabalho.

O Capítulo 2 trata da obtenção da solução analítica para o campo de um ímã plano, peça fundamental para o método de cálculo desenvolvido, particularizando o tratamento aos ímãs utilizados no espectrômetro desenvolvido. São apresentadas medidas dos campos produzidos pelos ímãs individualmente, realizadas para ajustar os parâmetros livres das equações encontradas. No Capítulo 3 é descrita a "construção" do campo do "Mini-Orange", feita através da superposição dos campos dos ímãs que o compõem, e os resultados assim obtidos são comparados às medidas realizadas em algumas regiões do sistema.

O cálculo da transmissão é feito a partir da integração da equação de movimento dos elétrons no campo do MO, e o Capítulo 4 descreve o método e as aproximações realizadas com esta finalidade.

No Capítulo 5 são apresentadas as características mecânicas e geométricas do sistema projetado. São também definidas as configurações estudadas e descritos o arranjo e os procedimentos experimentais, a eletrônica e os sistemas de aquisição de dados utilizados nas medidas da transmissão.

O Capítulo 6 contém a análise e apresentação dos resultados, e a comparação dos dados experimentais aos valores calculados com modelo matemático. Nas Considerações Finais são discutidas as principais informações obtidas das medidas e as potencialidades do método de cálculo.

A observação de electrões de conversão e da radiação gama associada constitui uma das técnicas utilizadas no estudo da estrutura nuclear. A conversão eletrónica pode acontecer quando a função de onda de um electrón atómico se superpõe à função de onda do núcleo excitado. Deste modo, pode haver transferência direta do excesso de energia do núcleo para o electrón, ejetando-o do átomo com uma energia correspondente à diferença entre a energia de excitação do núcleo e a energia de ligação do electrón.

A conversão eletrónica e o decaimento γ são processos competitivos, obedecendo as mesmas regras de seleção, exceto nas transições $0 \rightarrow 0$, onde a conversão eletrónica é permitida e a transição γ proibida. O coeficiente de conversão dá uma medida da probabilidade relativa em uma dada transição, e é definido como (Ma69):

$$\alpha = \frac{\text{probabilidade de conversão}}{\text{probabilidade de emissão } \gamma} = \frac{\lambda_e}{\lambda_\gamma} = \frac{N_e}{N_\gamma} \quad (1.1)$$

em termos das constantes de decaimento, onde N_e e N_γ são o número total de electrões e fótons, respectivamente, observados por unidade de tempo. Podem ainda ser definidos, da mesma maneira, os

coeficientes de conversão parciais α_K , α_{LI} , α_{LII} , α_{LIII} , etc, associados à emissão de elétrons dos níveis atômicos K, LI, LII, LIII, etc.

Em núcleos com número atômico elevado, a conversão eletrônica é significativa, e o coeficiente de conversão varia em magnitude de acordo com a quantidade de momento angular e a energia perdida pelo núcleo. A título de ilustração, para uma conversão na camada K, numa transição com multipolaridade elétrica L, uma fórmula aproximada para o coeficiente de conversão parcial pode ser derivada (Ma69):

$$\alpha_K^{(EL)} \approx \frac{L}{L+1} \cdot Z^3 \cdot \left(\frac{e^2}{\hbar c} \right)^4 \cdot \left(\frac{2mc^2}{E_0} \right)^{L+(5/2)} \quad (1.2)$$

e para multipolaridade magnética L:

$$\alpha_K^{(ML)} \approx Z^3 \cdot \left(\frac{e^2}{\hbar c} \right)^4 \cdot \left(\frac{2mc^2}{E_0} \right)^{L+(3/2)}, \quad (1.3)$$

ambas válidas para $B_K \ll E_0 \ll mc^2$.

Assim, a partir da comparação dos coeficientes de conversão obtidos experimentalmente com os previstos pela teoria, é possível obter informações sobre a multipolaridade e a natureza das transições nucleares eletromagnéticas. O espectrômetro "Mini-Orange" (MO) é um dos sistemas de detecção de elétrons, que, se associado a um sistema de detecção para a radiação γ ,

permite a determinação dos coeficientes de conversão.

Um típico espectrômetro "Mini-Orange" é esquematizado na Fig. 1.1. É formado por pequenos ímãs permanentes, normalmente compostos de terras raras (e.g., Nd-Fe-B, SmCo₅), dispostos como os gomos de uma laranja ao redor de um absorvedor central pesado (Pb,W,Au). O conjunto é colocado entre a fonte (ou alvo, no caso de reações em aceleradores de partículas) e o detector, geralmente de barreira de superfície ou de Si(Li). O sistema atua como lente e filtro, defletindo os elétrons em direção ao detector, ao mesmo tempo evitando que partículas positivamente carregadas tenham o mesmo destino. O absorvedor central tem a finalidade de provocar uma "sombra" sobre o detector, impedindo que a radiação neutra, principalmente γ , o atinja.

O "Mini-Orange" pode ser caracterizado por sua função de transmissão, definida, para cada energia, como a razão entre o número de elétrons coletados pelo detector e o total emitido pela fonte. A transmissão, ou luminosidade, é função do campo produzido pelos ímãs e, portanto, do número, forma, disposição e magnetização destes, bem como da distância da fonte e do detector ao conjunto. Os ímãs utilizados são em geral planos ou em forma de cunha ("wedge-shaped"). Para cada configuração de campo as distâncias do detector e da fonte ao MO podem ser modificadas continuamente, gerando diferentes funções de transmissão. Estas, por sua vez, são bastante sensíveis aos parâmetros do sistema, e

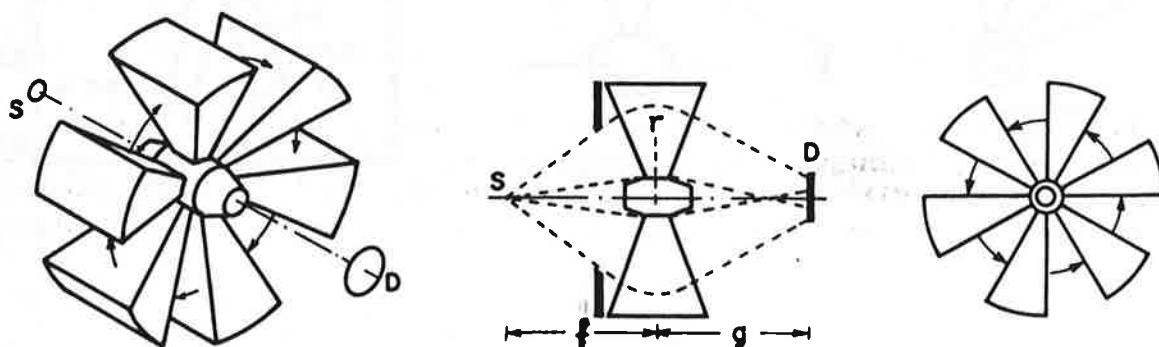


Figura 1.1. Esquema geral de um espectrômetro "Mini-Orange". (a) visão estereoscópica; (b) definição de alguns parâmetros do sistema e (c) orientação das linhas de campo (Ilustração adaptada de KI75).

pequenas variações nestes podem causar mudanças consideráveis na luminosidade. A escolha do número, forma e disposição dos ímãs depende da particular necessidade de cada experimento, permitindo a construção de sistemas que ofereçam alta seletividade, ou seja, alta luminosidade num estreito intervalo de energia ou sistemas que ofereçam valores razoáveis para a transmissão numa larga faixa de energia. A Fig. 1.2 apresenta algumas configurações de MO estudadas por outros autores (KI75), com as respectivas curvas de transmissão, exemplificando esta característica.

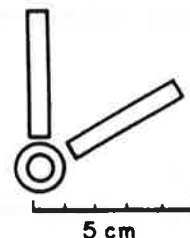
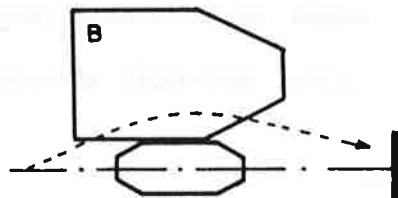
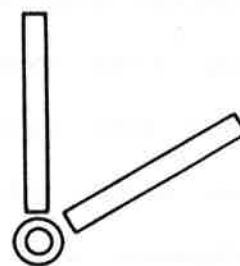
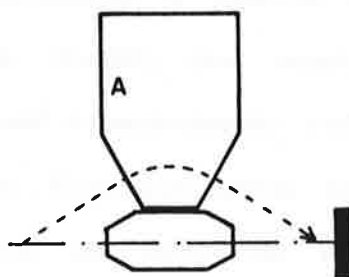
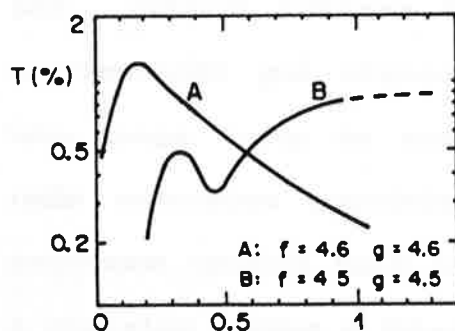
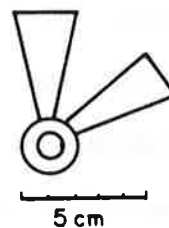
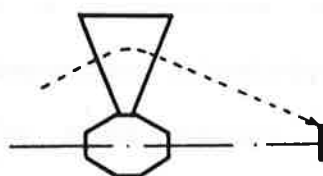
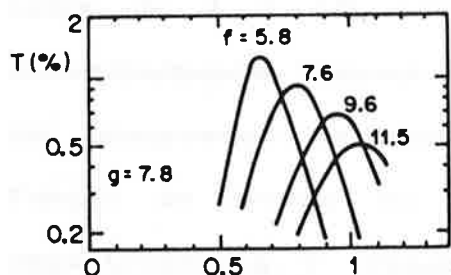


Figura 1.2. Dois típicos espectrômetros "Mini-Orange", com diferentes materiais e geometrias dos imãs, e as respectivas curvas de transmissão para algumas configurações de fonte/MO/detector. Em (a) nota-se uma grande seletividade do sistema, e em (b) um alargamento das faixas de energias para as quais os valores da transmissão são significativos (ilustração adaptada de KI75).

A Fig. 1.3 apresenta a configuração do MO desenvolvido neste trabalho. São seis ímãs retangulares planos de SmCo_5 , com lados de 1 x 1.5 polegadas e espessura de 1/8 de polegada, comercialmente disponíveis, dispostos simetricamente em torno de um absorvedor de chumbo. Os ímãs planos foram escolhidos em função da leveza do sistema, visando a aplicação associada à espectroscopia γ . Optou-se por não modificar suas dimensões e magnetizações originais, a fim de preservá-los para outras aplicações. A inclinação dos ímãs, de 45° em relação ao eixo de simetria do sistema, foi escolhida a partir de resultados obtidos por outros autores (D184, Ku86), que mostraram ser esta uma configuração que oferece uma transmissão relativamente alta para uma larga faixa de energia. Configurações com um dos lados dos ímãs colocados paralelamente ao eixo de simetria, por exemplo, produzem campos mais intensos, resultando numa transmissão pobre a energias baixas e intermediárias (100-700 keV).

Diversos modelos matemáticos já foram empregados para descrever os espectrômetros "Mini-Orange". Para ímãs em forma de cunha, a hipótese normalmente adotada (K172, K175, K179, Ne79) utiliza um campo toroidal de igual intensidade em todo o MO. Desse modo, as trajetórias dos elétrons são retilíneas fora da região de campo, e segmentos de arco de raio constante quando os elétrons estão no interior do campo. Esta aproximação fornece curvas de transmissão com formas geralmente parecidas às obtidas

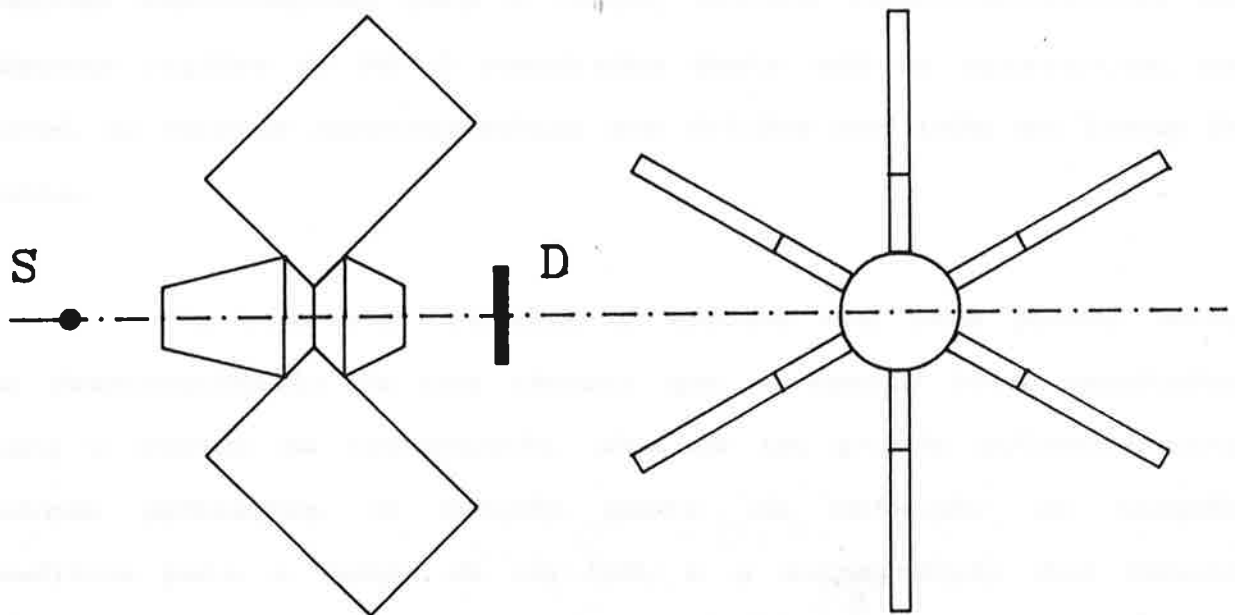


Figura 1.3. Esquema geral do espectrômetro "Mini-Orange" utilizado neste trabalho.

experimentalmente, mas cujos valores absolutos são até cinco vezes maiores que os medidos. Um trabalho recente (Dr89), que também utiliza a aproximação de campo toroidal, mas cuja intensidade depende da distância ao centro do sistema, obteve bons resultados para sistema compostos por ímãs em forma de cunha.

Para ímãs planos, o procedimento normalmente empregado (Is75, Ha84, D184, Ku86) é o cálculo das trajetórias utilizando valores experimentais para o campo, obtidos experimentalmente em algumas regiões do MO. O resultados deste método apresentam, em geral, as mesmas características dos obtidos com ímãs em forma de cunha.

No presente trabalho, a escolha dos ímãs planos levou ao desenvolvimento de uma técnica que apresenta bons resultados para o cálculo da transmissão, além de um grande potencial para outras aplicações. O método parte da obtenção da solução analítica para o campo de um ímã, e a superposição dos campos calculados para todos os ímãs é utilizada para a integração das equações de movimento dos elétrons no interior do "Mini-Orange".

Os elementos fundamentais do MO são os ímãs que o compõe (Fig. 1.3), e que, neste trabalho em particular, são peças retangulares planas, com magnetização $\vec{M}(\vec{r})$ perpendicular às suas faces. Se a magnetização do meio for uniforme as equações de Maxwell para o problema podem ser completamente integradas, sem outras aproximações.

2.1. As equações de campo

Um meio material com magnetização $\vec{M}(\vec{r})$, produz um campo magnético cujo vetor de indução é descrito por (Re79):

$$\vec{B}(\vec{r}) = \frac{1}{c} \int_V \rho_M(\vec{r}') \frac{(\vec{r} - \vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} dv' + \frac{1}{c} \int_S \sigma_M(\vec{r}') \frac{(\vec{r} - \vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} da' \quad (2.1)$$

$$\text{onde} \quad \rho_M(\vec{r}') = -\nabla(\vec{r}') \cdot \vec{M}(\vec{r}') \quad (2.2)$$

$$\sigma_M(\vec{r}') = \vec{M}(\vec{r}') \cdot \vec{n} \quad (2.3)$$

são as densidades volumétrica e superficial de magnetização.

Ao longo do trabalho, o termo "campo magnético" refere-se, em geral, ao vetor de indução magnética, \vec{B} , e não ao

vetor intensidade de campo magnético, \hat{H} . Esta liberdade na nomenclatura deve-se ao fato de que, cotidianamente, o termo "campo" é utilizado indistintamente para as duas grandezas.

Aplicando a Eq. 2.1 a um ímã plano, supondo que este possui uma magnetização uniforme:

$$\vec{M}(\vec{r}') = M_0 \hat{z} \quad (2.4)$$

obtem-se:

$$\rho_{\vec{M}}(\vec{r}') = -\nabla(\vec{r}') \cdot \vec{M}(\vec{r}') = 0 \quad (2.5)$$

$$\sigma_{\vec{M}}(\vec{r}') = \vec{M}(\vec{r}') \cdot \hat{n} = M_0 \quad (2.6)$$

e, portanto:

$$\vec{B}(\vec{r}) = \frac{M_0}{c} \int_S \frac{(\vec{r} - \vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} da' \quad (2.7)$$

onde a integral deve ser efetuada sobre toda a superfície do ímã.

Em coordenadas cartesianas, com o sistema definido na Fig. 2.1, tem-se:

$$\vec{r} = x\hat{i} + y\hat{j} + z\hat{k} \quad (2.8)$$

$$\vec{r}' = x'\hat{i} + y'\hat{j} + z'\hat{k} \quad (2.9)$$

$$\vec{B}(\vec{r}) = B_x(x,y,z)\hat{i} + B_y(x,y,z)\hat{j} + B_z(x,y,z)\hat{k} \quad (2.10)$$

$$\vec{B}(x,y,z) = \frac{M_0}{c} \int_{-l}^{+l} dx' \int_{-a}^{+a} dy' \frac{(x-x')\hat{i} + (y-y')\hat{j} + (z-z')\hat{k}}{[(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2]^{3/2}} \quad (2.11)$$

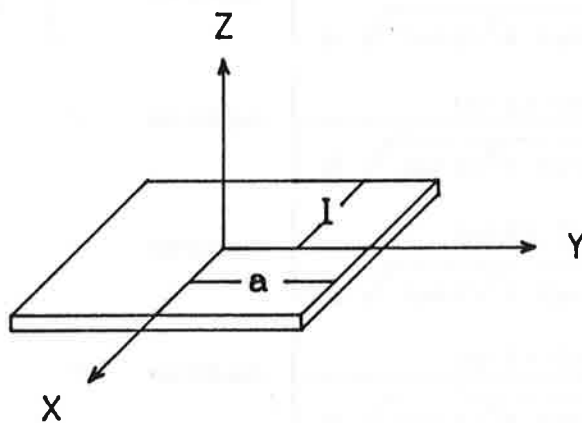


Figura 2.1. Sistema de coordenadas utilizado no cálculo da solução analítica para o campo de um ímã plano.

A integração da equação é trabalhosa, e os detalhes são apresentados no Apêndice A. Os resultados são:

$$B_x(x,y,z) = \frac{M_0}{c} \ln \left[\frac{(y-a) + \sqrt{(x+1)^2 + (y-a)^2 + z^2}}{(y+a) + \sqrt{(x-1)^2 + (y+a)^2 + z^2}} \times \frac{(y+a) + \sqrt{(x-1)^2 + (y+a)^2 + z^2}}{(y-a) + \sqrt{(x-1)^2 + (y-1)^2 + z^2}} \right] \quad (2.12a)$$

$$B_y(x,y,z) = \frac{M_0}{c} \ln \left[\frac{(x-1) + \sqrt{(x-1)^2 + (y+a)^2 + z^2}}{(x-1) + \sqrt{(x-1)^2 + (y+a)^2 + z^2}} \times \frac{(x+1) + \sqrt{(x+1)^2 + (y-a)^2 + z^2}}{(x-1) + \sqrt{(x-1)^2 + (y-a)^2 + z^2}} \right] \quad (2.12b)$$

$$B_z(x,y,z) = \frac{M_0}{c} \left\{ \begin{aligned} &+ \arctan \left[\frac{(x+1)(y+a)}{z \sqrt{(x+1)^2 + (y+a)^2 + z^2}} \right] + \\ &- \arctan \left[\frac{(x-1)(y+a)}{z \sqrt{(x-1)^2 + (y+a)^2 + z^2}} \right] + \\ &- \arctan \left[\frac{(x+1)(y-a)}{z \sqrt{(x+1)^2 + (y-a)^2 + z^2}} \right] + \\ &+ \arctan \left[\frac{(x-1)(y-a)}{z \sqrt{(x-1)^2 + (y-a)^2 + z^2}} \right] \end{aligned} \right\} \quad (2.12c)$$

Equações semelhantes podem ser encontradas em Wu88, que trata de um sistema magnético com ímãs planos instalados na sonda *Galileu*, enviada a Júpiter.

2.2. Caracterização dos ímãs

A adequação da solução analítica para o campo dos ímãs deve ser verificada através da comparação dos valores calculados com resultados obtidos experimentalmente. Com esta finalidade, foram realizadas algumas medidas dos campos dos ímãs que compõem o MO. Utilizou-se uma pequena ponta de prova de efeito Hall (Fig. 2.2), cujo sinal é injetado num gaussímetro, que por sua vez gera um sinal de tensão, lido com um voltímetro comum ou digitalizado por um conversor analógico-digital.

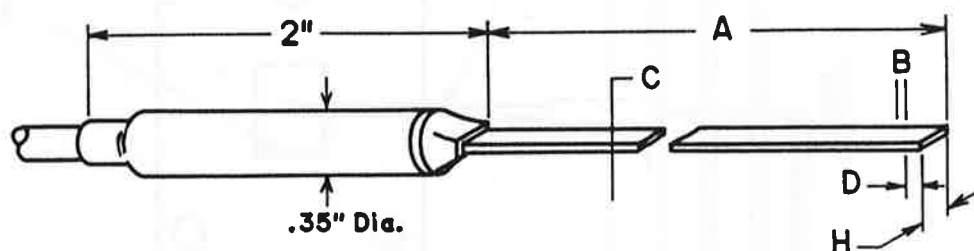


Figura 2.2. Ponta de prova de efeito Hall, utilizada nas medidas dos campos magnéticos, F.W.Bell Mod. HTL-0608. Dimensões: A=200mm; H=4.6mm; C=1.5mm; D=3.7mm. O gaussímetro utilizado foi um F.W.Bell Mod. 640.

A ponta de prova foi fixada numa mesa X-Y de precisão, disponível em nosso laboratório, permitindo a varredura de superfícies paralelas às faces dos ímãs, colocados sobre uma pequena mesa de altura variável (Fig. 2.3).

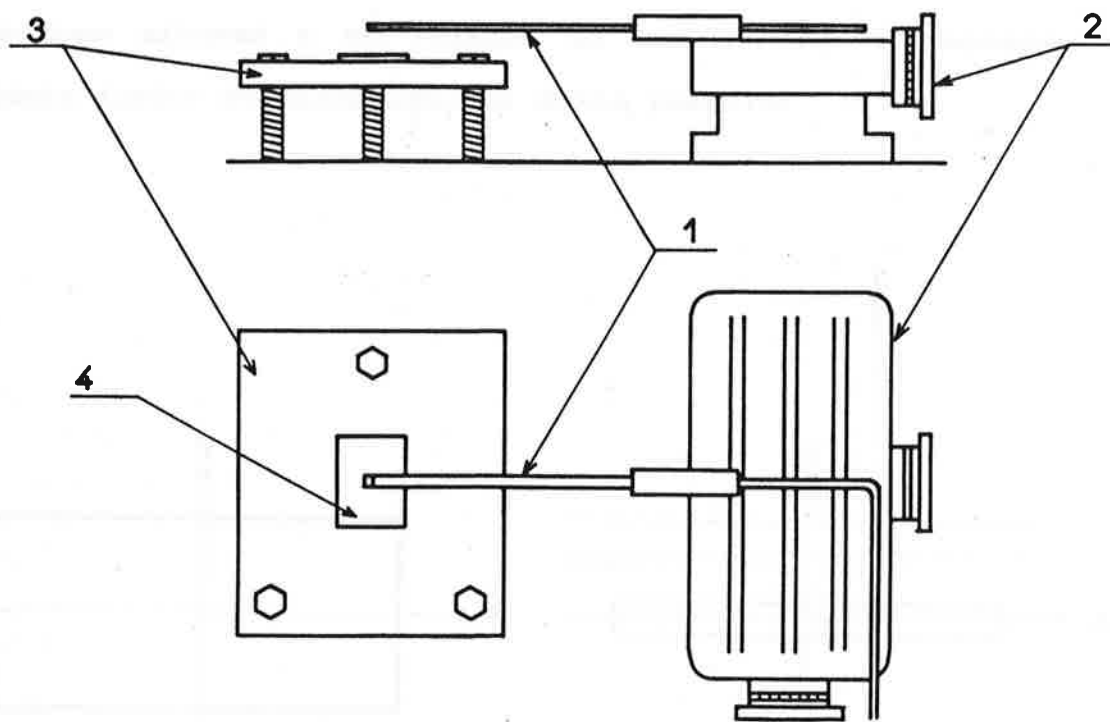


Figura 2.3. Um dos arranjos experimentais utilizados nas medidas dos campos dos ímãs. 1, ponta de prova de efeito Hall; 2, mesa X-Y; 3, mesa de altura variável e 4, ímã.

Parte das medidas foram realizadas no Laboratório Nacional de Luz Síncrotron (LNLS), em Campinas. O Grupo de Ímãs desse laboratório dispõe de uma mesa X-Y controlada por microcomputador, cujos movimentos podem ser pré-programados. O sistema dispõe também de um conversor analógico-digital, e faz o registro simultâneo do valor do campo e da posição da ponta de prova.

As medidas foram realizadas para a componente B_z do campo, ao longo dos eixos x e y , definidos na Fig. 2.4, e a diferentes alturas z em relação ao ímã. A Tab. 2.1 apresenta um conjunto típico de dados obtidos desta maneira.

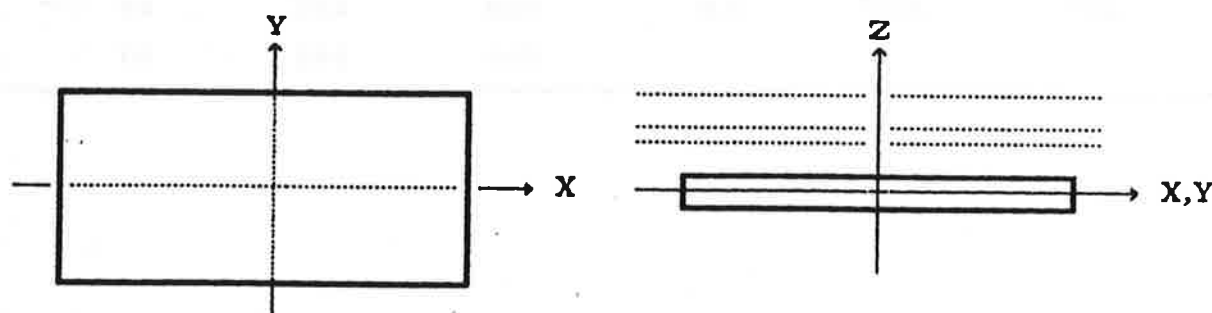


Figura 2.4. Definição das linhas ao longo das quais foram realizadas medidas do campo produzidas pelos ímãs planos.

Tabela 2.1. Valores típicos da componente B_z do campo dos ímãs utilizados, ao longo das direções x e y , para $z=6.5$ mm. Medidas semelhantes foram realizadas em ambas as faces dos oito ímãs disponíveis, para diversos valores de z .

X(mm)	Campo (Gauss)		Y(mm)	Campo (Gauss)	
	Norte	Sul		Norte	Sul
-16	752	789			
-14	786	839	-8.4	713	782
-12	779	842	-7.2	729	813
-10	762	830	-6.0	725	821
-8	745	819	-4.8	719	821
-6	732	812	-3.6	710	816
-4	718	809	-2.4	702	811
-2	708	814	-1.2	700	810
0	702	821	0	701	810
2	698	830	1.2	705	813
4	699	844	2.4	711	817
6	707	858	3.6	719	822
8	722	874	4.8	725	825
10	740	885	6.0	729	822
12	751	882	7.2	725	806
14	732	829	8.4	706	766
16	634	665			

Os dados apresentados na Fig. 2.5 correspondem aos obtidos para ambas as faces dos oito ímãs, com a ponta de prova a uma altura $z=6.5$ mm da superfície. Convém notar que o zero do eixo do campo está suprimido, de modo a acentuar as diferenças entre o campo no centro e nas bordas dos ímãs. Estas medidas têm a finalidade de caracterizá-los independentemente, avaliando as semelhanças entre os campos produzidos por ambas as faces dos ímãs disponíveis para a realização do trabalho. A partir destes dados constatou-se a necessidade de um procedimento de escolha e ordenação dos ímãs para a obtenção de campos semelhantes em todos os "gaps" do MO.

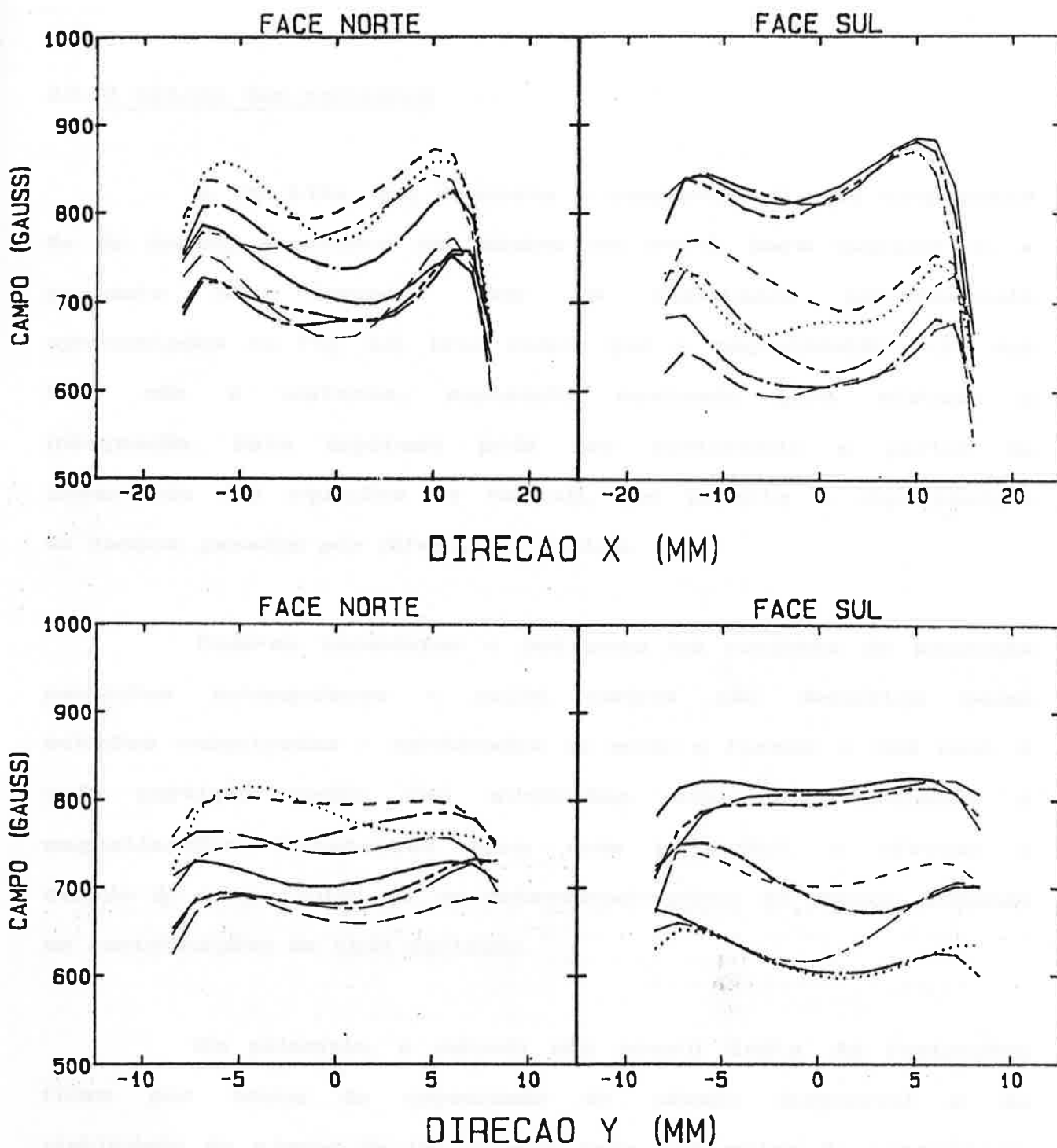


Figura 2.5. Valores experimentais para o campo (componente B_z do vetor de indução) em ambas as faces dos oito ímãs, ao longo das direções x e y definidas na Fig. 2.4, com a ponta de prova a 6.5 mm de altura em relação à superfície dos ímãs. Notar a supressão do zero da escala vertical.

2.3. O método das partições

A Eq. 2.12a, que descreve o comportamento da componente B_z do campo, apresenta um máximo em $x=y=0$, para qualquer z , e portanto não descreve bem os resultados experimentais apresentados na Fig. 2.5. Isto indica que a magnetização $\vec{M}(\vec{r})$ dos ímãs não é uniforme, suposição realizada para efetuar a integração. Esta hipótese pode ser contornada a partir da linearidade das equações de Maxwell, que permite a superposição de campos gerados por diferentes fontes.

Pode-se considerar o ímã como um conjunto de pequenas partições retangulares - cujos campos são descritos pelas soluções encontradas - aglutinados de modo a formar o ímã real. A cada partição podem ser atribuídas diferentes dimensões e magnetizações (constantes para cada partição), e efetuar o cálculo do campo total em um determinado ponto do espaço, somando as contribuições de cada partição.

Em princípio, o método não possui limite. As restrições ficam por conta da capacidade de cálculo disponível e da viabilidade do ajuste de um número cada vez maior de parâmetros. Os parâmetros das partições - dimensões e magnetização - são escolhidos de modo a ajustar os resultados dos cálculos aos dados experimentais para o campo de um ímã em particular.

Os resultados obtidos experimentalmente indicam que a magnetização deve ser maior nas bordas do que no centro dos ímãs. A partir desta constatação procedeu-se à divisão do ímã em 5 partições: uma central e 4 periféricas, como esquematizado na Fig. 2.6.

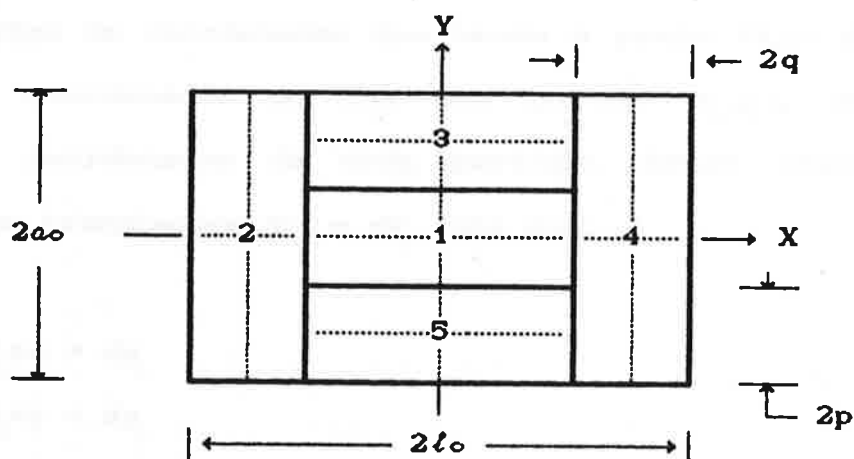


Figura 2.6. Esquema das partições dos ímãs. As dimensões são simétricas em relação aos eixos X e Y, e a magnetização das bordas é suposta maior que a da região central.

As dimensões das partições foram escolhidas supondo uma simetria especular em relação aos eixos x e y e as partições periféricas foram supostas igualmente magnetizadas. Esta consiste numa primeira aproximação "natural" para o sistema, e os parâmetros a serem ajustados são f_p , f_q e f_o , tais que:

$$p = f_p \cdot l_o \quad (2.13a)$$

$$q = f_q \cdot a_o \quad (2.13b)$$

$$M_i = f_o \cdot M_i \quad i = 2, 3, 4, 5. \quad (2.13c)$$

As soluções encontradas descrevem o campo, adotando o centro do ímã como origem das coordenadas. Ao calcular-se o campo, através do método das partições, são necessárias transformações de coordenadas que levem o ponto (x, y) descrito no sistema de coordenadas do ímã aos pontos (x_i, y_i) , descrito no sistema de coordenadas de cada partição. Estas transformações consistem em translações dx_i e dy_i tais que:

$$x_i = x + dx_i \quad (2.14a)$$

$$y_i = y + dy_i \quad (2.14b)$$

Também os parâmetros a_o e l_o (dimensões dos ímãs) devem ser substituídos pelas dimensões a_i e l_i de cada partição. A Tab. 2.2 mostra os valores para dx_i , dy_i , a_i e l_i para as cinco partições consideradas neste trabalho.

Tabela 2.2. Valores para as transformações de coordenadas e as dimensões das partições utilizados no cálculo do campo de um ímã plano.

Partição	dx_i	dy_i	l_i	a_i
1	0	0	$(l_0 - 2q)$	$(a_0 - 2p)$
2	$(l_0 - q)$	0	p	a_0
3	0	$-(a_0 - p)$	$(l_0 - 2q)$	q
4	$-(l_0 - q)$	0	p	a_0
5	0	$(a_0 - p)$	$(l_0 - 2q)$	q

O campo total $\vec{B}(\vec{r})$ fica, em função dos campos $\vec{B}_i(\vec{r}_i)$ das partições:

$$\vec{B}(\vec{r}) = \sum_i \vec{B}_i(\vec{r}_i) \quad (2.15)$$

2.4. Ajuste dos parâmetros

Os parâmetros das partições foram determinados a partir do ajuste dos valores calculados aos obtidos experimentalmente em determinadas situações. A Fig. 2.7 apresenta as medidas realizadas em um dos ímãs ($n^\circ 6$) para diferentes alturas da ponta de prova em relação à superfície do ímã. Estas medidas permitem verificar se os valores escolhidos continuam válidos em todo o espaço e não apenas nos planos definidos pelas medidas descritas anteriormente.

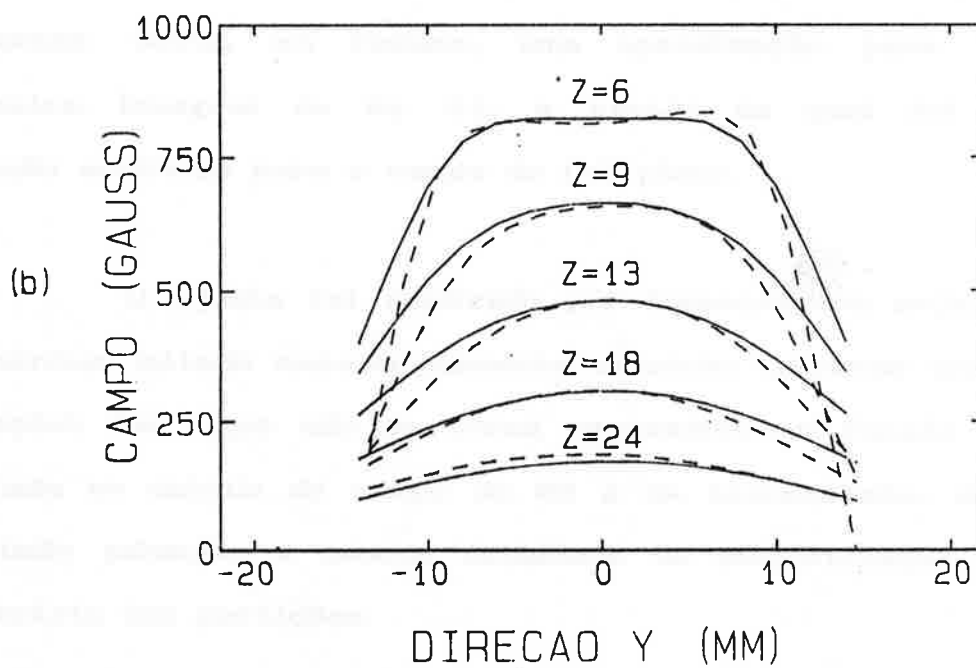
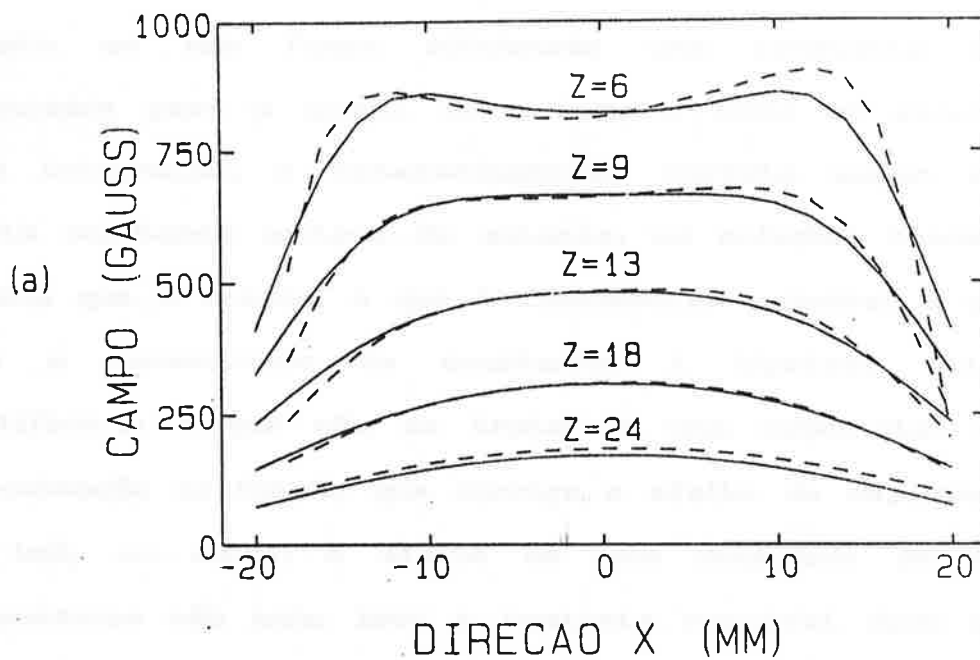


Figura 2.7. Valores experimentais (- - -) e calculados (—) para a componente B_z do campo, ao longo dos eixos (a) x e (b) y do ímã, para $z=6, 9, 13, 18$ e 24 mm.

Verificou-se que não seria possível realizar um bom ajuste se não fosse adicionada uma constante aos valores calculados para o campo. Em princípio, como as soluções vêm de uma integração, é matematicamente correto supor a existência desta constante aditiva. No entanto, as soluções tendem a zero à medida que z cresce, o que é fisicamente razoável e contraditório com a necessidade da constante. A hipótese utilizada para justificá-la é que não se trata de uma constante, mas de uma aproximação da função que corrige o efeito da espessura não nula do ímã, ou ainda, o efeito de uma densidade de magnetização volumétrica não nula. Isto é bastante razoável, dado que o vetor de magnetização real deve possuir inhomogeneidades, ainda que pequenas. Seria, em resumo, uma aproximação para o valor da primeira integral da Eq. 2.1, a partir da qual foi deduzida a solução analítica para o campo do ímã plano.

O ajuste foi realizado por inspeção, ou seja, sem o uso de nenhum método matematicamente rigoroso (mínimos quadrados, por exemplo). Tal rigor não se torna necessário em função da hipótese adotada no cálculo do campo do MO e da transmissão, de que todos os ímãs possuem a mesma densidade de magnetização e a mesma geometria das partições.

Utilizando as medidas realizadas para diferentes alturas da ponta de prova, ao longo dos eixos x e y dos ímãs, foi extraído para cada ímã o conjunto de parâmetros $(M_1/c, f_0, f_p, f_q)$,

bem como os valores para a constante aditiva. Os resultados obtidos mostraram-se bastante semelhantes, exceto os valores de M_1/c , que sofrem variações de ímã para ímã ou mesmo entre as faces de um mesmo ímã. Verificou-se também que a constante aditiva, para todas as faces de todos os ímãs, tem o seu valor em torno de 10% do valor de M_1/c . Para f_p e f_q foi adotado o valor de 0.25 e $f_o = 1.4$. Estes valores correspondem aproximadamente às médias dos valores encontrados para cada caso. Na Fig. 2.7 são apresentadas também curvas referentes ao ajuste realizado utilizando estes valores para os parâmetros e a Tab. 2.3. apresenta os valores de M_1/c encontrados para ambas as faces dos oito ímãs.

Tabela 2.3. Valores de M_1/c (em Gauss) encontrados para as faces dos ímãs. Os ajustes nas direções x e y são independentes, e ambos os resultados são apresentados, apesar da redundância.

Face	Dir	1	2	3	4	5	6	7	8
Norte	X	169	190	190	163	178	162	183	164
	Y	170	190	191	161	179	165	183	165
Sul	X	195	160	168	143	146	194	155	193
	Y	197	170	172	150	150	193	155	193

3.1. Escolha e disposição dos ímãs

As magnetizações dos ímãs utilizados no sistema, apesar de semelhantes, não são idênticas, nem mesmo para as duas faces de um mesmo ímã, e uma disposição arbitrária dos ímãs no MO pode produzir campos razoavelmente diferentes em cada um dos "gaps". A determinação experimental da transmissão é insensível a este aspecto, já que considera o MO como um todo, e não cada "gap" individualmente. No entanto, a busca por uma maior semelhança entre os campos nos "gaps" pode ser bastante útil para simplificar o método de cálculo da transmissão. Neste sentido, foi elaborado um algoritmo para escolher, entre os oito ímãs disponíveis, os seis necessários para a montagem, bem como as suas posições relativas, de modo a oferecer a maior semelhança possível entre os campos nos "gaps".

A escolha pode ser feita de modo, em princípio, simples: montadas todas as configurações possíveis e comparados os valores dos campos nos "gaps" de cada configuração, escolhe-se a melhor. Experimentalmente a idéia é inviável: são 3.360 configurações possíveis (arranjo de 8 ímãs ó a 6, com simetria de rotação), ou 20.160 gaps. Utilizando as medidas realizadas nas

faces de cada ímã, pode-se construir um parâmetro (escalar) que caracterize cada face de cada ímã de maneira mais ou menos direta. Com esta finalidade foram adotadas as seguintes grandezas como parâmetros, apresentados na Tab. 3.1:

- (i) o valor do campo (componente B_z do vetor de indução) medido no centro da face do ímã;
- (ii) uma média dos valores medidos ao longo dos eixos centrais dos ímãs. Esta construção leva em conta, ainda que precariamente, as diferenças de magnetização nas diferentes regiões dos ímãs;
- (iii) a constante de magnetização (Tab. 2.3) fornecida pelo ajuste da solução analítica aos dados experimentais obtidos para para cada face dos ímãs.

Tabela 3.1. Valores para os parâmetros utilizados na simulação para determinar as melhores configurações para os ímãs no MO.

ímã	$B_z(0,0,z_0)$		$\langle B_z(z_0) \rangle$		$(M_0/c)_{cal}$	
	N	S	N	S	N	S
1	701	815	721	819	170	196
2	775	681	792	699	190	165
3	798	698	801	720	191	170
4	659	601	689	622	162	147
5	736	603	757	630	179	148
6	677	808	693	807	164	194
7	771	619	767	663	183	155
8	681	803	699	798	165	193

Define-se, num abuso de linguagem, o campo médio dos "gaps" como a média dos valores dos parâmetros escolhidos para as faces dos ímãs que delimitam os "gaps". A partir destes valores obtém-se o campo médio do "Mini-orange", \bar{B}_{MO} , como a média dos campos médios dos "gaps", à qual está associado um desvio padrão σ_{MO} . Tem-se, portanto, associada a cada configuração ordenada dos ímãs, representada por $C = [i,j,k,l,m,n]$, uma média e um desvio padrão.

O algoritmo computacional utilizado fornece, para cada conjunto de parâmetros, uma lista com as melhores configurações encontradas, com \bar{B}_{MO} e σ_{MO} . A inspeção destas listas oferece como uma boa escolha a configuração [1,4,2,5,7,3], para a qual pode-se adotar $M_1/c = 171 \pm 6$ como o valor médio para a constante de magnetização e sua incerteza.

3.2. A "construção" do campo

Para a obtenção do campo produzido pelo conjunto de ímãs que compõem o MO, utilizam-se as soluções encontradas para o ímã plano e o princípio de superposição: o campo num dado ponto consiste na superposição dos campos produzidos por cada ímã naquele ponto. O campo de cada ímã, por sua vez, é a soma dos campos produzidos por cada partição no ponto considerado.

Também nesta fase são necessárias transformações de coordenadas que levem o ponto (x,y,z) , descrito no sistema de coordenadas do MO (Fig. 3.1), aos pontos (x_i, y_i, z_i) , descritos no sistema de coordenadas dos ímãs (Fig. 2.1).

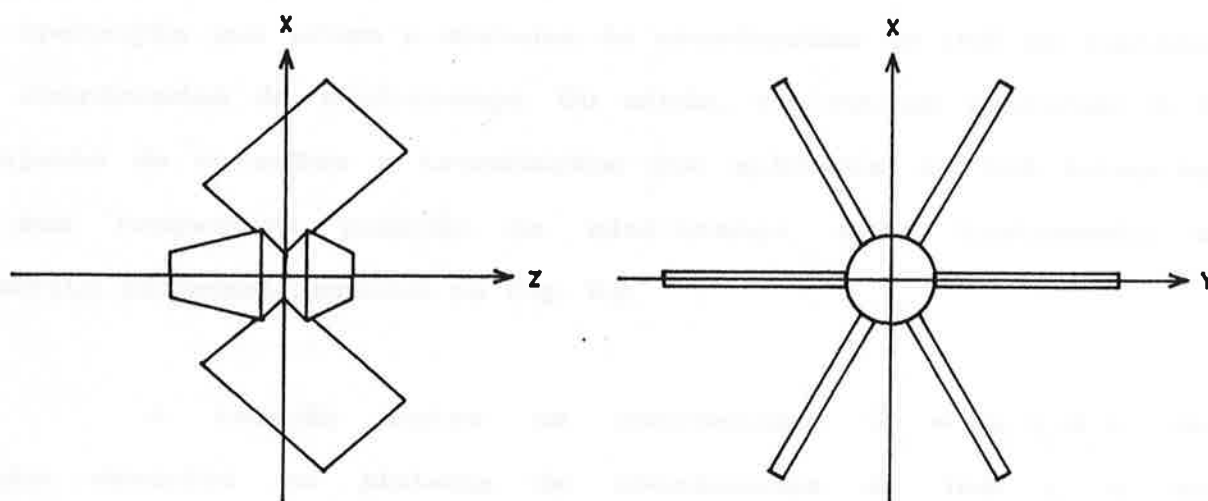


Figura 3.1. Definição do sistema de coordenadas do "Mini-Orange".

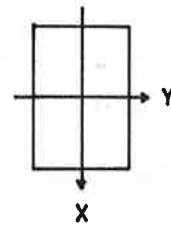
Para os procedimentos descritos a seguir, convém definir a notação utilizada. Uma transformação $R(x_i, \theta)$ consiste numa rotação de um ângulo θ em torno do eixo x_i , onde $(x_1, x_2, x_3) = (x, y, z)$ e cujo sentido obedece a regra usual (p. ex.: $(x', y', z') = R(z, \pi/2) \cdot (x, y, z) = (y, -x, z)$). Uma transformação $T(dx, dy, dz)$ descreve uma translação tal que: $(x', y', z') = (x, y, z) + T(dx, dy, dz) = (x+dx, y+dy, z+dz)$.

Estas transformações também podem ser pensadas de maneira inversa: fixado um determinado ímã i que compõe o MO, existe um conjunto de transformações que levam o ponto (x_i, y_i, z_i) , descrito no sistema de coordenadas desse ímã, ao seu correspondente no sistema de coordenadas do mini-orange. Estas transformações podem ser vistas, por outro lado, como o conjunto de operações que levam o sistema de coordenadas do ímã ao sistema de coordenadas do mini-orange. Ou ainda, em outras palavras: é o conjunto de rotações e translações que aplicados ao ímã levam-no à sua respectiva posição no mini-orange. Esse tratamento é descrito esquematicamente na Fig. 3.2.

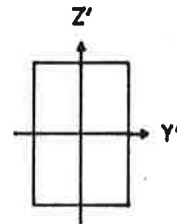
A relação entre as coordenadas $\vec{X}_i = (x_i, y_i, z_i)$, do ponto descrito no sistema de coordenadas do ímã i , e as coordenadas $\vec{X}_{MO} = (x, y, z)$ do mesmo ponto descrito no sistema de coordenadas do MO será:

$$\vec{X}_{MO} = R_i \cdot \left[R_C \cdot R_o \cdot \vec{X}_i + T \right] \quad (3.1)$$

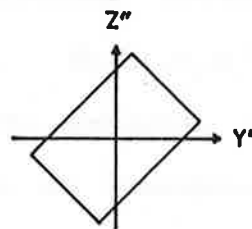
a) Situação inicial: o ímã descrito em seu próprio sistema de coordenadas:



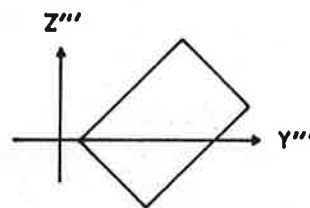
b) Aplicando $R_0(y, \pi/2)$:



c) Aplicando $R_c(x', \pi/4)$:



d) Aplicando $T(0, dy'', dz'')$:



e) Aplicando $R_i(z''', i, \pi/8)$ obtém-se a configuração final para o ímã, descrito no sistema de coordenadas do MO.

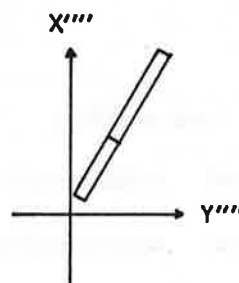


Figura 3.2. Esquema das transformações de coordenadas que relacionam o sistema de coordenadas de um ímã i ao sistema de coordenadas do MO.

Para o cálculo explícito do campo deseja-se, na verdade, o contrário: dado um ponto X_{MO} as transformações devem levá-lo aos correspondentes X_i , utilizando as transformações inversas:

$$\hat{X}_i = R_o^{-1} \cdot R_c^{-1} \cdot [R_i^{-1} \cdot \hat{X}_{MO} - U] \quad (3.2)$$

Aplicando as soluções encontradas, obtemos os campos $\hat{B}_i(\hat{X}_i) = (B_{x_i}(x_i, y_i, z_i), B_{y_i}(x_i, y_i, z_i), B_{z_i}(x_i, y_i, z_i))$ produzidos por cada ímã no ponto de interesse. No entanto, os componentes $(B_{x_i}, B_{y_i}, B_{z_i})$ estão descritos no sistema de coordenadas do ímã i , sendo necessária a aplicação das transformações que levem novamente ao sistema de coordenadas do MO:

$$\hat{B}_{MO}(\hat{X}) = \sum_i R_i \cdot R_c \cdot R_o \cdot \hat{B}_i(\hat{X}_i) \quad (3.3)$$

O raciocínio desenvolvido aplica-se ao caso da disposição dos ímãs utilizada neste trabalho. No entanto, para qualquer outra disposição os procedimentos seriam em tudo semelhantes: as diferenças estão na representação explícita das matrizes de rotação e translação utilizadas. As matrizes das transformações utilizadas neste trabalho são:

$$R_0 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \\ -1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (3.4)$$

$$R_c = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(\pi/4) & \text{sen}(\pi/4) \\ 0 & -\text{sen}(\pi/4) & \cos(\pi/4) \end{pmatrix} \quad (3.5)$$

$$R_i = \begin{pmatrix} \cos(\varphi_i) & -\text{sen}(\varphi_i) & 0 \\ \text{sen}(\varphi_i) & \cos(\varphi_i) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad \text{onde } \varphi_i = i \cdot (\pi/9) \quad (3.6)$$

$$T = \begin{pmatrix} 0 \\ d + \sqrt{2}/2 (l_0 + a_0) \\ \sqrt{2}/2 |l_0 - a_0| \end{pmatrix} \quad (3.7)$$

onde d é o raio da seção reta do absorvedor de chumbo na coordenada $z=0$. Explicitando as transformações para cada coordenada e cada componente do campo obtém-se:

$$x_i = \frac{\sqrt{2}}{2} (\text{sen}\varphi_i \cdot x_{M0} - \cos\varphi_i \cdot y_{M0} - z_{M0} + (d+dy+dz)) \quad (3.8)$$

$$y_i = \frac{\sqrt{2}}{2} (-\text{sen}\varphi_i \cdot x_{M0} + \cos\varphi_i \cdot y_{M0} - z_{M0} - (d+dy-dz)) \quad (3.9)$$

$$z_i = \cos\varphi_i \cdot x_{M0} + \text{sen}\varphi_i \cdot y_{M0} \quad (3.10)$$

$$(B_x)_{M0} = \sum_i \left[\frac{\sqrt{2}}{2} \text{sen}\varphi_i \cdot (B_{x_i} - B_{y_i}) + \cos\varphi_i \cdot B_{z_i} \right] \quad (3.11)$$

$$(B_y)_{M0} = \sum_i \left[\frac{\sqrt{2}}{2} \cos\varphi_i \cdot (-B_{x_i} + B_{y_i}) + \text{sen}\varphi_i \cdot B_{z_i} \right] \quad (3.12)$$

$$(B_z)_{M0} = \sum_i \left[\frac{\sqrt{2}}{2} (B_{x_i} + B_{y_i}) \right] \quad (3.13)$$

3.3. Ajustes na solução

Em princípio, não existem parâmetros a serem ajustados nesta fase dos cálculos. A superposição dos campos é linear e portanto não existe nenhum efeito coletivo que justifique a mudança do comportamento da solução. Para verificar esta compatibilidade foram, no entanto, realizadas medidas dos campos em algumas regiões do MO.

As medidas foram realizadas num arranjo em tudo semelhante ao utilizado na medida dos campos dos ímãs individuais. Montado o MO em seu próprio conjunto de sustentação, foi permitido à ponta de prova realizar a varredura do plano central a alguns "gaps", obtendo a componente polar (B_{θ}) do campo para uma rede de 4 x 4 mm. Nesta região, por razões de simetria, todas as outras componentes do campo se anulariam se a direção da magnetização $\vec{M}(\vec{r})$ fosse perfeitamente perpendicular à superfície dos ímãs.

A Fig. 3.3 superpõe dados obtidos para dois "gaps" (31 e 57, onde 31 significa o "gap" entre o ímã 3 e o ímã 1, etc.), em cortes ao longo do eixo Z e do eixo X do sistema de coordenadas do MO (Fig. 3.1). Nota-se que as diferenças entre os campos dos dois gaps são mínimas, fortalecendo a hipótese de

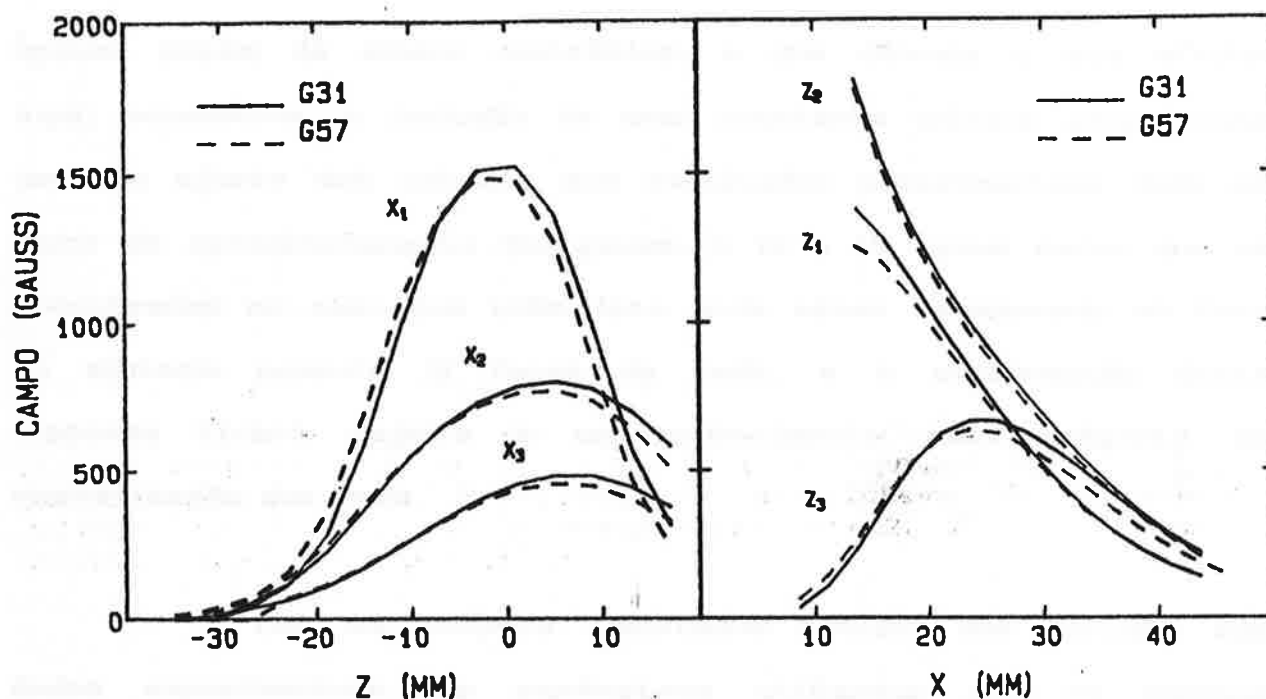


Figura 3.3. Comparação entre os valores experimentais obtidos para a componente polar do campo no plano central de dois "gaps". As coordenadas X e Z referem-se ao sistema de coordenadas definido na Fig. 3.1. À esquerda para $X=15.2, 27.2$ e 35.2mm ; à direita, para $Z=-7.3, 0$ e 17.3mm .

trabalho a ser utilizada no cálculo da transmissão (igualdade dos campos).

As comparações dos resultados do cálculo aos valores obtidos experimentalmente apresentaram uma diferença aproximadamente constante para toda a região considerada. Essa diferença remete ao problema da constante aditiva utilizada no ajuste das equações do campo de um ímã plano. Na superposição dos campos, a simetria do sistema faz com que as contribuições fixas (a constante aditiva) de cada face dos ímãs num dado ponto sejam

iguais, porém de sinais contrários, o que cancela o seu efeito. Aqui, novamente, a inclusão de uma constante aditiva proporciona um bom ajuste dos cálculos aos resultados experimentais. Com um valor de aproximadamente 300 gauss, é 10 a 15 vezes maior que as encontradas no caso dos ímãs. Isto pode estar relacionado ao fato do sistema possuir 12 faces de ímãs, e a confirmação desta hipótese ficará sujeita a um conhecimento mais completo da magnetização dos ímãs.

A Fig. 3.4 compara resultados obtidos dos cálculos aos dados experimentais. Os parâmetros utilizados são os mesmos obtidos no ajuste do campo dos ímãs ($M_1/c=171$, $f_p=f_q=0.25$, $f_o=1.4$), e a constante aditiva adotada é de -300 G. Observa-se que o ajuste é bom, porém com algumas discrepâncias para as regiões de Z positivo e próximas ao absorvedor central de chumbo.

Este comportamento parece indicar que o esquema de partições adotado não foi suficiente para descrever adequadamente o campo em algumas regiões, principalmente ao longo da direção da maior dimensão dos ímãs. Tal indicação é reforçada pela qualidade do ajuste do campo de um ímã através do método das partições (Fig. 2.6). A qualidade do ajuste ao longo da direção x é superior à obtida para a direção y (Fig. 2.7), que determina os valores dos parâmetros das partições correspondentes à maior dimensão dos ímãs, que, no MO, corresponde a Z positivo.

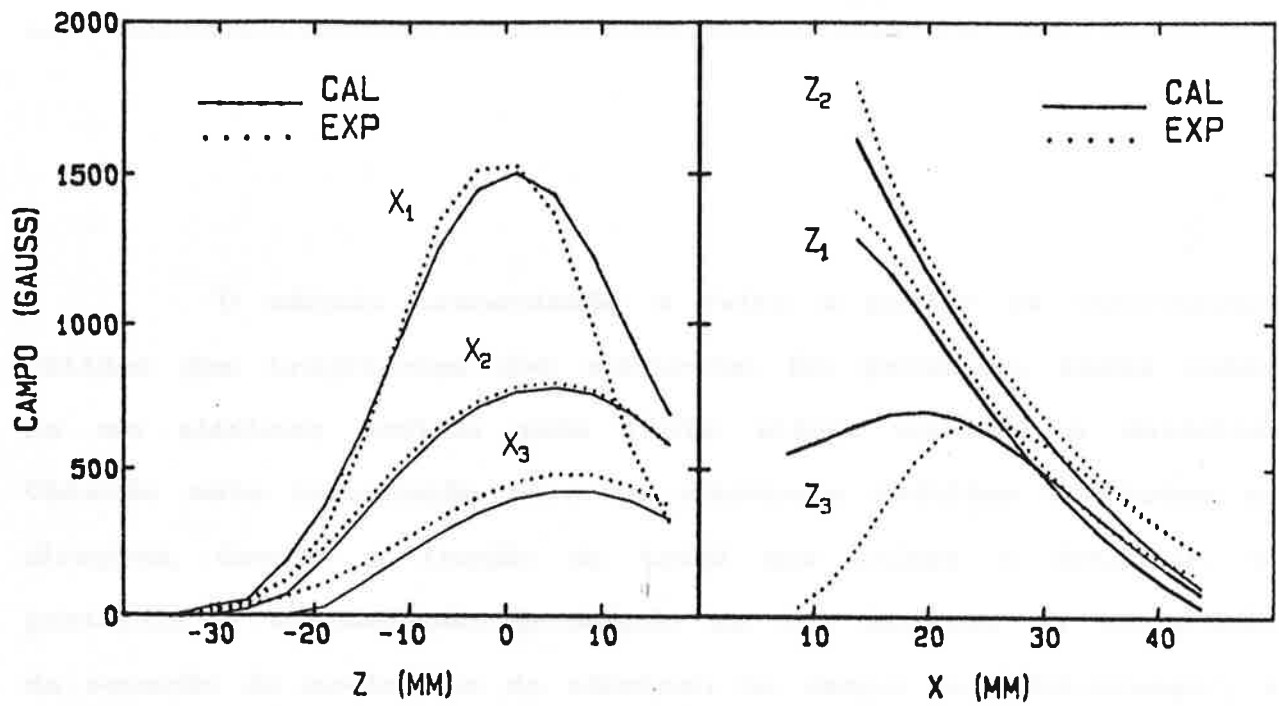


Figura 3.4. Comparação entre os valores experimentais (.....) e teóricos (—) para o campo no plano central a um dos "gaps" do MO. À esquerda para $X=15.2, 27.2$ e 35.2mm ; à direita, para $Z=-7.3, 0$ e 17.3mm .

O cálculo transmissão é feito a partir de informações obtidas das trajetórias dos elétrons. Em princípio, basta saber se um elétron emitido pela fonte atinge ou não o detector. Obtendo esta informação para os elétrons emitidos em todas as direções, tem-se a fração do total que atinge o detector, e, portanto, a transmissão. O cálculo se faz através da integração da equação de movimento do elétron no campo do "Mini-Orange", e alguns dos parâmetros das trajetórias permitem a obtenção de uma equação geral para a transmissão. O método é descrito a seguir.

4.1. A equação de movimento

O movimento de uma partícula carregada num campo magnético é determinado pela força de Lorentz:

$$\vec{F} = \frac{q}{c} (\vec{v} \times \vec{B}) \quad (4.1)$$

No caso específico de um elétron de energia E e massa de repouso m_0 , a equação de movimento pode ser escrita como:

$$\frac{dV_i}{dt} = \frac{-e}{mc} (V_j B_k - V_k B_j) \quad (4.2)$$

onde: $m = \gamma m_0$ (4.3)

$$\gamma = 1 + \frac{E}{m_0 c^2} \quad (4.4)$$

A complexidade das equações de campo torna inviável a integração analítica da trajetória, obrigando ao uso de técnicas numéricas para a solução do problema. Neste trabalho foi utilizado o método de Runge-Kutta de 4^a ordem (Pr86), que exige o conhecimento dos valores do campo em todos os pontos do espaço, da posição inicial (coordenadas da fonte) e da velocidade inicial dos elétrons, obtida a partir da energia e da direção (θ, ϕ) em que são emitidos:

$$\vec{v}_0 = |v_0| (\sin(\phi) \cdot \sin(\theta) \hat{i} + \sin(\phi) \cdot \cos(\theta) \hat{j} + \cos(\phi) \hat{k}) \quad (4.5)$$

$$|v_0| = c \left[1 - \frac{1}{\gamma^2} \right]^{1/2} \quad (4.6)$$

A integração da equação de movimento pelo método de Runge-Kutta se faz passo a passo, e o algoritmo computacional fornece toda a trajetória do elétron, sendo uma importante fonte de informações sobre o sistema. As exigências do método devem ser

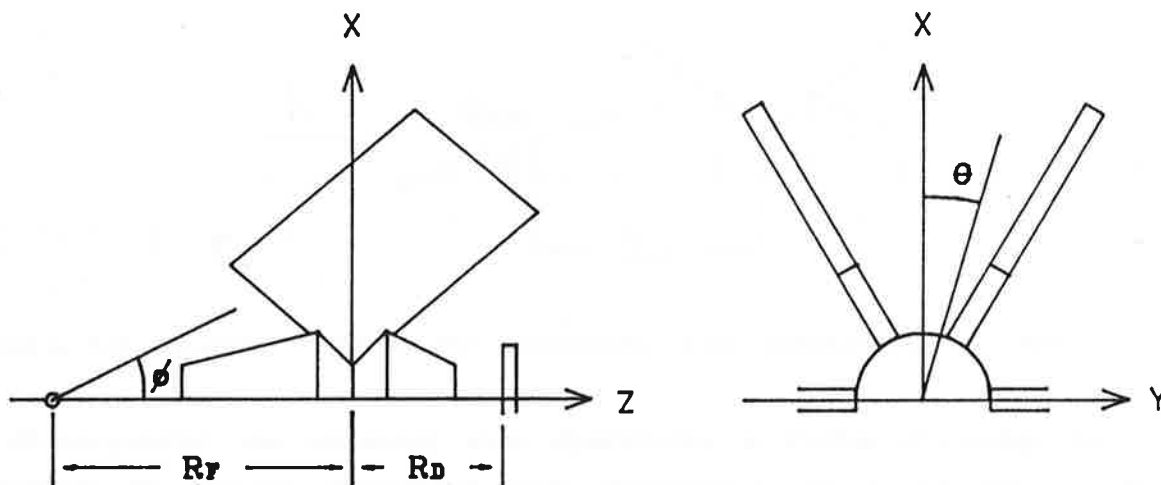


Figura 4.1. Descrição das coordenadas e parâmetros utilizados pelo algoritmo de cálculo da transmissão.

ainda acrescentadas as condições de contorno do sistema, no sentido geométrico, como uma descrição matemática dos componentes do sistema, que restringem o movimento dos electrões a algumas regiões do espaço. Estas condições são descritas a seguir.

a) *Ângulo mínimo de admissão*: abaixo deste ângulo as trajetórias dos electrões seriam bloqueadas pelo absorvedor central de chumbo. É definido (Fig. 4.2) pela distância da fonte ao início do absorvedor, $R_f - L_A$, onde R_f é a coordenada z da fonte e L_A a coordenada do ponto no qual se inicia o absorvedor, e pelo raio $r_A(L_A)$ do mesmo neste ponto:

$$\phi_{\min} = \tan^{-1} \left[\frac{r_A}{R_f - L_A} \right] \quad (4.7)$$

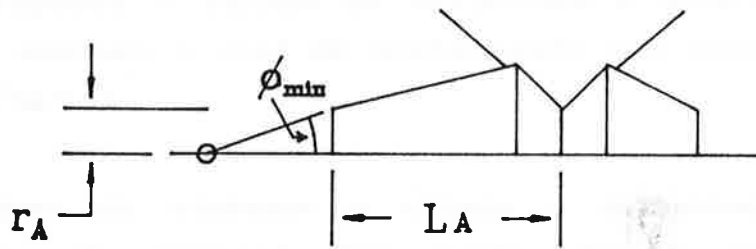


Figura 4.2. Ângulo mínimo de admissão dos elétrons no MO.

b) *Absorvedor de chumbo*: sua descrição é feita através de três equações de retas, baseadas nas dimensões da peça (Fig. 4.3). A primeira das retas descreve a parte ascendente do absorvedor, em relação à direção crescente da coordenada Z. A segunda refere-se à região em que o ímã toca o absorvedor. Por fim, uma equação que descreve a parte descendente da peça. São funções que retornam o valor do raio do absorvedor em função da coordenada z_e em que se encontra o elétron, e o cálculo da trajetória é interrompido quando:

$$r_e \leq r_t(z_e) = \begin{cases} t_1: & \frac{z_e+b}{a} (R_A-r_A) + R_A & -(a+b) \leq z_e \leq -b \\ t_2: & R_A & -b \leq z_e \leq b \\ t_3: & -\frac{z_e-b}{a} (R_A-r_A) + R_A & b \leq z_e \leq (b+c) \end{cases} \quad (4.8)$$

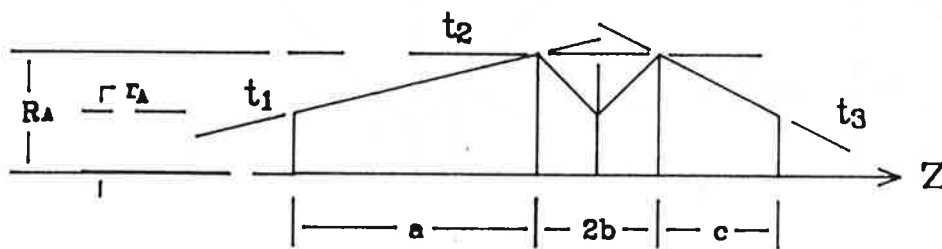


Figura 4.3. Descrição analítica do absorvedor central de chumbo.

c) *Anel de Suporte*: o cálculo da trajetória é interrompido quando os elétrons atingem o anel de sustentação dos ímãs, ou, $r_e \geq r_a$ se $z_e \geq z_a$ (Fig.4.4).

d) *Raio máximo do sistema*: o cálculo é interrompido quando a coordenada r_e do elétron for maior que o raio limite do sistema, r_s (Fig. 4.4).

e) *Região ao redor do detector*: o cálculo é interrompido quando $z_e \geq z_{det}$ e $r_e \geq r_{det}$.

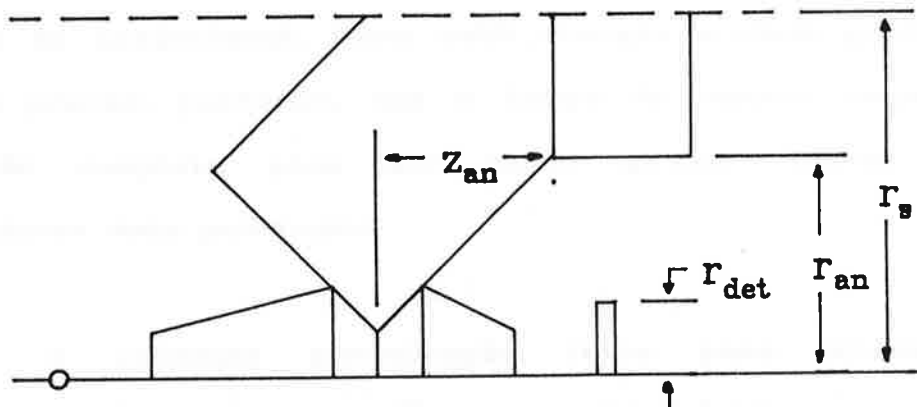


Figura 4.4. Localização do anel de suporte dos ímãs e limite máximo do sistema, para efeito de cálculo.

4.2. O cálculo da trajetória

O tipo de solução encontrada para o campo e o método de integração numérica utilizado permitem a obtenção de trajetórias tri-dimensionais para os elétrons, e um algoritmo computacional completo foi desenvolvido com esta finalidade.

No entanto, existem limites impostos pelo tempo de cálculo necessário para a integração de um grande número de trajetórias. A obtenção de uma única trajetória completa, tri-dimensional, calculando o campo através da solução analítica sempre que solicitado, é uma operação que, em um microcomputador PC-AT, consome de 3 a 4 minutos. A obtenção da transmissão é feita através da varredura de intervalos em θ e ϕ em passos pequenos. Mesmo utilizando métodos iterativos, com retro-alimentação, tal procedimento necessita do cálculo de centenas de trajetórias, para cada energia e cada geometria. Não é difícil prever, portanto, que o tempo de cálculo requerido para a solução completa pode ser muito grande, mesmo utilizando computadores mais poderosos.

A primeira aproximação feita para minimizar este problema utiliza a natureza "bem comportada" do campo (derivadas suaves), o que permite a obtenção dos valores em qualquer ponto do espaço através da interpolação de valores conhecidos em uma

rede de pontos, previamente calculada através das soluções analíticas. Assim, a matriz com os valores do campo é gerada apenas uma vez, para uma dada configuração dos ímãs, e utilizada em todos os cálculos realizados com os vários parâmetros a serem variados. O método de interpolação é apresentado no Apêndice B, em sua versão bi-dimensional, que será a utilizada nos cálculos. A extensão para o caso tri-dimensional é direta.

Esta aproximação mostrou-se extremamente satisfatória, e as trajetórias assim obtidas apresentam diferenças imperceptíveis em relação às calculadas exatamente. Em outras palavras, os erros introduzidos pela natureza discreta do método de integração são maiores que os erros introduzidos pelo método de interpolação do campo.

Os cálculos mostram que a componente polar do campo (B_{θ}) é de uma a duas ordens de grandeza maior do que as demais (B_r e B_z), em praticamente todo o MO. Além disso, os valores encontrados para estas componentes podem estar superestimados, pois não incluem as constantes aditivas discutidas na Seção 3.3, que no caso de B_{θ} reduzem o valor absoluto do campo, e que não foram encontradas para as demais por falta de dados experimentais. As regiões do espaço em que estas podem ser significativas são pequenas, com pouco efeito na trajetória dos elétrons, introduzindo erros apenas nas trajetórias próximas aos ímãs.

Assim, a segunda aproximação realizada reduz a rede cúbica espacial, onde cada ponto guarda a informação sobre as três componentes do campo, a redes planas que contêm o eixo Z do sistema de coordenadas do MO, e cuja inclinação é definida pelo ângulo θ em que o electrón é emitido. Os vértices contêm apenas o valor da componente polar do campo no ponto. Esta aproximação perde a informação sobre as componentes não polares do campo, considerando-o toroidal, mas preserva a dependência de B_θ em θ , que é a mais significativa.

A título de ilustração, são apresentadas nas Figs. 4.5a 4.7 as trajetórias de electróns calculadas utilizando as aproximações descritas acima. Em cada figura um parâmetro de cálculo é variado enquanto todos os outros são mantidos fixos.

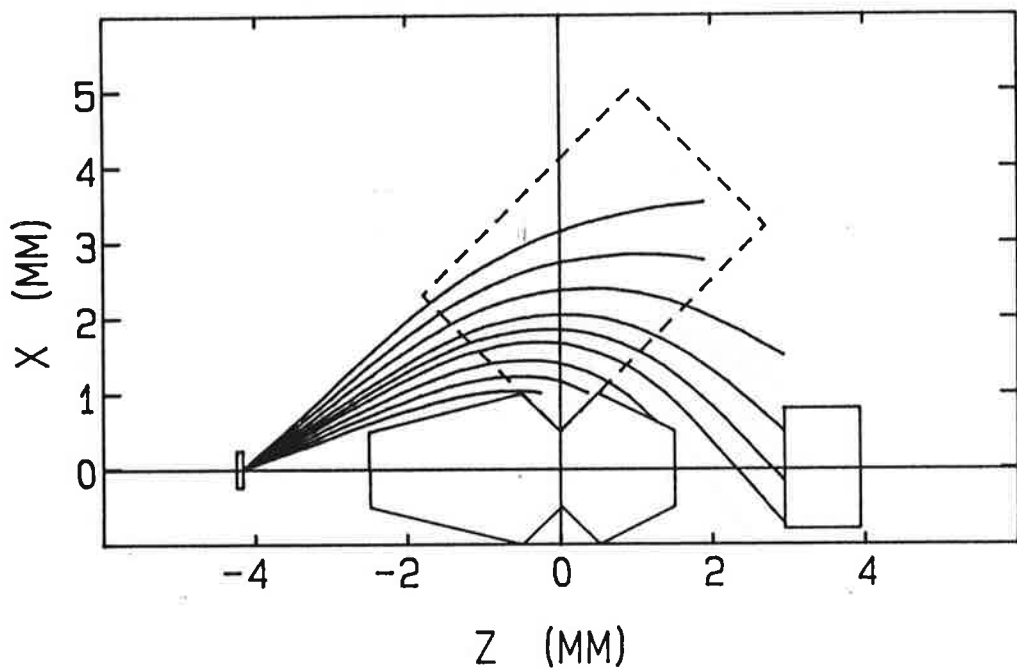


Figura 4.5. Cálculo das trajetórias de elétrons com energia $E=500$ keV, no plano central do "gap" ($\theta=0^\circ$), para ϕ variando de 20° a 42° .

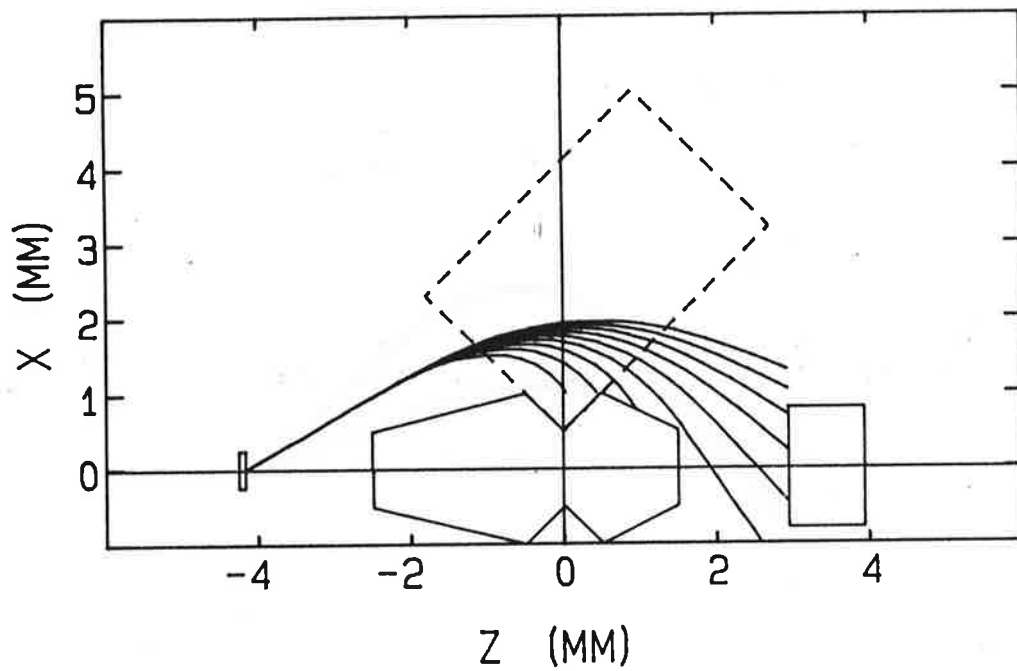


Figura 4.6. Cálculo das trajetórias de elétrons com energias variando de 200 a 1000 keV, no plano central do gap ($\theta=0^\circ$), para $\phi=30^\circ$.

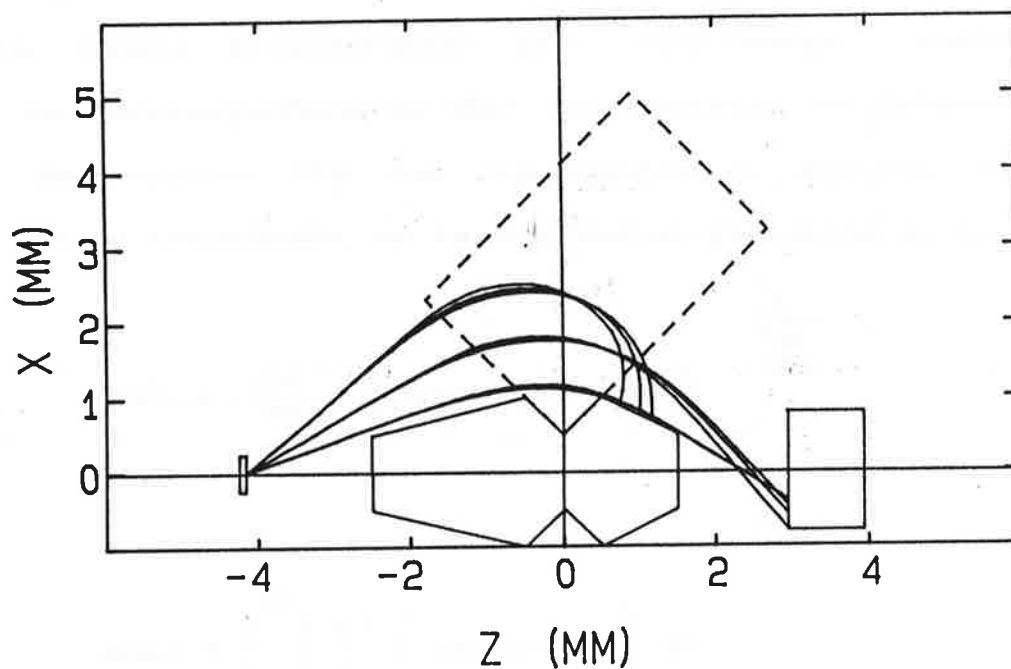


Figura 4.7. Três conjuntos de trajetórias, cada um com três curvas, calculadas para $\theta=0^\circ$, 15° e 23° . No conjunto ao alto, elétrons de 200 keV e $\phi=43^\circ$; ao centro, elétrons de 600 keV e $\phi=25^\circ$; abaixo, de 1000 keV, emitidos a $\phi=23^\circ$.

4.3. A equação geral da transmissão

A transmissão, definida no Capítulo 1 como a razão entre o número de elétrons coletados pelo detector e o total emitido pela fonte, pode ser também escrita como o ângulo sólido efetivo ($\Delta\Omega_{\text{Mo}}$) proporcionado pelo "Mini-Orange", subtraído do fator de retroespalhamento (B_k) dos elétrons no detector e do fator de bloqueio (B_l) dos componentes do sistema. A equação geral para a transmissão, em termos destas grandezas seria:

$$T(\%) = \frac{100}{4\pi} \cdot \left[\Delta\Omega_{\text{Mo}} - b_k - b_l \right] \quad (4.9)$$

onde:

$$\Delta\Omega_{\text{Mo}} = \int_0^{2\pi} \left[\sum_i \int_{\Delta\phi_i(\theta)} \text{sen}(\phi) \, d\phi \right] d\theta \quad (4.10)$$

$$B_k = \int_0^{2\pi} \left[\sum_i \int_{\Delta\phi_i(\theta)} \eta(E, \chi) \text{sen}(\phi) \, d\phi \right] d\theta \quad (4.11)$$

$$B_l = \sum_n \int_{\phi_{1n}}^{\phi_{2n}} \text{sen}(\phi) \cdot \delta\theta(\phi) \, d\phi \quad (4.12)$$

A Eq. 4.10 descreve o ângulo sólido obtido com a utilização do MO. Para a integração desta equação é fundamental a determinação de todos os intervalos $\Delta\phi(\theta)$ para os quais os elétrons emitidos pela fonte na direção definida por θ e $\phi \in \Delta\phi$ são defletidos pelo campo magnético de tal modo a atingirem o detector. A somatória leva em conta a possibilidade do intervalo para os ϕ 's válidos ser desconexo. Apesar de pouco provável, pode acontecer principalmente para elétrons de baixas energias emitidos a altos ângulos, cujas trajetórias eventualmente contêm "loops".

O fator de retroespalhamento B_k (Eq. 4.11) é também escrito como equivalente a um ângulo sólido, ponderado pela fração $\eta(E, \chi)$ do total de elétrons que atingem a superfície do detector e são retroespalhados. O coeficiente $\eta(E, \chi)$, que é função da energia dos elétrons e do ângulo de impacto χ , que por sua vez é função de ϕ e do campo magnético. Para a função $\eta(E, \chi)$ optou-se pelo tratamento dado por Kuzminikh & Vorobiev (Ku75), descrito resumidamente no Apêndice C.

O fator de bloqueio B_l (Eq. 4.12) corresponde à fração do ângulo sólido que é bloqueada pelos ímãs, e a somatória corresponde às contribuições das 12 faces. A função $\delta\theta(\phi)$ depende dos pontos em que os elétrons atingem os ímãs, que podem ser muito bem aproximados pelos prolongamentos das retas definidas pelas coordenadas da fonte e pelos valores de ϕ_1 e ϕ_2 encontrados

para trajetórias que ocorrem em planos próximos aos correspondentes às posições dos ímãs (Fig. 4.8). Algumas considerações geométricas permitem escrever esta dependência como:

$$\delta\theta(\phi_m) \cong \tan^{-1} \left[\frac{(e/2)}{h(\phi_m)} \right], \quad (4.13)$$

$$h = \frac{\tan(\phi_m)}{1 + \tan(\phi_m)} \cdot (d + R_f), \quad (4.14)$$

onde "e" é a espessura dos ímãs, "h" a altura definida na Fig. 4.8, $\phi_m = (\phi_1 + \phi_2)/2$, "d" o raio do absorvedor em $z=0$ e R_f a distância da fonte ao M0.

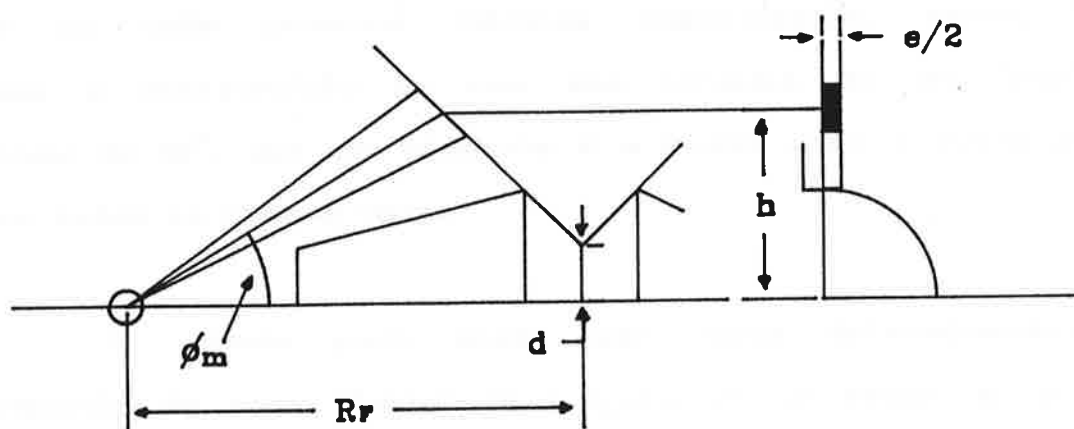


Figura 4.8. Parâmetros geométricos utilizados no cálculo do fator de bloqueio do M0.

A constante de normalização ($100/4\pi$) tem a óbvia finalidade de fazer com que os resultados sejam dados como percentuais do total de elétrons emitidos pela fonte.

O cálculo da transmissão consiste, essencialmente, em encontrar, para todas as configurações estudadas, os valores para os limites dos $\Delta\phi_i$ para todo θ e a função que dá a dependência de χ em ϕ . Essa busca se faz através do cálculo das trajetórias, realizando uma varredura em θ e ϕ . A natureza discreta do processo transforma as integrais das Eqs. 4.10 a 4.12 em somatórias, estando a precisão dos resultados vinculada às larguras dos intervalos $\delta\theta$ e $\delta\phi$ escolhidos.

Para a varredura em θ utiliza-se a aproximação de que todos os ímãs possuem idêntica magnetização. Assim, basta calcular a contribuição de uma das metades de um "gap", um intervalo de 30° , que por simetria é a mesma para a outra metade e para todos os outros "gaps".

O cálculo pode então ser feito determinando-se a contribuição de cada "fatia" de largura $\delta\theta$ ao redor de θ , para $0 \leq \theta \leq 30^\circ$. Nos cálculos efetuados para comparação com os dados experimentais da transmissão, discutidos nos próximos capítulos, os resultados obtidos para $\theta=0^\circ$ foram estendidos por todo o intervalo $|\theta| < 10^\circ$, para $\theta=15^\circ$ corresponde o intervalo $10^\circ < |\theta| < 20^\circ$

e a $\theta=23^\circ$ o intervalo $20^\circ < |\theta| < 30^\circ$. Os erros introduzidos neste último intervalo são os mais significativos pois, além da variação acentuada do campo em θ , os efeitos de borda estão presentes com maior intensidade. No entanto, o problema é minimizado pela redução na largura efetiva do intervalo, proporcionada pelo fator de bloqueio, calculado através da Eq. 4.13 a partir da média dos valores obtidos para ϕ_1 e ϕ_2 neste intervalo.

A varredura em ϕ é feita a partir do seu valor mínimo, dado pela Eq. 4.7, progressivamente incrementado até um ângulo máximo para o qual o electrón não está mais sujeito ao campo. A largura $\delta\phi$ do incremento determina a resolução da transmissão em função de ϕ , e deve ser tal que a incerteza na transmissão seja menor que um dado ε , escolhido a partir da precisão desejada nos cálculos.

Se $T(\phi_1, \phi_2)$ é o valor exato da transmissão correspondente a intervalo $\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2$, para um dado θ , e $T + dT = T(\phi_1 + \delta\phi, \phi_2 - \delta\phi)$, valem as seguintes relações:

$$T = \alpha \cdot (\cos(\phi_1) - \cos(\phi_2)) \quad (4.15)$$

$$T + dT = \alpha \cdot (\cos(\phi_1 + \delta\phi) - \cos(\phi_2 - \delta\phi)) \quad (4.16)$$

Para $dT/T < \varepsilon$, pode-se obter, com um alguma manipulação algébrica, a relação:

$$(1-\varepsilon) - \cos(\delta\phi) + \frac{\text{sen}(\delta\phi)}{\tan(\Delta\phi/2)} = 0 \quad (4.17)$$

O valor de $\delta\phi$, para um dado ε , depende do valor de $\Delta\phi$. Assim, a varredura pode ser realizada em duas fases: a primeira, com uma variação arbitrária, determina um valor mínimo para $\Delta\phi$, que a partir da equação acima fornece um novo $\delta\phi$, utilizado numa varredura nas vizinhanças dos limites para $\Delta\phi$ anteriormente encontrados.

Também nesta fase devem ser determinados os valores do ângulo de incidência dos elétrons sobre o detector, que definem o retroespalhamento. Cálculos preliminares mostraram que o intervalo $\Delta\chi$, correspondente aos $\Delta\phi$ normalmente encontrados, é bastante pequeno, gerando pequenas variações em $\eta(E,\chi)$. Como sua incerteza intrínseca é alta (10%), $\eta(E,\chi)$ pode ser considerado constante em todo o intervalo, e igual ao valor calculado para o valor médio de χ , sem perdas significativas na precisão.

Se para cada θ for encontrado apenas um intervalo $\Delta\phi = \phi_2 - \phi_1$, que contribua para a transmissão, a equação pode ser reescrita, na sua "forma numérica", como:

$$T(\%) = N \cdot \left[\Delta\Omega_{mo} - Bk - B1 \right] \quad (4.18)$$

$$\Delta\Omega_{MO} = \sum_i \Delta\theta_i \cdot \left[\cos(\phi_1(\theta_i)) - \cos(\phi_2(\theta_i)) \right] \quad (4.19)$$

$$B_k = \sum_i \Delta\theta_i \cdot \eta(\chi(\theta_{m_i})) \cdot \left[\cos(\phi_1(\theta_i)) - \cos(\phi_2(\theta_i)) \right] \quad (4.20)$$

$$B_l = \delta\theta(\phi_m(\theta_r)) \cdot \left[\cos(\phi_1(\theta_r)) - \cos(\phi_2(\theta_r)) \right] \quad (4.21)$$

onde $N = (100/4\pi) \cdot 6 \cdot 2$, é o produto da normalização pelo número de "meios-gaps" que compõem o MO. O índice r que aparece na última equação indica que o cálculo deve ser feito para o intervalo $\Delta\theta$ mais próximo à face do ímã.

Experimentalmente, a transmissão do espectrômetro "Mini-Orange" pode ser definida como:

$$T(E,C) = \frac{A(E,C)}{A_0(E)} \quad (5.1)$$

onde $C \equiv (R_f, R_d, \vec{B})$ representa a configuração utilizada. R_f é a distância da fonte ao MO, R_d a distância do detector ao MO e \vec{B} representa o campo magnético produzido pelos ímãs. $A(E,C)$ é o número de elétrons de energia E coletados pelo detector, por unidade de tempo, para uma dada configuração C do MO. A emissividade $A_0(E)$ é o número total (4π) de elétrons emitido pela fonte.

Os arranjos e procedimentos experimentais descritos a seguir foram desenvolvidos para a obtenção destas grandezas e, conseqüentemente, a transmissão, para várias energias e configurações do "Mini-Orange".

5.1. Arranjo experimental

As medidas foram realizadas utilizando fontes radioativas que fornecem várias linhas de conversão eletrônica, um detector de barreira de superfície e a disposição dos ímãs no "Mini-Orange" descrita no Capítulo 1. O arranjo experimental empregado está esquematizado na Fig. 5.1. Foi concebido a partir das informações obtidas na literatura existente sobre o assunto, das restrições impostas pelos componentes comercialmente disponíveis (ímãs, fontes e detector), da possibilidade de construção mecânica nas oficinas do IFUSP e da necessidade de adaptar o conjunto ao sistema de vácuo utilizado nas medidas. Consiste, essencialmente, de peças para sustentação e movimentação dos seus componentes, projetadas de modo a garantir o alinhamento e a precisão na medida de suas posições relativas.

As fontes consistem numa gota de um sal metálico do isótopo radioativo, com aproximadamente 5mm de diâmetro, colocada sobre uma folha de mylar, sustentada por um anel de 1 polegada de diâmetro. O suporte projetado para a fonte é um disco de alumínio em cujo centro foi escavado um nicho, vazado de modo a deixar livres ambas as faces da folha de mylar, a fim de não criar súbitas diferenças de pressão que poderiam eventualmente rompê-la durante o processo de evacuação. Sobre a fonte e preso ao anel de suporte há um disco alumínio com um furo circular de 5mm de diâmetro, que fixa a fonte e define o ângulo sólido de emissão.

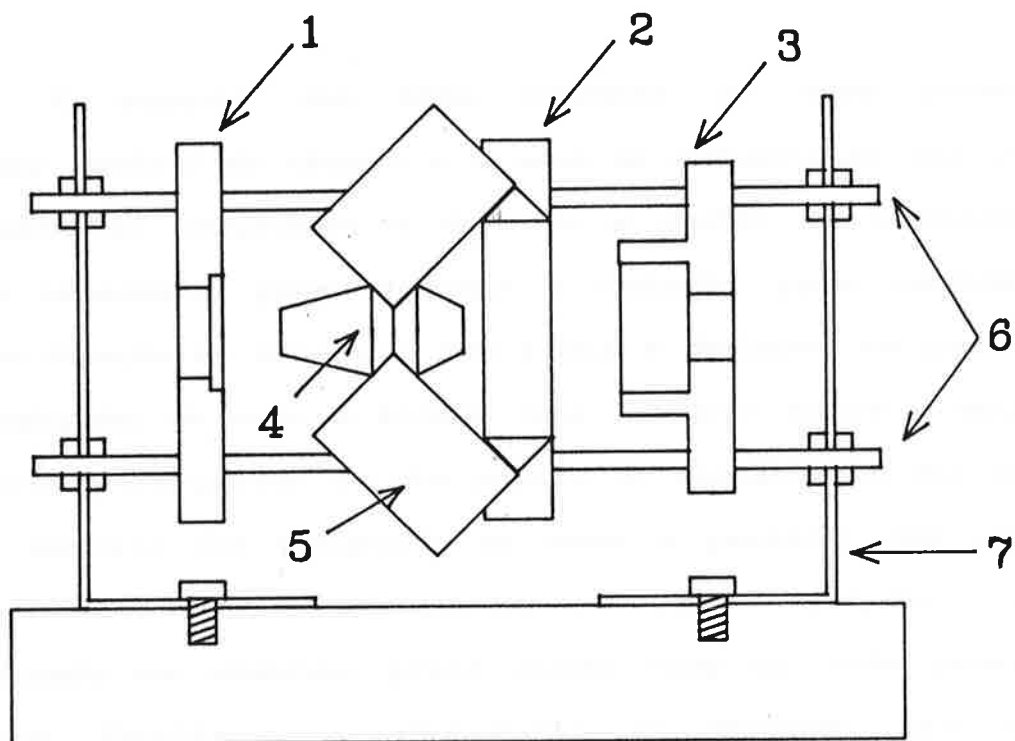


Figura 5.1. Aspecto geral do arranjo experimental utilizado. 1. suporte da fonte; 2. anel de sustentação dos ímãs; 3. suporte do detector; 4. absorvedor central de chumbo; 5. ímãs ; 6. barras de sustentação do sistema; 7. chapas de fixação. Na barra superior foi gravada uma escala milimétrica para a medida das distâncias relativas entres as peças.

Os ímãs são peças planas retangulares, de 2.54 x 3.81 x 0.32 mm, confeccionadas a partir da sinterização de SmCo_5 . Foram utilizados na montagem seis ímãs, escolhidos como discutido na Seção 3.1, dispostos simetricamente ("gaps" de 60°), e inclinados de 45° em relação ao eixo central do sistema.

O suporte dos ímãs consiste de duas peças: um absorvedor central de chumbo e o anel de sustentação dos ímãs. O comprimento do absorvedor é definido a partir da quantidade de material necessário para bloquear a radiação gama emitida pela fonte em direção ao detector. Sua forma é definida, em parte, com esta finalidade, de modo a formar uma "sombra" sobre o detector, e em parte para prover um dos pontos de sustentação dos ímãs. O anel de suporte foi projetado de modo a permitir que os ímãs sejam sustentados, praticamente, pelo próprio campo. Confeccionado em alumínio, provê locais onde os ímãs podem ser encaixados, facilitando o alinhamento do sistema, sem nenhum outro recurso de fixação.

O detector de barreira de superfície é um cristal de silício, com 200 mm^2 de área sensível e 2 mm de profundidade de depleção, montado num cilindro com 28.3 mm de diâmetro e 12.5 mm de altura com um conector traseiro Microdot. O suporte projetado para o detector também é um disco de alumínio, no qual foi escavado um nicho para que o detector fosse encaixado, vazado de

modo a permitir a conexão do cabo de alimentação/sinal. Sobre o detector é colocado o colimador, que também serve para fixá-lo.

O conjunto é, na montagem final, suspenso por três barras de latão que atravessam as peças. As barras, por sua vez, são fixadas nos extremos em duas chapas de alumínio, presas a uma base desenhada em função das dimensões da câmara de vácuo e do sistema de bombeamento. Esta chapas e a base são confeccionadas a partir de perfilados para garantir a ortogonalidade e o alinhamento do sistema. Com esta finalidade, é fundamental que os furos realizados nas cinco peças (3 suportes e duas chapas) sejam feitos todos em uma única operação.

O sistema é movimentado, pelo deslizamento manual dos suportes da fonte e do detector ao longo das barras de sustentação. Para facilitar a determinação da posição relativa dos componentes do sistema, foi gravada em uma das barras uma escala milimétrica.

5.2. Eletrônica e sistemas de aquisição de dados

A eletrônica associada ao sistema é composta de módulos padrão NIM, e está esquematizada na Fig. 5.2. O pré-amplificador de carga (ORTEC 142-B), adequado às características do detector, oferece, além da saída para o

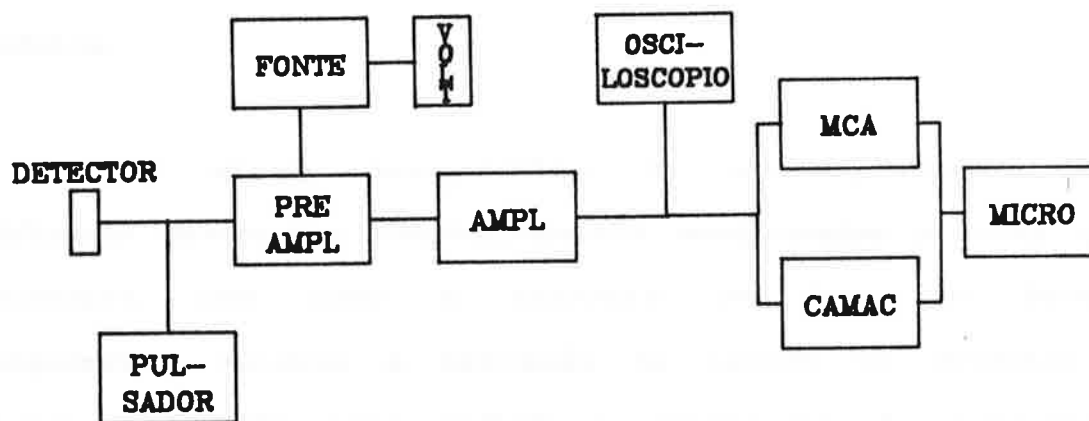


Figura 5.2. Diagrama da eletrônica e sistemas de aquisição de dados; PRE-AMPL, pré-amplificador; AMPL, amplificador; VOLT, voltímetro; MCA, analisador multicanal; MICRO, microcomputador.

características do detector, oferece, além da saída para o sinal, entradas por onde podem ser aplicados a tensão ("bias") no detector, e um pulso de teste que simula uma partícula incidente. A fonte de tensão (ORTEC 428), deve fornecer os 400 V efetivos para a operação do detector. Levando em conta a necessidade de compensação da queda de tensão sobre o resistor de entrada do pré, cerca de 700 V são necessários para aplicações à temperatura ambiente. Foi utilizado um amplificador espectroscópico de alta qualidade (ORTEC 673), principalmente devido à necessidade de um "shaping time" pequeno ($0.25\mu\text{s}$), para a obtenção de uma boa resolução em energia à temperatura ambiente. O pulsador (ORTEC

419), utilizado para injetar sinais de carga no pré-amplificador, tem a finalidade de permitir ajustes na resolução e calibração da eletrônica.

Os sinais provenientes do pré-amplificador e do amplificador devem ser constantemente monitorados através de um osciloscópio, bem como a corrente de fuga no detector, principalmente durante a aplicação da tensão no detector. São cuidados essenciais para evitar a ocorrência de rupturas de microplasma ("microplasma breakdown") no detector, que poderiam danificá-lo permanentemente.

Para a aquisição de dados foram utilizados dois sistemas independentes, um analisador multicanal (MCA) e um sistema CAMAC/PC. Foi dada preferência ao MCA (The Nucleus - Spectrum 88), devido à sua rapidez e simplicidade de operação, bem como à existência de algumas funções internas úteis para a análise dos dados. Os dados podem ser transferidos a um microcomputador PC/XT, por uma interface RS-232.

O sistema CAMAC/PC foi desenvolvido com a finalidade de obter-se um entendimento completo da estrutura e funcionamento deste tipo de equipamento, bem como para criar a infra-estrutura necessária para aplicações mais sofisticadas, tais como aquisição de dados multi-paramétricos. Para tanto, foram desenvolvidas desde as rotinas básicas para comunicação entre o controlador

CAMAC e o microcomputador, até rotinas gráficas para apresentação dos resultados e tratamento básico dos dados, tais como determinação da área sob os picos, largura da distribuição, etc.

Neste trabalho em particular, os sinais tratados pelo amplificador são injetados num ADC (Canberra 8075), padrão NIM, e os valores digitalizados enviados a um registrador de entrada (BiRa 2322), instalado no bastidor CAMAC, gerenciado pelo controlador (CAEN C111), que os transfere ao microcomputador. Para o gerenciamento, registro e tratamento dos dados no microcomputador foi desenvolvido um programa que simula o analisador multicanal.

5.3. Energias e Configurações Estudadas

Os dados adquiridos consistem de espectros em energia das três fontes utilizadas, ^{133}Ba , ^{137}Cs e ^{207}Bi . As Figs. 5.3 a 5.5 apresentam espectros típicos destas fontes, obtidos sem a utilização do MO, com a identificação das principais linhas de conversão e as bordas compton ("compton edge") associadas à

Tabela 5.1. Principais linhas do ^{199}Ba utilizadas para determinação experimental da transmissão. E_B , energia de ligação dos electrões atómicos; B.C., borda compton; E.C., electrões de conversão (dados extraídos de Sh86).

E_B (keV)	Transição γ (keV)	B.C. (keV)	E.C. (keV)
K: 37	M1 303 (18%)	164 (a)	K 265
	E2 356 (62%)	207 (b)	K 319
	E2 384 (9%)	230	K 346

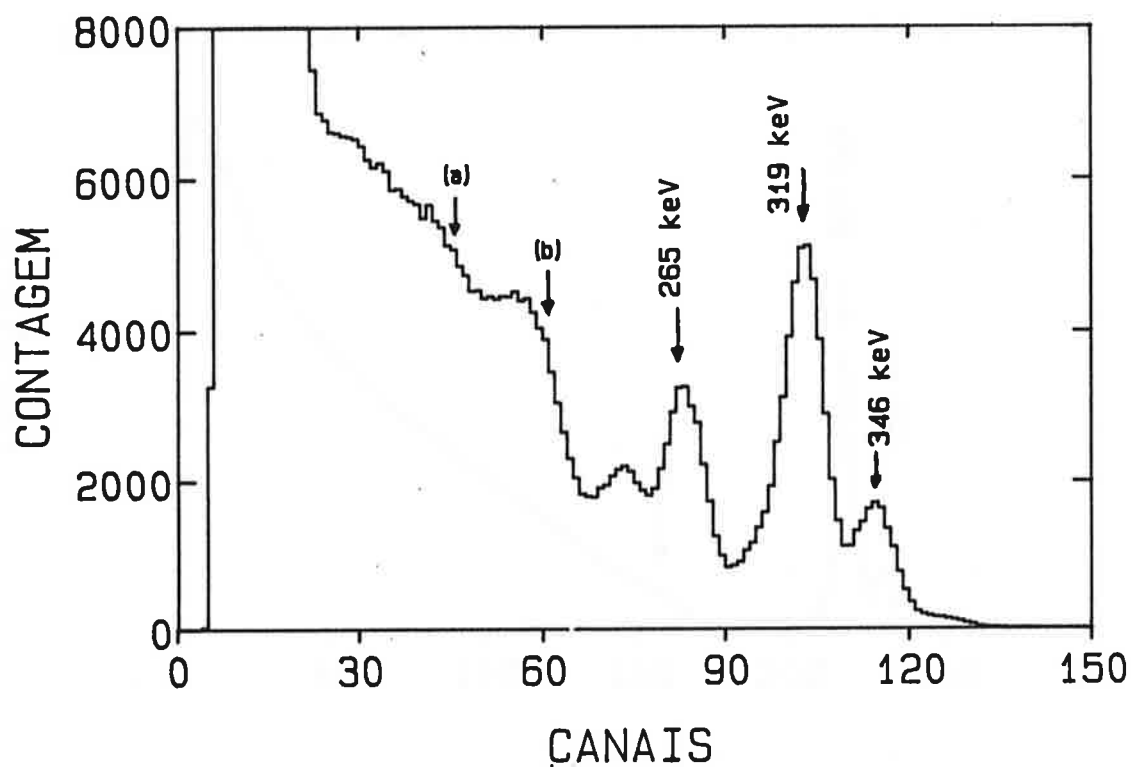


Figura 5.3. Espectro de ^{199}Ba , obtido sem o MO, com a identificação das principais regiões espectrais (V. Tab. 5.1).

Tabela 5.2. Principais linhas do ^{137}Cs utilizadas para determinação experimental da transmissão. E_B , energia de ligação dos electrões atômicos; B.C., borda compton; E.C., electrões de conversão (dados extraídos de Sh86).

E_B (keV)	Transição γ (keV)	B.C. (keV)	E.C. (keV)
K: 36	M4 662 (85%)	477 (a)	K 626
Li: 6			Li 656

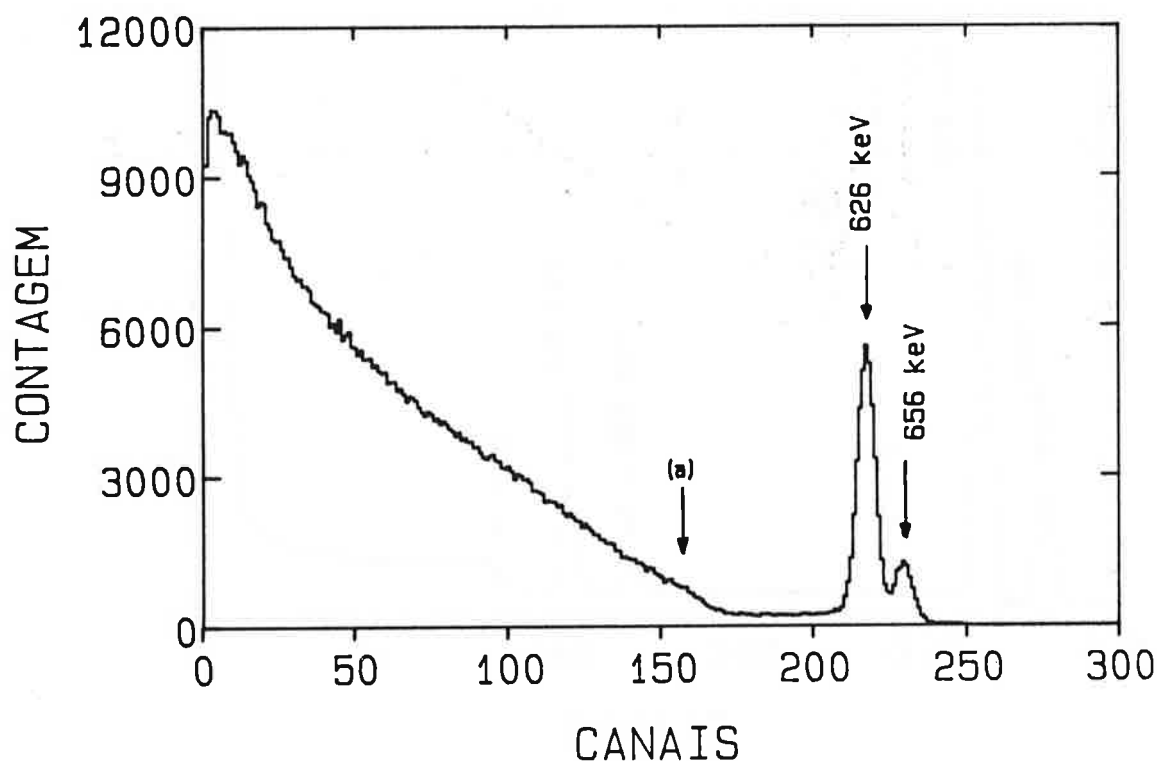


Figura 5.4. Espectro de ^{137}Cs , obtido sem o MO, com a identificação das principais regiões espectrais (V. Tab. 5.2).

Tabela 5.3. Principais linhas do ^{207}Bi utilizadas para determinação experimental da transmissão. E_B , energia de ligação dos electrões atómicos; B.C., borda compton; E.C., electrões de conversão (dados extraídos de Sh86).

E_B (keV)	Transição γ (keV)	B.C. (keV)	E.C. (keV)
K: 91	E2 569 (98%)	393 (a)	K 479
Li: 16			Li 553
	M4 1063 (75%)	857 (b)	K 973
			Li 1047

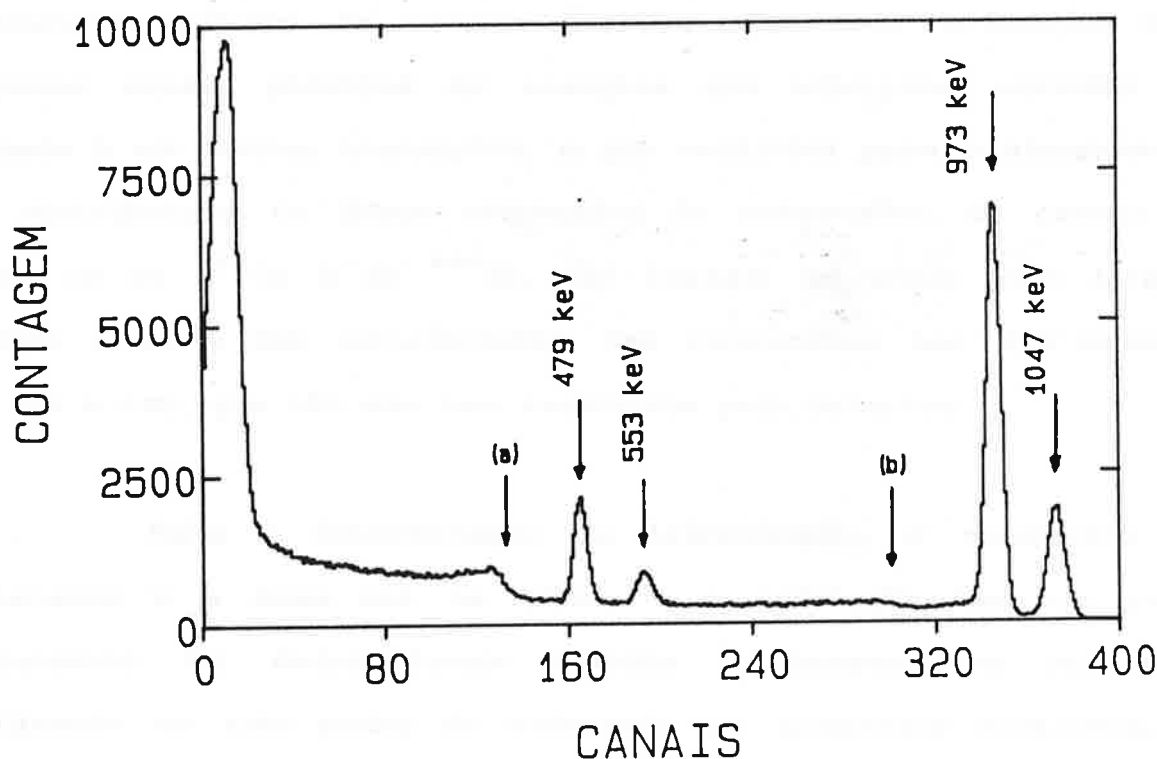


Figura 5.5. Espectro de ^{207}Bi , obtido sem o MO, com a identificação das principais regiões espectrais (V. Tab. 5.3).

radiação γ espalhada no detector. As demais linhas são fracas, não oferecendo muitas informações adicionais, para a determinação da função de transmissão, por estarem próximas às linhas mais intensas.

A resolução dos picos, definida como a largura total a meia altura (FWHM) está entre 14 keV e 23 keV. Os melhores resultados foram obtidos para elétrons de conversão emitidos da camada K do ^{137}Cs e do ^{207}Bi , cujos picos se apresentam bem separados das conversões da camada L. No ^{133}Ba as energias dos elétrons emitidos da camada K para uma dada transição são, algumas vezes, próximas às energias dos elétrons emitidos da camada L em outras transições, o que contribui para o alargamento da distribuição. Os picos originados de conversões da camada L, como os do ^{137}Cs e do ^{207}Bi , são também um pouco mais largos, devido à soma das contribuições das conversões nas sub-camadas LI, LII e LIII, que não são bem resolvidas pelo detector.

Para a determinação da transmissão, o parâmetro de interesse é a área sob os picos, e a resolução tem um papel secundário. Os dados foram obtidos à temperatura ambiente, utilizando um alto ganho de conversão no analisador multicanal. A resolução do sistema pode ser melhorada resfriando o detector até sua temperatura mínima de operação, em torno de -30°C , ou com a utilização de detectores mais sensíveis, como o Si(Li).

A transmissão do MO foi determinada para as nove linhas de conversão apresentadas nas Tabs. 5.1 a 5.3, e cobrem um intervalo de energia que se estende de 200 a 1100 keV, aproximadamente, com um hiato na região entre 700 e 900 keV.

Para todas as energias foram realizadas medidas em doze combinações das distâncias fonte-MO (R_f) e detector-MO (R_d): três posições da fonte e quatro do detector. As distâncias são medidas em relação ao ponto de apoio dos ímãs no absorvedor de chumbo, tal como no sistema de coordenadas utilizado para os cálculos (Fig. 3.1). Os valores adotados para R_f e R_d , definidos na Fig. 4.1, são apresentados na Tab. 5.4. Cobrem desde as distâncias mínimas de aproximação da fonte e do detector ao absorvedor de chumbo, até regiões em que a transmissão é muito baixa.

Tabela 5.4. Distâncias da fonte (R_f) e do detector (R_d) ao MO, definidas na Fig. 4.1, utilizadas na obtenção da função de transmissão do sistema.

	1	2	3	4
R_f (cm)	-3.7	-4.2	-4.7	-
R_d (cm)	1.9	2.4	2.9	3.4

Essencialmente, dois conjuntos de dados são utilizados. O primeiro consiste numa série de espectros obtidos para cada fonte, sem a utilização do "Mini-Orange", a diferentes distâncias entre fonte e o detector. Destes espectros são obtidas as áreas sob os picos e calculadas as atividades das fontes para cada energia considerada. O segundo grupo é composto de espectros obtidos com as configurações do MO descritas no capítulo anterior, dos quais também são extraídas as áreas sob os picos, que, comparadas à atividade, fornecem a transmissão da configuração. Em ambos os casos, a obtenção das áreas se faz através da soma das contagens dos canais da região do pico, descontando o fundo.

As Figs. 6.1 a 6.3 apresentam a superposição de espectros obtidos com e sem o MO, para algumas das configurações estudadas. Ilustram algumas das vantagens oferecidas pelo sistema, tais como o aumento do ângulo sólido e a redução da radiação de fundo.

6.1. Atividade das Fontes

A determinação do número total de elétrons de energia E , $A_0(E)$, emitidos pela fonte por unidade de tempo, é feita

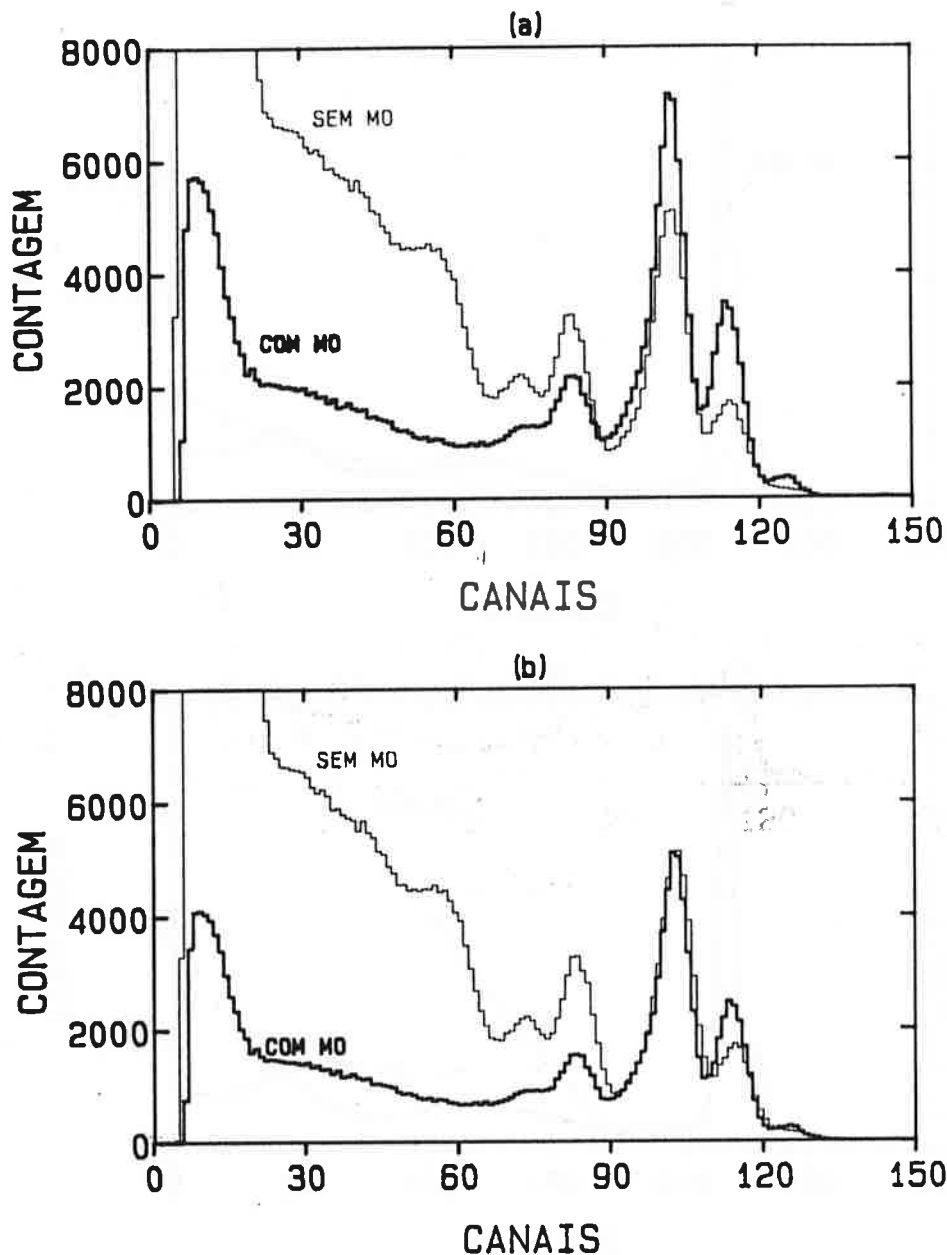


Figura 6.1. Superposição de espectros de ^{133}Ba , obtidos com e sem o MO, para $R_r=3.7$ cm e $R_d=2.4$ cm. (a) Normalização por tempo de aquisição, ilustrando o aumento do ângulo sólido. (b) Normalização pela altura do maior pico, ilustrando a redução do nível da radiação de fundo. As energias dos picos são definidas na Tab. 5.1 e Fig. 5.3.

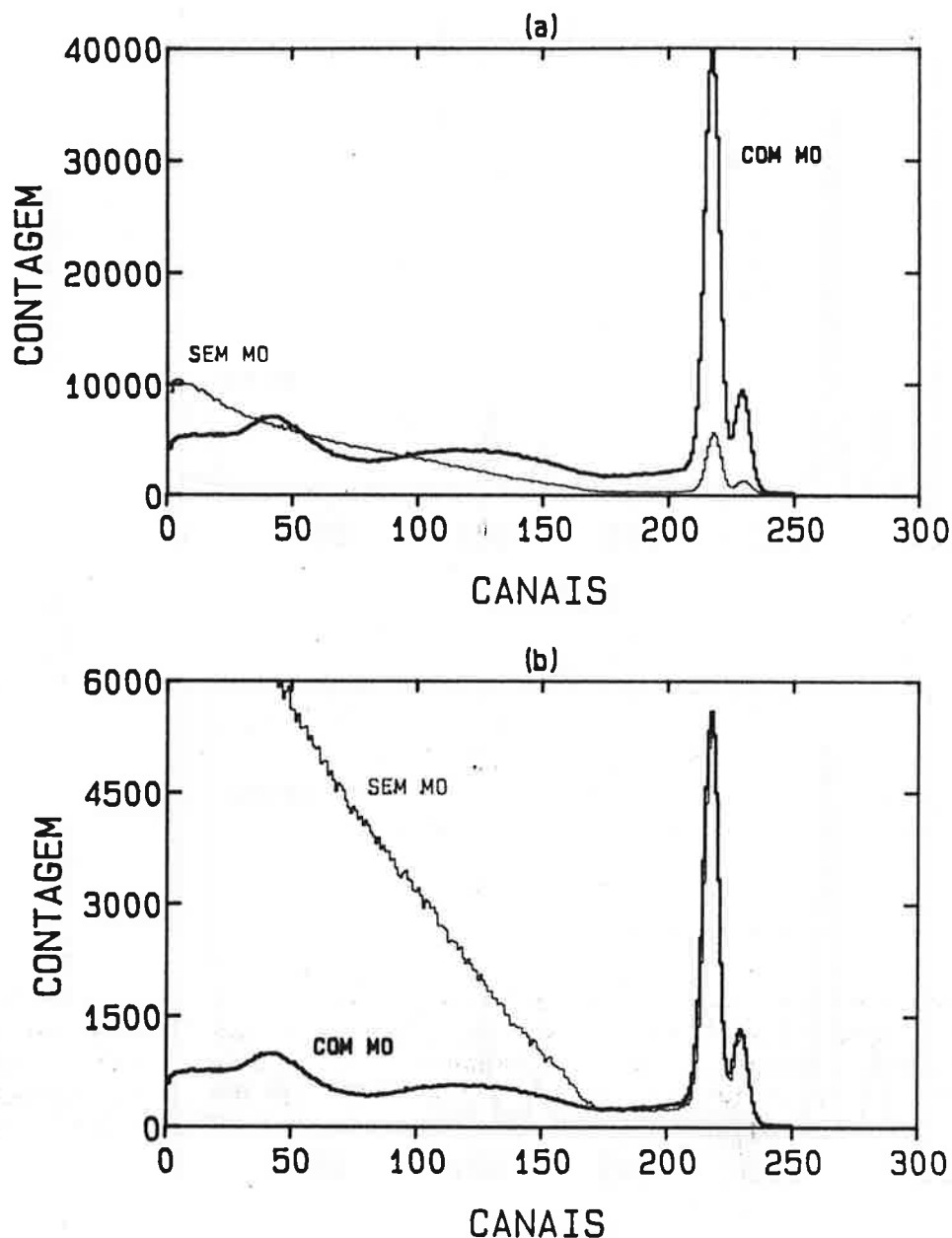


Figura 6.2. Superposição de espectros de ^{137}Cs , obtidos com e sem o MO, para $R_f=4.2$ cm e $R_d=3.4$ cm. (a) Normalização por tempo de aquisição, ilustrando o aumento do ângulo sólido. (b) Normalização pela altura do maior pico, ilustrando a redução do nível da radiação de fundo. As energias dos picos são definidas na Tab. 5.2 e Fig. 5.4.

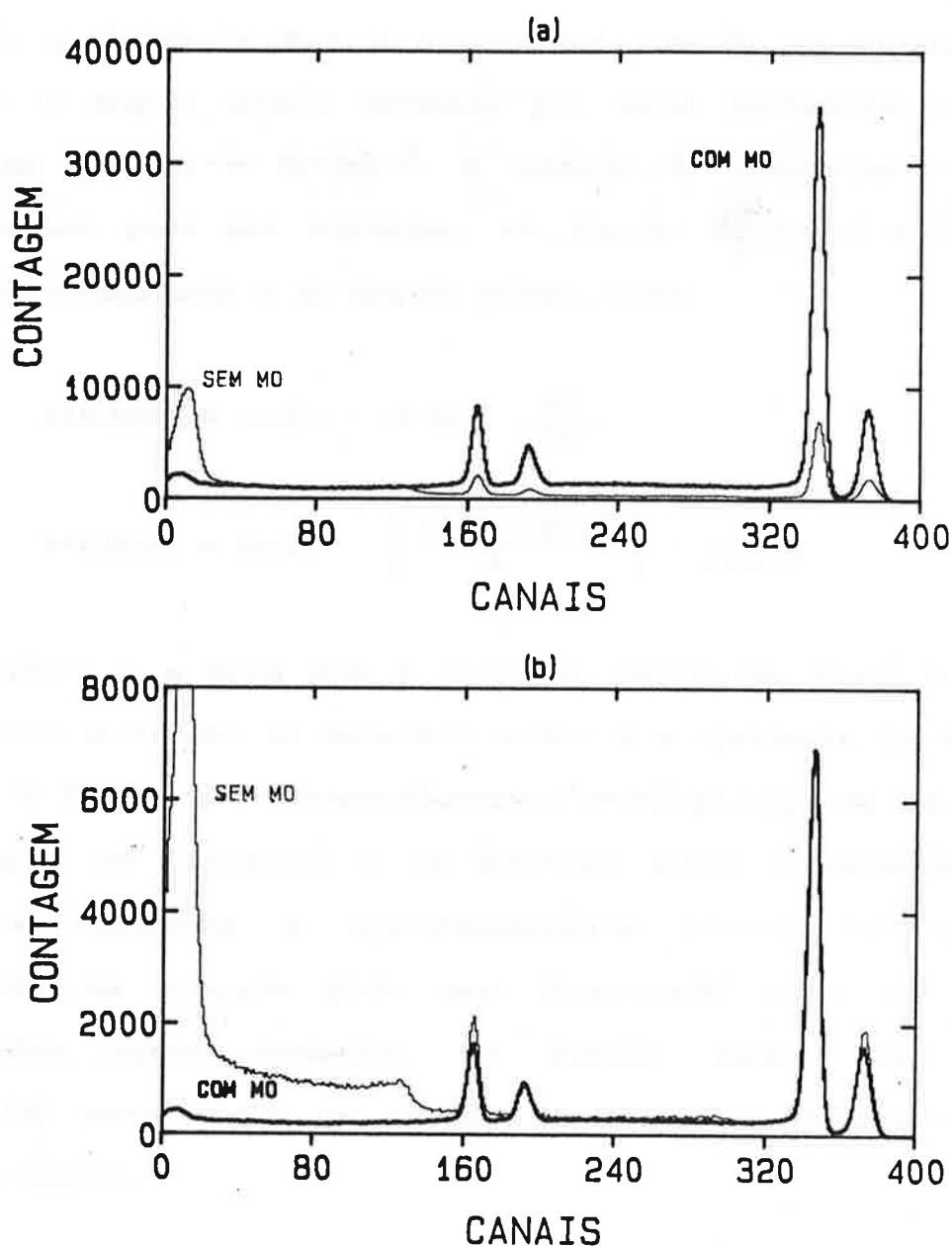


Figura 6.3. Superposição de espectros de ^{207}Bi , obtidos com e sem o MO, para $R_r=4.2$ cm e $R_p=3.4$ cm. (a) Normalização por tempo de aquisição, ilustrando o aumento do ângulo sólido. (b) Normalização pela altura do maior pico, ilustrando a redução do nível da radiação de fundo. As energias dos picos são definidas na Tab. 5.3 e Fig. 5.5.

através de um detector de área S colocado à distância R_{DF} da fonte. Se a distância R_{DF} é grande em relação às dimensões do detector, o ângulo sólido definido por esta geometria pode ser aproximado por $d\Omega = S/(R_{DF})^2$. O número de elétrons coletados pelo detector pode ser expresso, em função do total emitido, da fração retroespalhada e do ângulo sólido, como:

$$A(E, R_{DF}) = A_0(E) \cdot (1-\eta) \cdot \frac{d\Omega}{4\pi} \quad (6.1)$$

$$A(E, R_{DF}) = A_0(E) \cdot \left[\frac{(1-\eta) \cdot (R_c)^2}{4} \right] \cdot \frac{1}{(R_{DF})^2} \quad (6.2)$$

onde $A(E, R_{DF})$ é a área sob o pico, R_c (0.795 cm, fixo) é o raio do colimador à frente do detector e R_{DF} é a distância do detector à fonte. O fator de retroespalhamento $\eta = \eta(E, \chi)$ depende da energia e do ângulo de incidência χ do elétron sobre o detector. Para $R_{DF} \gg R_c$ a incidência é aproximadamente normal ($\chi = 0^\circ$), e a dependência na energia pode ser desprezada para as regiões consideradas neste trabalho. Em função disto, foi adotado $\eta = 0.150 \pm 0.015$ para todos os cálculos relativos à determinação da atividade ($Ku75$).

Realizando a medida para alguns valores de R_{DF} pode-se ajustar uma reta que fornece os valores de $A(E, R_{DF})$ em função de $1/(R_{DF})^2$:

$$A(E, R_{DF}) = a + b \cdot \frac{1}{(R_{DF})^2} \quad (6.3)$$

O coeficiente linear (a) deve anular-se, e do coeficiente angular (b) obtém-se a atividade $A_0(E)$:

$$A_0(E) = \left[\frac{(1-\eta) \cdot (R_c)^2}{4} \right]^{-1} \cdot b \quad (6.4)$$

Os ajustes das retas foram realizados pelo método dos mínimos quadrados, através de um algoritmo que leva em conta as incertezas nas duas variáveis (He81, Pr86). Os valores medidos para $A(E, R_{DF})$ e os resultados obtidos para $A_0(E)$ são apresentados nas Tabs. 6.1 a 6.3, e representados graficamente nas Figs. 6.4 a 6.6.

As incertezas encontradas para $A_0(E)$ têm sua origem, essencialmente, nas incertezas associadas ao conhecimento do fator de retroespalhamento η , em torno de 10%, que é grande quando comparada às demais. A esta são somadas quadraticamente as incertezas relativas à flutuação estatística das contagens, à medida da distância R_{DF} ($\pm 0.05\text{cm}$) e ao raio R_c do colimador.

Tabela 6.1. Atividade das principais linhas do ^{199}Ba . Entre parêntesis, as incertezas associadas às medidas (v. Fig. 6.4).

R _{DF} (cm)	A(E,R _{DF}) (s ⁻¹)		
	E = 265 keV	E = 319 keV	E = 346 keV
2.1	25.01(0.15)	65.17(0.17)	11.33(0.10)
4.1	6.74(0.07)	18.59(0.09)	2.98(0.05)
6.1	3.30(0.05)	8.63(0.06)	1.40(0.03)
8.1	2.02(0.04)	4.89(0.05)	0.75(0.03)
A ₀ (E)	803(110)	2290(310)	380(50)

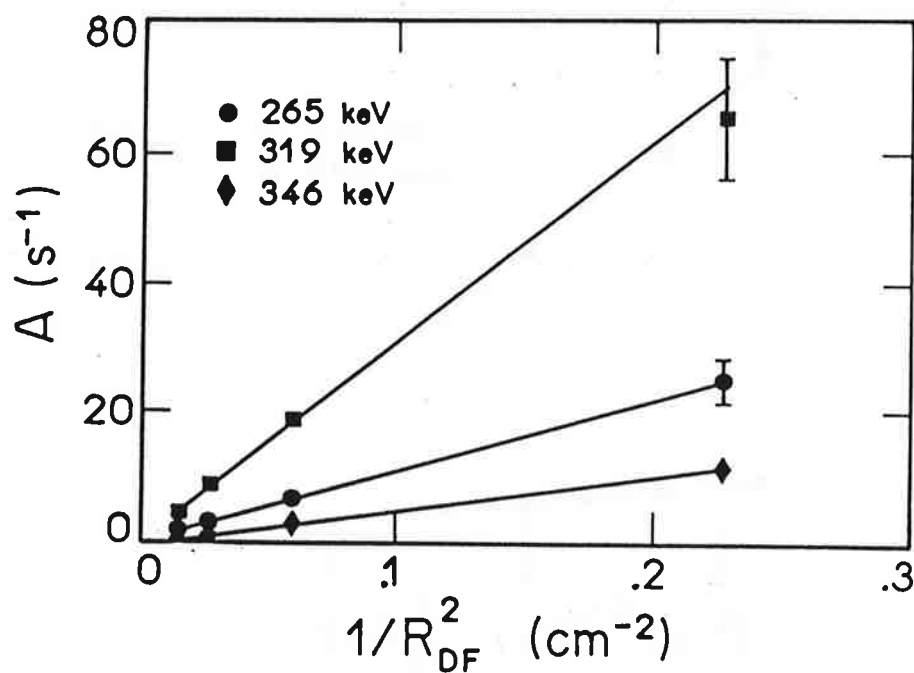


Figura 6.4. Dados experimentais e retas ajustadas para a atividade do ^{199}Ba nas energias consideradas (v. Tab. 6.1).

Tabela 6.2. Atividade das principais linhas do ^{137}Cs . Entre parêntesis, as incertezas associadas às medidas (v. Fig. 6.5).

R _{DF} (cm)	A(E,R _{DF}) (s ⁻¹)	
	E = 626 keV	E = 656 keV
5.6	110.42(0.52)	14.26(0.28)
6.1	88.83(0.47)	11.84(0.25)
6.6	77.18(0.43)	10.52(0.23)
7.1	65.16(0.40)	8.28(0.22)
7.6	57.32(0.37)	7.45(0.20)
8.1	50.68(0.35)	7.07(0.18)
A ₀ (E)	25700(3600)	3200(460)

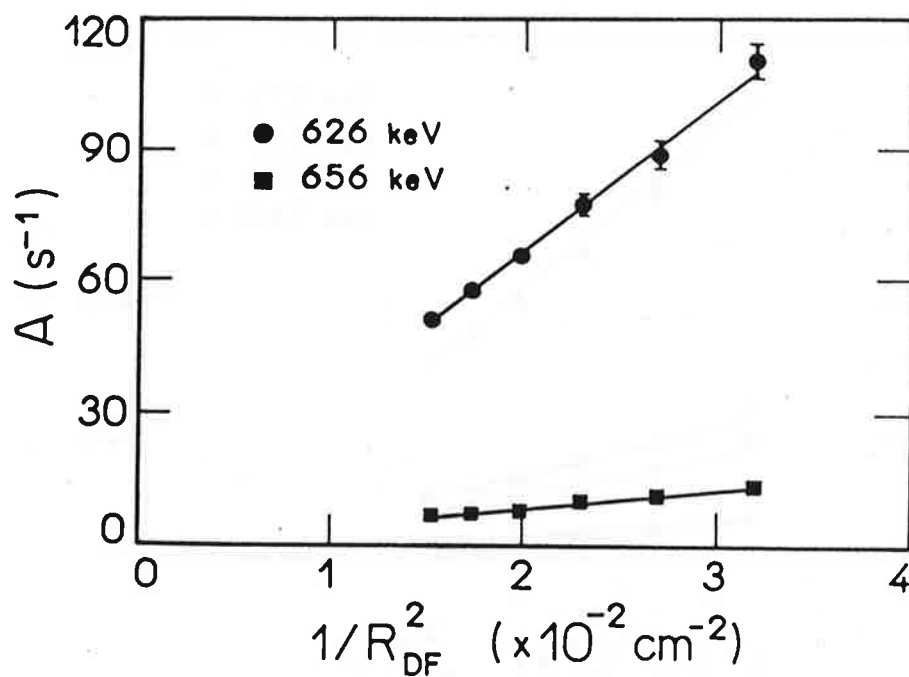


Figura 6.5. Dados experimentais e retas ajustadas para a atividade do ^{137}Cs nas energias consideradas (v. Tab. 6.2).

Tabela 6.3. Atividade das principais linhas do ^{207}Bi . Entre parêntesis, as incertezas associadas às medidas (v. Fig. 6.6).

R _{DF} (cm)	A(E,R _{DF}) (s ⁻¹)			
	E = 479 keV	E = 553 keV	E = 973 keV	E = 1047 keV
5.6	22.51(0.20)	8.23(0.16)	94.99(0.30)	29.91(0.18)
6.1	17.10(0.17)	5.99(0.14)	70.16(0.26)	22.34(0.15)
6.6	13.99(0.16)	4.80(0.13)	58.58(0.24)	18.40(0.14)
7.1	11.33(0.15)	4.21(0.12)	48.70(0.22)	15.40(0.13)
7.6	10.05(0.14)	3.14(0.11)	43.14(0.21)	13.88(0.12)
8.1	8.97(0.13)	3.57(0.10)	38.26(0.19)	12.00(0.11)
A ₀ (E)	5570(780)	2400(360)	22600(3100)	7150(1000)

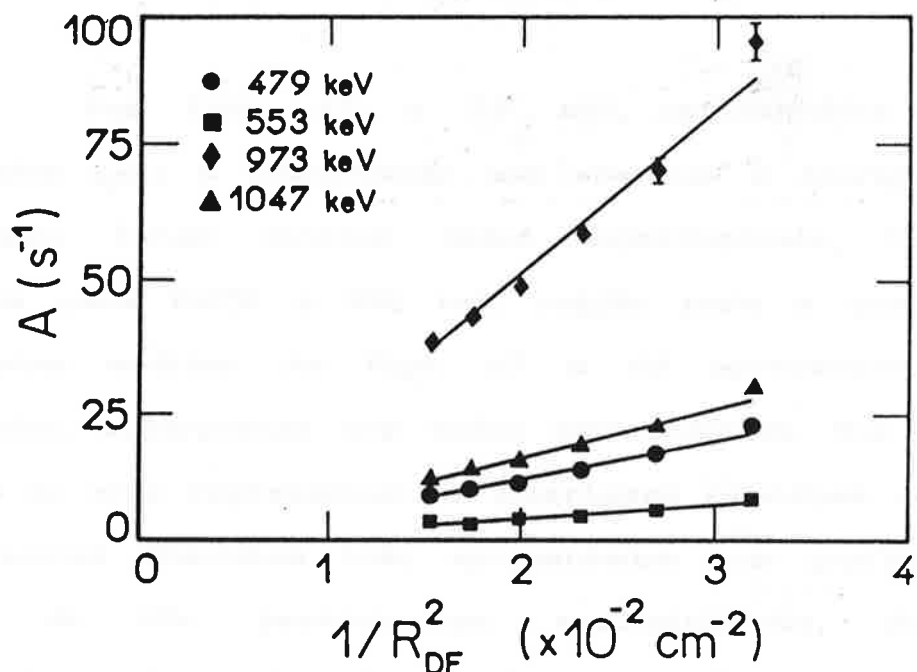


Figura 6.6. Dados experimentais e retas ajustadas para a atividade do ^{207}Bi nas energias consideradas (v. Tab. 6.3).

6.2. Transmissão das Configurações

A partir de $A_0(E)$ e $A(E,C)$ obtém-se, com a Eq. 5.1, a transmissão para as energias e configurações estudadas. Os resultados são apresentados nas Tabs. 6.4 a 6.6. As incertezas são obtidas somando quadraticamente as contribuições das variáveis da Eq. 5.1. Eventuais falhas no alinhamento das peças que compõem o MO podem dar origem a incertezas sistemáticas que não foram levadas em conta no presente cálculo. No entanto, espera-se que sejam pequenas, já que todos os componentes foram projetados de modo a minimizar este tipo de problema.

Nas Tabs. 6.7 a 6.9 são apresentados os valores calculados para a transmissão nas energias e configurações para as quais foram obtidos dados experimentais. Incluem ainda cálculos para $E=750$ e 850 keV, região para a qual não foram realizadas medidas. As Figs. 6.7 a 6.9 apresentam as curvas calculadas, superpostas aos dados experimentais. Nos gráficos, as barras de erro representam as incertezas relativas. As incertezas nos valores absolutos (não apresentadas nos gráficos), são da ordem de 15%, provenientes, essencialmente, da incerteza associada ao fator de retroespalhamento $\eta(E,\chi)$ e do parâmetro ϵ (Eq. 4.17), utilizado na busca de ϕ_1 e ϕ_2 através do cálculo das trajetórias.

Tabela 6.4. Transmissão experimental (T_e) para $R_f = 3.7$ cm. Números entre parênteses indicam incertezas.

E	$T_e(E,C)$ (%)			
	$R_D = 1.9$ cm	$R_D = 2.4$ cm	$R_D = 2.9$ cm	$R_D = 3.4$ cm
265	0.16 (0.02)	0.21 (0.04)	0.15 (0.03)	0.10 (0.02)
319	0.47 (0.06)	0.48 (0.08)	0.35 (0.06)	0.26 (0.04)
346	0.82 (0.11)	1.03 (0.18)	0.62 (0.11)	0.43 (0.07)
479	0.82 (0.12)	1.33 (0.23)	1.35 (0.23)	1.25 (0.20)
553	0.69 (0.10)	1.19 (0.22)	1.62 (0.29)	1.71 (0.28)
626	0.73 (0.10)	1.15 (0.21)	1.64 (0.28)	1.82 (0.28)
656	0.60 (0.09)	1.00 (0.18)	1.43 (0.25)	1.68 (0.27)
973	0.08 (0.01)	0.16 (0.03)	0.35 (0.06)	0.38 (0.06)
1047	0.05 (0.01)	0.10 (0.02)	0.24 (0.04)	0.26 (0.04)

Tabela 6.5. Transmissão experimental (T_e) para $R_F = 4.2$ cm. Números entre parênteses indicam incertezas.

E	$T_e(E,C)$ (%)			
	$R_D = 1.9$ cm	$R_D = 2.4$ cm	$R_D = 2.9$ cm	$R_D = 3.4$ cm
265	0.10 (0.01)	0.16 (0.03)	0.11 (0.02)	0.06 (0.01)
319	0.30 (0.04)	0.29 (0.05)	0.27 (0.05)	0.20 (0.03)
346	0.53 (0.07)	0.49 (0.08)	0.42 (0.07)	0.37 (0.06)
479	0.80 (0.11)	1.11 (0.19)	1.01 (0.18)	0.74 (0.12)
553	0.76 (0.11)	1.23 (0.22)	1.48 (0.27)	1.25 (0.21)
626	0.83 (0.12)	1.29 (0.22)	1.60 (0.28)	1.61 (0.25)
656	0.76 (0.11)	1.17 (0.21)	1.50 (0.26)	1.67 (0.27)
973	0.29 (0.04)	0.50 (0.09)	0.72 (0.12)	0.97 (0.15)
1047	0.22 (0.03)	0.39 (0.07)	0.59 (0.10)	0.80 (0.13)

Tabela 6.6. Transmissão experimental (T_e) para $R_f = 4.7$ cm. Números entre parênteses indicam incertezas.

E	$T_e(E,C)$ (%)			
	$R_D = 1.9$ cm	$R_D = 2.4$ cm	$R_D = 2.9$ cm	$R_D = 3.4$ cm
265	0.07 (0.01)	0.12 (0.02)	0.08 (0.01)	0.06 (0.01)
319	0.19 (0.03)	0.22 (0.04)	0.19 (0.03)	0.14 (0.02)
346	0.32 (0.04)	0.36 (0.06)	0.29 (0.05)	0.22 (0.03)
479	0.65 (0.09)	0.78 (0.13)	0.63 (0.11)	0.48 (0.08)
553	0.69 (0.10)	1.08 (0.20)	1.05 (0.19)	0.89 (0.15)
626	0.73 (0.10)	1.20 (0.21)	1.35 (0.23)	1.20 (0.19)
656	0.68 (0.10)	1.14 (0.20)	1.50 (0.26)	1.31 (0.21)
973	0.36 (0.05)	0.60 (0.10)	0.84 (0.14)	1.05 (0.16)
1047	0.30 (0.04)	0.51 (0.09)	0.74 (0.13)	0.92 (0.14)

Tabela 6.7. Transmissão calculada (T_0) para $R_r = 3.7$ cm.

E	$T_0(E,C)$ (%)			
	$R_D = 1.9$ cm	$R_D = 2.4$ cm	$R_D = 2.9$ cm	$R_D = 3.4$ cm
265	0.22	0.27	0.28	0.23
319	0.56	0.53	0.72	0.45
346	0.78	0.69	0.65	0.57
479	1.22	1.77	1.53	1.30
553	1.21	1.92	1.93	1.71
626	1.26	1.92	2.14	1.97
656	1.27	1.90	2.32	2.07
750	1.20	1.83	2.45	2.29
850	1.14	1.69	2.26	2.50
973	0.67	1.22	1.64	2.01
1047	0.54	1.01	1.44	1.84

Tabela 6.8. Transmissão calculada (T_c) para $R_f = 4.2$ cm.

E	$T_c(E,C)$ (%)			
	$R_D = 1.9$ cm	$R_D = 2.4$ cm	$R_D = 2.9$ cm	$R_D = 3.4$ cm
265	0.14	0.19	0.21	0.17
319	0.35	0.35	0.38	0.33
346	0.49	0.47	0.45	0.41
479	0.89	1.13	1.04	0.90
553	1.00	1.56	1.33	1.20
626	0.98	1.53	1.61	1.47
656	0.97	1.54	1.74	1.55
750	0.95	1.40	2.04	1.76
850	0.93	1.42	1.85	1.96
973	0.77	1.23	1.64	1.97
1047	0.82	1.22	1.59	1.96

Tabela 6.9. Transmissão calculada (T_c) para $R_F = 4.7$ cm.

E	$T_c(E,C)$ (%)			
	$R_D = 1.9$ cm	$R_D = 2.4$ cm	$R_D = 2.9$ cm	$R_D = 3.4$ cm
265	0.10	0.14	0.15	0.12
319	0.24	0.27	0.27	0.24
346	0.33	0.33	0.27	0.30
479	0.69	0.84	0.73	0.65
553	0.74	1.14	0.98	0.86
626	0.77	1.22	1.21	1.11
656	0.79	1.24	1.31	1.10
750	0.76	1.22	1.55	1.41
850	0.77	1.18	1.54	1.46
973	0.72	1.09	1.61	1.66
1047	0.71	1.02	1.37	1.66

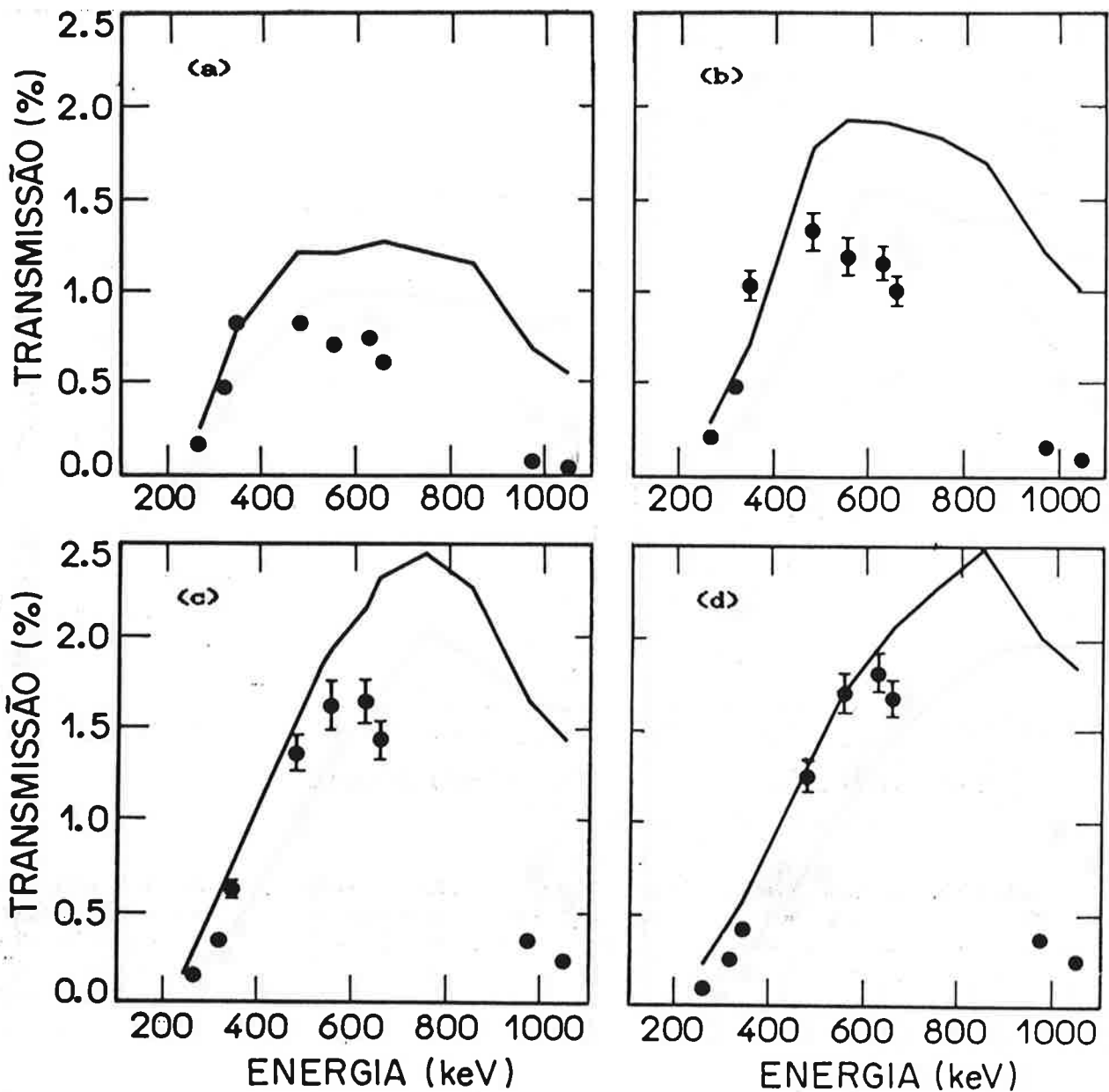


Figura 6.7. Comparação entre os resultados experimentais e calculados para a transmissão do MO, para $R_f = 3.7$ cm. (a) $R_p = 1.9$; (b) $R_p = 2.4$; (c) $R_p = 2.9$ e (d) $R_p = 3.4$ cm. As incertezas nos valores absolutos são da ordem de 15%. As curvas não são lisas porque os pontos calculados estão ligados por retas.

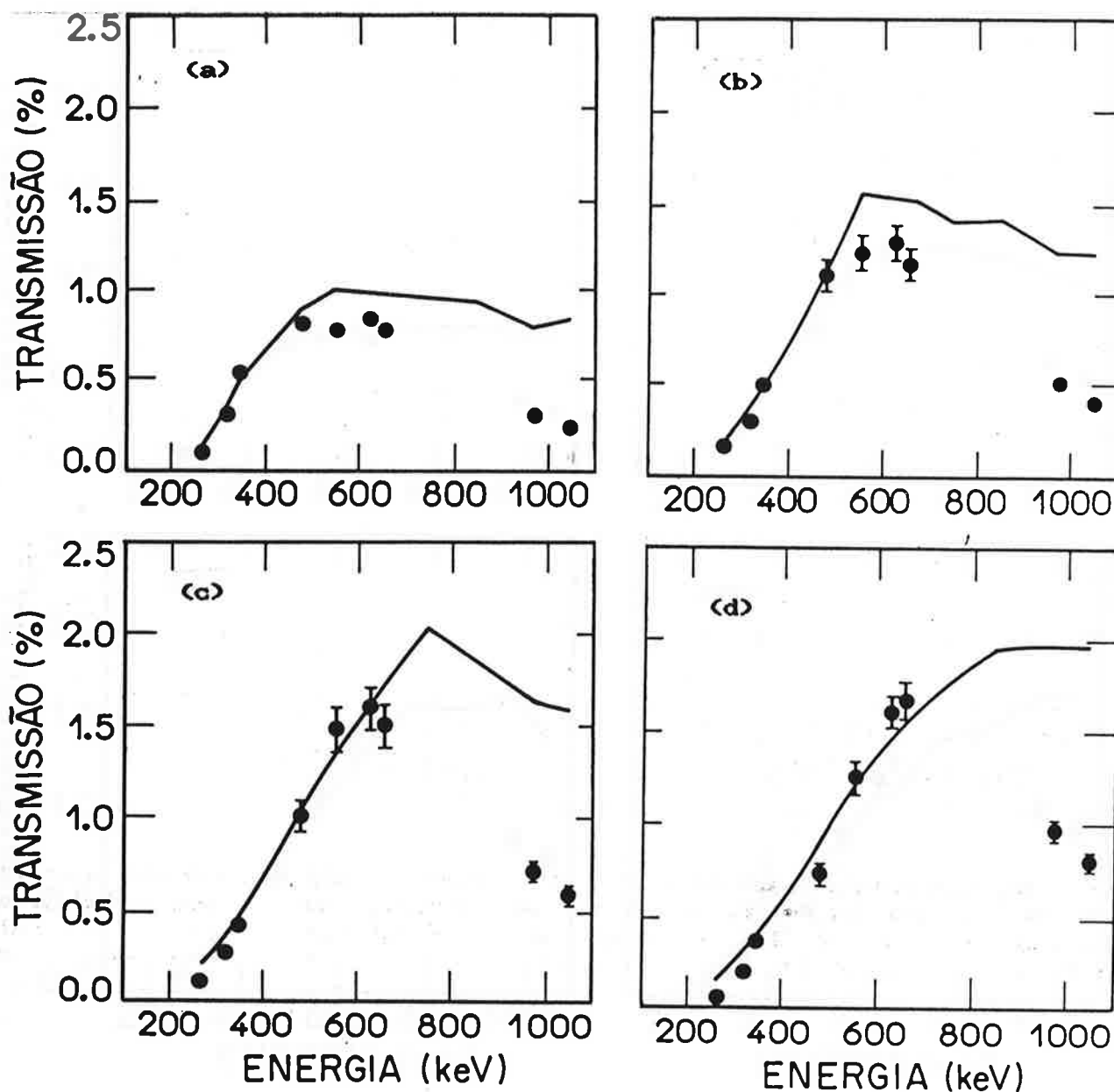


Figura 6.8. Comparação entre os resultados experimentais e calculados para a transmissão do MO, para $R_r = 4.2$ cm. (a) $R_D = 1.9$; (b) $R_D = 2.4$; (c) $R_D = 2.9$ e (d) $R_D = 3.4$ cm. As incertezas nos valores absolutos são da ordem de 15%. As curvas não são lisas porque os pontos calculados estão ligados por retas.

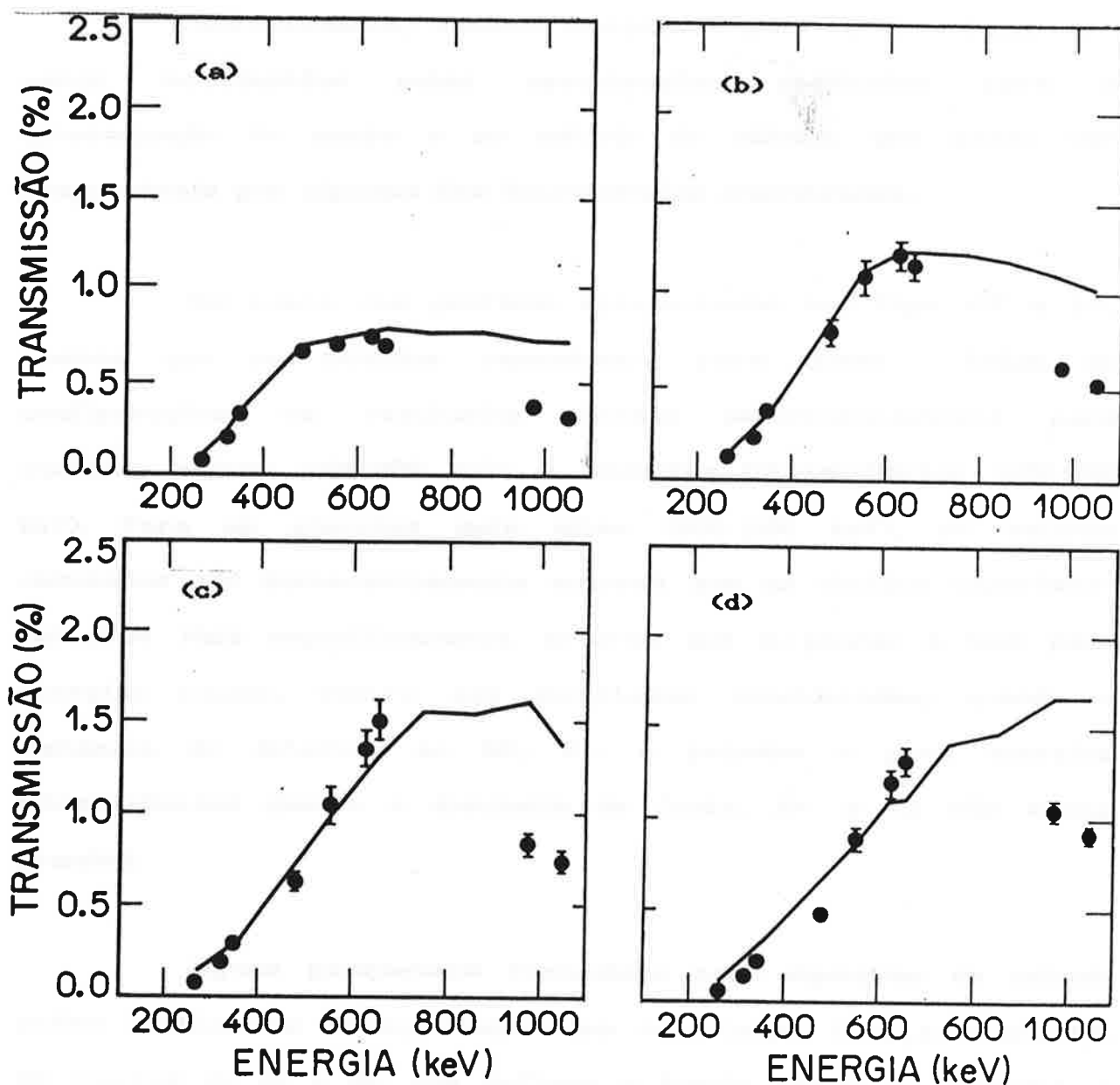


Figura 6.9. Comparação entre os resultados experimentais e calculados para a transmissão do MO, para $R_f = 4.7$ cm. (a) $R_D = 1.9$; (b) $R_D = 2.4$; (c) $R_D = 2.9$ e (d) $R_D = 3.4$ cm. As incertezas nos valores absolutos são da ordem de 15%. As curvas não são lisas porque os pontos calculados estão ligados por retas.

Indiretamente, também contribuem para as incertezas os erros introduzidos pelas aproximações realizadas para a determinação do campo e no método de cálculo, que podem ser responsáveis por algumas das discrepâncias encontradas.

Um exame dos gráficos apresentados nas Figs. 6.7 a 6.9, mostra que os cálculos reproduzem, para quase todas as configurações, os resultados obtidos experimentalmente para energias baixas (200-350 keV) e energias intermediárias (350-700 keV). Para as energias mais altas (900-1100 keV), os valores calculados são sistematicamente maiores que os obtidos experimentalmente. Mais especificamente, nota-se que o acordo é bom para energias baixas, dentro das incertezas consideradas, quando a distância do detector ao MO, R_D , é pequena e para energias intermediárias quando a distância da fonte, R_F , e R_D são ambas grandes.

Alguns parâmetros fornecidos pelo algoritmo de cálculo podem auxiliar na interpretação dos resultados. São, basicamente, os valores de ϕ_1 e ϕ_2 , que definem o ângulo sólido do sistema, e as condições de fim de trajetória, que representam as causas da interrupção das trajetórias de elétrons emitidos a ângulos levemente inferiores a ϕ_1 ou superiores a ϕ_2 (Entre ϕ_1 e ϕ_2 sabe-se que os elétrons atingem o detector).

Os valores de ϕ_1 e ϕ_2 encontrados no cálculo da transmissão para todas as energias e configurações estudadas apresentam, essencialmente, o comportamento esperado para o sistema: para todas as configurações, os valores de ϕ_1 e ϕ_2 diminuem à medida que a energia dos elétrons e/ou R_D e R_F aumentam. Para energias baixas e R_D pequeno, ϕ_1 cresce de 44° a 47° à medida que R_F aumenta, e para R_D grande, de 34° a 36° . Em ambos os casos, os intervalos angulares $\Delta\phi$ são da ordem de 1° . Para energias mais altas, $\phi_1 \cong 23^\circ$, para R_F pequeno e 18° para R_F grande. Os intervalos $\Delta\phi$ aumentam de 3° a 8° à medida que R_D cresce.

Este comportamento, se associado às características do campo calculado através da solução analítica (Capítulo 3), pode explicar, em parte, os resultados para as energias mais altas. Nestes casos, os elétrons percorrem regiões próximas ao absorvedor central de chumbo, onde o campo calculado é maior do que o campo medido (Fig. 3.4), principalmente para a parte posterior do MO ($z > 0$). Desse modo, para o campo "real" do MO o limite superior ϕ_2 deve ser menor do que o encontrado nos cálculos, proporcionando uma transmissão menor do que a efetivamente calculada.

Outra contribuição que pode ser relevante nestas regiões é o efeito das componentes não polares do campo, não consideradas nos cálculos. Por apresentarem maior intensidade nos

cantos dos ímãs, podem defletir os elétrons em direção às faces dos mesmos, implicando numa redução da transmissão.

Nas baixas energias, como os intervalos angulares são estreitos, pequenas variações em ϕ_1 e ϕ_2 podem alterar significativamente a transmissão calculada. Apesar da varredura em ϕ , nestas regiões, ser feita em passos mais finos, começam a aparecer problemas devido às condições de contorno geométricas do sistema (Capítulo 4), que podem ser analisados a partir das condições de fim de trajetória.

Para os casos em que o acordo não é tão bom (R_D grande), o limite superior ϕ_2 separa a região em que os elétrons atingem o detector da região em que passam a atingir o anel de suporte dos ímãs. (Uma conclusão imediata é que a área do detector, nestes casos, não é totalmente aproveitada e a transmissão poderia ser eventualmente maior se o diâmetro do anel de suporte dos ímãs fosse um pouco maior.) As discrepâncias entre os cálculos e as medidas podem estar relacionadas à sensibilidade destas configurações a eventuais problemas no alinhamento e nas dimensões do anel. Diferenças de aproximadamente 0.1° no valor de ϕ_2 acarretariam alterações da ordem de 10% no valor da transmissão. Para os casos em que o acordo é bom (R_D pequeno), ϕ_2 separa a região em que os elétrons atingem o detector da região em que passam ao redor deste, proporcionando um aproveitamento máximo de sua área e minimizando os problemas com o alinhamento

do sistema.

Para R_f pequeno, onde o acordo não é tão bom para quase todas as energias, a dimensão finita da fonte, que nos cálculos foi considerada pontual, pode ter um papel relevante. A medida que R_f cresce, a aproximação é mais realista, o que se reflete nos resultados.

Para as energias mais altas, ϕ_1 separa a região para a qual os elétrons atingem o absorvedor central da região em que passam a atingir o detector. O absorvedor é o componente do sistema mais sujeito a problemas de alinhamento, já que sua posição é definida pela disposição dos ímãs e a precisão na confecção da peça. Pequenos desvios da posição correta podem acarretar variações significativas no intervalo angular $\Delta\phi$, com efeitos sobre a transmissão do sistema.

Do ponto de vista do desenvolvimento de instrumentação para Física Nuclear, o sistema que descrevemos no presente trabalho é de concepção relativamente recente, cujas características e potencialidades ainda estão sendo estudadas, e que têm encontrado um número cada vez maior de aplicações.

A realização do projeto e a construção de sistemas deste tipo permitiu um entendimento mais profundo de suas principais características, e de muitos aspectos envolvidos na pesquisa em Física Nuclear Experimental. Delimitar os problemas e buscar os caminhos para resolvê-los constituem vivências essenciais para a formação de um pesquisador. O "know-how" assim obtido pode ser empregado para o desenvolvimento de equipamentos semelhantes, com maior facilidade, em tempos menores, e com características adequadas a necessidades mais específicas.

Devido ao elevado número de parâmetros do sistema e da sensibilidade da transmissão às variações destes, é interessante a elaboração de métodos de cálculo que permitam estimar da melhor maneira possível a transmissão de espectrômetros MO's, nas mais variadas configurações. São ferramentas poderosas para auxiliar a busca de configurações que otimizem a transmissão em função de

algum parâmetro de interesse.

O método de cálculo proposto neste trabalho é bastante geral, e apresenta excelentes resultados se comparado a outros métodos utilizados para o tratamento de sistemas compostos por ímãs planos. Possui muitos aspectos a serem explorados, numa eventual continuidade do projeto de pesquisa. Diferentes esquemas das partições, cálculos que considerem as três componentes do campo do MO, descrições mais detalhadas da geometria do sistema, cálculos que tratem o problema da extensão finita da fonte, etc., são características que podem ser incorporadas no algoritmo de cálculo. Tais desenvolvimentos, no entanto, aumentam muito o tempo de cálculo necessário para a obtenção de uma curva de transmissão, e ficam, assim, restritos à utilização de computadores mais rápidos.

A transmissão para diversos valores dos parâmetros do sistema foi investigada experimentalmente. As funções de transmissão determinadas podem ser utilizadas para a redução e análise de dados adquiridos em experiências que utilizem o MO com uma das configurações estudadas. Também podem servir de referência para a escolha de outras configurações que otimizem a transmissão para as energias de interesse num particular experimento.

Uma colaboração com grupo de pesquisa do Depto. de

Considerações finais

Física Experimental do IFUSP já foi estabelecida para utilizar o "Mini-Orange" desenvolvido (ou outro projetado a partir da experiência adquirida neste trabalho), associado a sistemas de detecção γ , para a determinação dos coeficientes de conversão para fontes radioativas. Também considera-se a possibilidade da utilização do instrumento em experiências no exterior, na linha de pesquisa já citada anteriormente (Sa86, Me89).

A. Integração das Equações de Campo

A partir da equação 2.11:

$$\vec{B}(x,y,z) = \frac{M_0}{c} \int_{-l}^{+l} dx' \int_{-a}^{+a} dy' \frac{(x-x')\hat{i} + (y-y')\hat{j} + (z-z')\hat{k}}{[(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2]^{3/2}}$$

realizando as seguintes transformações de coordenadas:

$$x'' = x-x' \quad \rightarrow \quad dx'' = -dx'$$

$$y'' = y-y' \quad \rightarrow \quad dy'' = -dy'$$

$$z'' = -z' \quad \rightarrow \quad dz'' = -dz'$$

obtem-se:

$$B(x,y,z) = \frac{M_0}{c} \int_{(x-l)}^{(x+l)} dx'' \int_{(y-a)}^{(y+a)} dy'' \frac{x''\hat{i} + y''\hat{j} + z''\hat{k}}{[x''^2 + y''^2 + z''^2]^{3/2}}$$

Separando a integral nas suas componentes cartesianas:

$$I. \quad B_x(x,y,z) = \frac{M_0}{c} \int_{(x-l)}^{(x+l)} dx'' \int_{(y-a)}^{(y+a)} dy'' \frac{x''}{[x''^2 + y''^2 + z''^2]^{3/2}}$$

$$II. \quad B_y(x,y,z) = \frac{M_0}{c} \int_{(x-l)}^{(x+l)} dx'' \int_{(y-a)}^{(y+a)} dy'' \frac{y''}{[x''^2 + y''^2 + z''^2]^{3/2}}$$

$$\text{III. } B_z(x,y,z) = \frac{M_0}{c} \int_{(x-l)}^{(x+l)} dx'' \int_{(y-a)}^{(y+a)} dy'' \frac{z''}{[x''^2 + y''^2 + z''^2]^{3/2}}$$

Para a integração I procede-se:

$$B_x(x,y,z) = \frac{M_0}{c} \int dx'' x'' \int dy'' \frac{1}{[x''^2 + y''^2 + z''^2]^{3/2}}$$

usando a integral tabelada $\int \frac{1}{[u^2 + a^2]^{3/2}} = \frac{u}{a^2 [u^2 + a^2]^{1/2}}$:

$$= \frac{M_0}{c} \int dx'' x'' \left[\frac{y''}{(x''^2 + z''^2) [x''^2 + y''^2 + z''^2]^{1/2}} \right]$$

Fazendo a substituição: $x''^2 + z''^2 = u^2 \rightarrow dx'' = \frac{u}{x''} du$:

$$= \frac{M_0 y''}{c} \int \frac{du}{u [u^2 + y''^2]^{1/2}}$$

tabelada: $\int \frac{du}{u [u^2 + a^2]^{1/2}} = -\frac{1}{a} \ln \left(\frac{a + [u^2 + a^2]^{1/2}}{u} \right)$

$$= -\frac{M_0}{c} \ln \frac{y'' + [x''^2 + y''^2 + z''^2]^{1/2}}{[x''^2 + z''^2]^{1/2}} \Bigg|_{(y+a)}^{(y-a)} \Bigg|_{(x-l)}^{(x+l)}$$

onde os limites de integração são explicitados. Utilizando propriedades básicas dos logaritmos, chega-se facilmente à expressão 2.12a. A integral II é inteiramente análoga, e substituindo-se $x \leftrightarrow y$, obtém-se a Eq. 2.12b.



Para a integral III, o processo é o mesmo até a primeira integração:

$$B_z(x,y,z) = \frac{M_0}{c} z'' y'' \int dx'' \left[\frac{1}{(x''^2 + z''^2) [x''^2 + y''^2 + z''^2]^{1/2}} \right]$$

de onde prossegue-se fazendo a substituição: $R = x''^2 + y''^2 + z''^2$

$$= \frac{M_0}{c} z'' y'' \int dx'' \frac{1}{(R - y''^2) R^{1/2}}$$

que é uma integral tabelada: $\int \frac{du}{(R+p) R^{1/2}} = \int \frac{dv}{p+a-pv^2}$,

onde $v = \frac{x''}{R^{1/2}}$ e $R = x''^2 + a$. Fazendo $p = -y''^2$ e $a = y''^2 + z''^2$:

$$= \frac{M_0}{c} z'' y'' \int \frac{dv}{z''^2 + y''^2 v^2}, \text{ reescrita como}$$

$$= \frac{M_0}{c} z'' y'' \frac{1}{y''^2} \int \frac{dv}{v^2 + t^2}, \text{ onde } t^2 = \frac{z''^2}{y''^2}$$

com a integral tabelada: $\int \frac{dv}{v^2 + t^2} = \frac{1}{t} \arctan \left(\frac{v}{t} \right)$, levando finalmente a

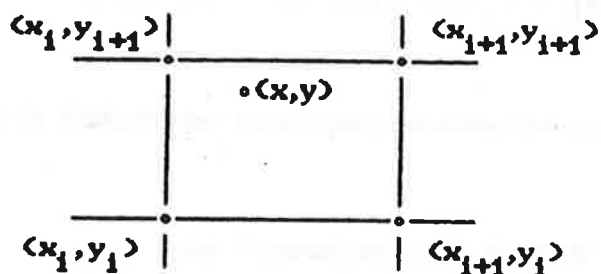
$$B_z(x,y,z) = \frac{M_0}{c} \arctan \left[\frac{x'' \cdot y''}{z'' [x''^2 + y''^2 + z''^2]^{1/2}} \right] \Bigg|_{(y+a)(x-l)}^{(y+a)(x+l)}$$

que, substituindo-se os limites, leva à equação 3.12c.

B. Interpolação Bilinear

Trata-se do mais simples método de interpolação (Pr86) e aplica-se muito bem a casos em que a derivada da função é pequena na região de interpolação, como é o caso do campo magnético utilizado neste trabalho.

Os valores conhecidos da função correspondem aos nós de uma rede bidimensional. O valor da função num ponto arbitrário é calculado através da "média" dos valores conhecidos para os nós que delimitam a célula em que se encontra, "ponderada" pelo produto das distâncias (áreas) que separam estes daquele.



$B(x_1, y_1)$
 $B(x_1, y_{1+1})$
 $B(x_{1+1}, y_1)$
 $B(x_{1+1}, y_{1+1})$

Valores conhecidos,
 calculados previamente.

$$p = \frac{(x - x_1)}{(x_{1+1} - x_1)}$$

$$q = \frac{(y - y_1)}{(y_{1+1} - y_1)}$$

$$B(x, y) = (1-p) \cdot (1-q) \cdot B(x_1, y_1) + p \cdot (1-q) \cdot B(x_{1+1}, y_1) + (1-p) \cdot q \cdot B(x_1, y_{1+1}) + p \cdot q \cdot B(x_{1+1}, y_{1+1}).$$

C. O Retroespalhamento no Detector

As informações contidas nesta seção foram extraídas de um artigo de Kuzminikh & Vorobiev (Ku75). Para outras abordagens, v. Wa68 e Re66.

O retroespalhamento (*backscattering*) de elétrons de energia E , incidentes num material de número atômico Z , a um ângulo χ com a normal à superfície, pode ser descrito pela relação (empírica):

$$\eta(Z, E, \chi) = C \cdot \chi^D + \eta(Z, E, 0) \quad (C.1)$$

onde:

$$\eta(Z, T, 0) = b_1 \cdot \exp(-b_2 Z^{-b_3}) \cdot \left[1 + (b_4 + b_5 \cdot Z^{-b_6}) \cdot T^{(b_7 - b_8/Z)} \right]^{-1}$$

é o fator de retroespalhamento para incidência normal.

As "constantes" C e D têm diferentes valores em função da energia consideradas, que são apresentados na Tab. C.1. Os valores para b_i são apresentados na Tab. C.2 e um gráfico do retroespalhamento de elétrons no Silício, em função do ângulo de incidência (em relação à normal), para $E=500$ keV e $E=1000$ keV, é apresentado na Fig. C.1.

Tabela C.1. Constantes C e D (Eq. C.1) para elementos com Z próximo ao do Silício, para diferentes energias.

E	500	1000	2000
C	0.209	0.178	0.198
D	2.159	1.980	2.285

Tabela C.2. Constantes b_i para a função de retroespalhamento dos elétrons.

1	2	3	4	5	6	7	8
0.94	9.09	0.61	0.01	14.0	1.54	1.64	5.31

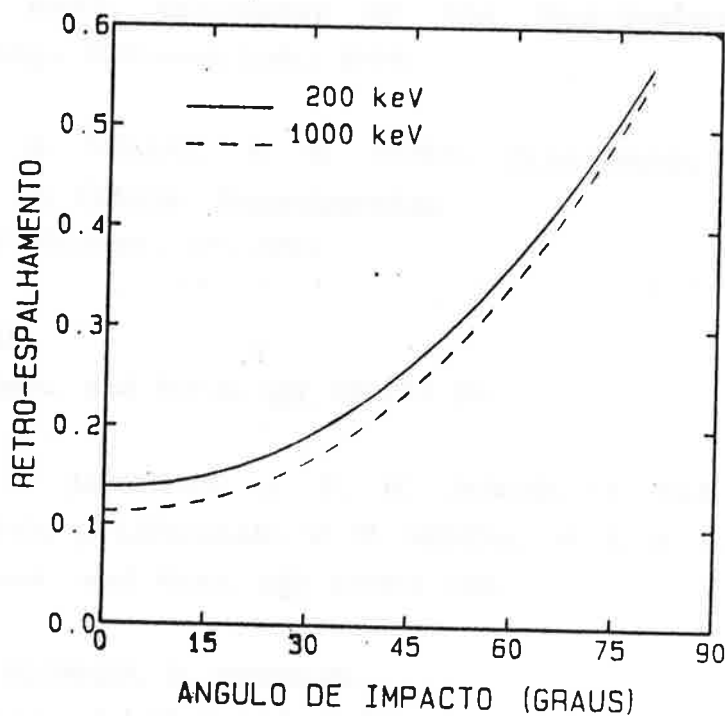


Figura C.1. Retroespalhamento de elétrons no Silício, em função do ângulo de incidência, para E=200 keV e E=1000 keV.

REFERÊNCIAS

- D184 - O. DIETZSCH, J. X. SALADIN.
Comunicação particular.
- Dr89 - DRESEL, W. ELZE, R. PECKHAUS.
Nucl. Inst. and Meth. A275 (1989) 301.
- Fa83 - H. R. FAUST.
Nucl. Inst. and Meth. 213 (1983) 277.
- Fa85 - K. FARZIN, K. UEBELGUNN, H. VON BUTTLAR.
Nucl. Inst. and Meth. A240 (1985) 329.
- Ha84 - T. L. HART, Efficiency of the Mini-Orange Spectrometer.
Oak Ridge National Lab., 1984.
- He81 - O. A. M. HELENE, V. R. VANIN, Tratamento Estatístico de Dados em Física Experimental.
Edgard Blucher, SP, 1981.
- Is75 - M. ISHII.
Nucl. Inst. and Meth. 127 (1975) 53.
- Ja81 - R. V. F. JANSSENS, J. F. W. JANSEN, J. VAN KLINKEN, S. P. STEENDAN, J. LUKASIAK, W. Z. VENEMA, W. E. M. P. E. WEMPE.
Nucl. Inst. and Meth. 187 (1981) 635.
- KI72 - J. VAN KLINKEN, K. WISSHAK.
Nucl. Inst. and Meth. 98 (1972) 01.

Referências

- KI75 - J. VAN KLINKEN, S. J. FEENSTRA, K. WISSHAK, H. FAUST
Nucl. Inst. and Meth. 130 (1975) 427.
- KI78 - J. VAN KLINKEN, S. J. FEENSTRA, G. DUMONT.
Nucl. Inst. and Meth. 151 (1978) 433.
- KI90 - J. VAN KLINKEN, W. Z. VENEMA, V. A. WICHERS.
Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res. A286 (1990) 202.
- Kn79 - G. F. KNOLL, Radiation Detection and Measurement.
John Wiley & Sons, 1979.
- Ku75 - V. A. KUZMINIKH, S. A. VOROBIEV.
Nucl. Inst. and Meth. 129 (1975) 561.
- Ku86 - C.C. KUO, Design of Mini-Orange Spectrometers and their Application to Nuclear Structure Studies, Ph.D. thesis.
University of Pittsburgh, 1986.
- Ma69 - P. MARMIER, E. SHELDON, Physics of Nuclei and Particles.
Academic Press, 1969.
- Me89 - M. METLAY, J. X. SALADIN, O. DIETZSCH, I. Y. LEE, C. BAKTASH.
Comunicação particular.
- Ne79 - W. NEUMANN, L. CLEEMANN, J. EBERTH, N. WIEHL, V. ZOBEL.
Nucl. Inst. and Meth. 164 (1979) 539.
- Pr86 - W. H. PRESS, B. P. FLANNERY, S. A. TEUKOLSKY, W. T. VETTERLING. Numerical Recipes.
Cambridge University Press, 1986.

Referências

- Ra66 - B. N. S. RAO.
Nucl. Inst. and Meth. 44 (1966) 155.
- Re66 - D. H. RESTER, W. J. RAINWATER JR.
Nucl. Inst. and Meth. 41 (1966) 51.
- Re79 - J. R. REITZ, F. J. MILFORD, R. W. CHRISTY, Fundamentals of the Eletromagnetic Theory.
Adson-Wesley, 1979.
- Sa86 - J. X. SALADIN, O. DIETZSCH, C. Y. CHEN, I. Y. LEE, C. BAKTASH, N. JOHNSON, M. HALBERT.
Bull. Am. Phys. Soc. 31, 1212 (1986).
- Sh86 - V. S. SHIRLEY (Ed.), Table of Radioactive Isotopes.
John Wiley & Sons, 1986.
- Wa68 - M. WALDSCHMIDT, S. WITTIG.
Nucl. Inst. and Meth. 64 (1968) 189.
- Wi86 - N. WIRTH, Algorithms & Data Structures.
Prentice-Hall, 1986.
- Wu88 - Y. WU, T. P. ARMSTRONG.
Nucl. Inst. and Meth. A265 (1988) 561.