

Construção de um Sistema de Transporte e Focalização de Feixes de íons para o Ciclotron CV-28 do IEN/Rio*

HANS E. WOLF**, JURGEN EICHLER**, SOLANGE DE BARROS*, e LUIS FELIPPE VILLARES PAIVA

Departamento de Física Nuclear do Instituto de Física da Universidade Federal do Rio de Janeiro, Caixa Postal 68.528, CEP21.491, Rio de Janeiro, RJ, Brasil

Recebido em 23/7/82

A detailed description of a system of magnetic lenses designed to transport the charged beam of the variable energy, model CV-28 cyclotron of the Instituto de Energia Nuclear is presented. The beam is transported from a switching magnet to a large experiment room.

Apresenta-se uma descrição detalhada de um sistema de lentes magnéticas para transportar o feixe de partículas carregadas do ciclotron de energia variável modelo CV-28 do Instituto de Engenharia Nuclear. O transporte se faz a partir de um ímã de distribuição, para uma grande sala de experiências.

1. INTRODUÇÃO: O CICLOTRON E AS CONDIÇÕES INICIAIS

O Instituto de Engenharia Nuclear (IEN) do Rio de Janeiro, possui um ciclotron de energia variável modelo CV-28 fabricado pela "The Cyclotron Corporation", Berkeley, California. O presente trabalho apresenta uma descrição detalhada de um sistema de lentes magnéticas para transportar o feixe de partículas carregadas deste acelerador. O transporte se faz a partir de um ímã de distribuição ("switching magnet"), lo-

* Projeto financiado pelo CNPq e FINEP.

** Bolsistas do CNPq

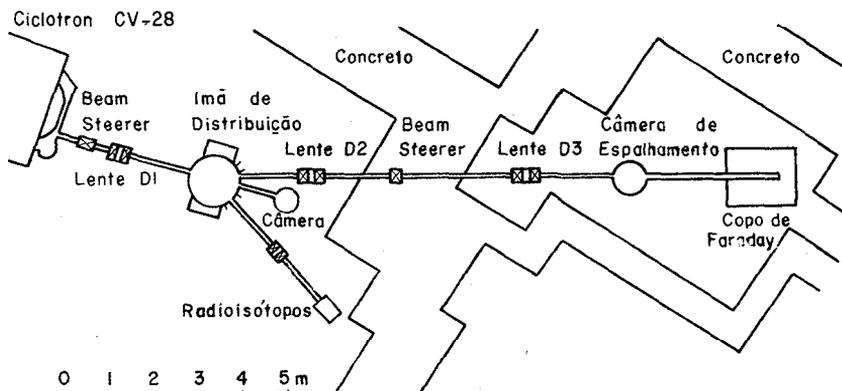


Fig.1.1 - Planta da área do ciclotron do IEN/Rio com o sistema de transporte de Feixe desenvolvido.

calizado a poucos metros do ciclotron, para uma grande sala de experi&-cias (fig. 1.1). Esta sala, separada da caverna do ciclotron por um muro de concreto de 3 m de espessura, torna possível experiências com baixo fundo radioativo. No final do sistema de transporte foi instalada uma câmara de vácuo (câmara de espalhamento), permitindo estudos experimentais que utilizem o feixe. Depois da passagem pela câmara, o feixe é absorvido num longo e bem blindado "copo de Faraday".

Como o dimensionamento do sistema de transporte é determinado pelas propriedades do acelerador, queremos enumerá-las sucintamente: o campo magnético máximo no centro do acelerador alcança 18.5 kG, o sistema de alta frequência trabalha na faixa de 6 a 26 MHz e o raio de extração do feixe é de 42 cm. Estes dados determinam a faixa de energia para os vários tipos de partículas carregadas conforme a tabela 1, com os valores garantidos pelo fabricante.

Tabela 1: Energias e correntes para vários íons leves do CV-28

<u>Partícula</u>	<u>Faixa de energia</u>	<u>Corrente externa</u>
P	2-24 MeV	70 μ A
d	3-14 MeV	100 μ A
$^3\text{He}^{++}$	5-36 MeV	70 μ A
$^4\text{He}^{++}$	6-28 MeV	50 μ A

Os íons são produzidos por uma fonte de íons tipo Penning. A pressão operacional na câmara do ciclotron é de 4×10^{-5} Torr. O feixe é extraído do ciclotron por um canal eletrostático. A emitância do feixe externo, definido como o produto de raio vezes divergências (existem outras definições) é de 18 mm-mrad.

Juntos com o Ciclotron foram adquiridos uma lente magnética quadrupolar dupla (designada D1 na planta da fig. 1.1) instalada a 200 cm da saída do ciclotron, um "beam steerer" (combinação de dois ímãs para produzir pequenas deflexões do feixe) e um ímã de distribuição com 7 saídas ($0^\circ, \pm 20^\circ, \pm 40^\circ, \pm 60^\circ$). Sob o ângulo de zero graus encontra-se instalada uma pequena câmara de espalhamento (ORTEC) e, sob $+40^\circ$ um sistema de produção de radioisótopos que conta com uma lente dupla adicional. Do outro lado foi instalado sob -20° o novo sistema descrito abaixo, e, sob -40° , um sistema de "He-Jet", para o estudo de estados isoméricos de vida curta (≈ 0.1 s), este último projetado pela equipe do Ciclotron.

2. A ÓTICA DE FEIXES DE PARTICULAS CARREGADAS /1/

2.1. Propriedades de feixes produzidos por aceleradores

Partículas carregadas são produzidas por fontes de íons e subsequentemente injetadas em um acelerador. O feixe primordial emerge da fonte de íons com uma certa divergência, e para mantê-lo durante todo o processo de aceleração dentro de limites estabelecidos pelo acelerador é preciso uma focalização contínua. Supomos que esta focalização possa ser descrita por uma força \vec{F} que atua no sentido de levar a partícula em fase de aceleração de volta à trajetória central.

Fazendo a direção de propagação do feixe (e com isto a trajetória ideal) coincidir com o eixo z , a força de focalização \vec{F} deve atuar perpendicularmente a este eixo. Se seu módulo $|\vec{F}|$ aumenta linearmente com o deslocamento da partícula da trajetória ideal (hipótese válida aproximadamente), a trajetória de uma partícula será uma senóide oscilando em volta do eixo z (fig. 2.1). Vamos denominar a amplitude de deslocamento máximo $X_0(Y_0)$ e a amplitude de divergência máxima $X'_0(Y'_0)$. Todas as partículas do feixe ocupam durante o processo de aceleração uma re-

gião no espaço de fase (com coordenadas x, x' e y, y') delimitada pelas elipses verticais.

$$\frac{x^2}{X_0^2} + \frac{x'^2}{X_0'^2} = 1 \quad \frac{y^2}{Y_0^2} + \frac{y'^2}{Y_0'^2} = 1 \quad (1)$$

Observamos como consequência imediata, que os ângulos de divergência θ_x e θ_y sob os quais as partículas emergem do acelerador não podem assumir valores quaisquer. Por exemplo, as partículas que na saída se encontram na borda do feixe ($x = X, y = Y_0$) possuem divergência zero. Generalizando, os ângulos de divergência são limitados por

$$0 < \theta_x < X_0' \sqrt{1 - \frac{x^2}{X_0^2}} \quad 0 < \theta_y < Y_0' \sqrt{1 - \frac{y^2}{Y_0^2}} \quad (2)$$

A fig. 2.1 esboça esta propriedade do feixe na saída do ciclotron

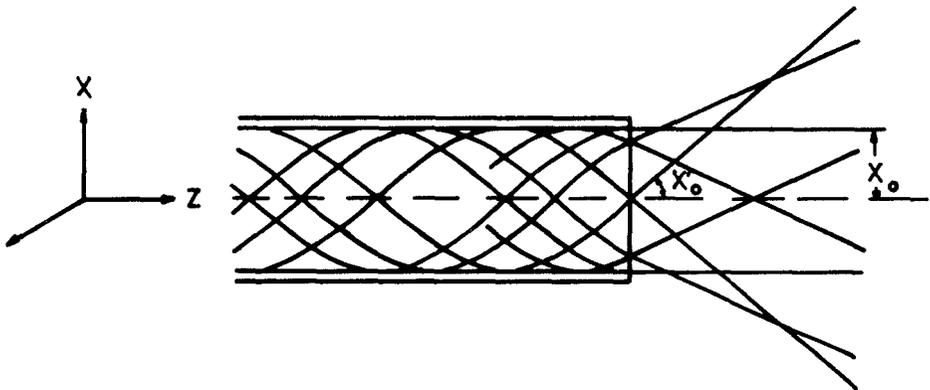


Fig.2.1 - Na saída do acelerador a divergência do feixe é máxima no centro e zero na borda.

A abordagem mostra, que um feixe de partícula produzido por um acelerador é completamente especificado pelo conjunto de valores X_0, X_0' , e Y_0, Y_0' . Os produtos $X_0 \cdot X_0'$ e $Y_0 \cdot Y_0'$ vamos chamar as emitâncias (horizontal e vertical) do feixe.

Propagação do feixe em um espaço livre de campos externos:

Uma vez fora do acelerador, as partículas do feixe se movem livremente e as trajetórias tornam-se retas. Este movimento linear deforma a elipse original conforme indica a fig. 2.2. Esta deformação corresponde a um alargamento do feixe que, depois de ter atravessado uma distância z (a partir da saída do acelerador), possui um raio de

$$r_x = X_0 \sqrt{1 + \frac{z^2 X_0'^2}{X_0^2}} \quad r_y = Y_0 \sqrt{1 + \frac{z^2 Y_0'^2}{Y_0^2}} \quad (3)$$

Os raios r_x e r_y (em função de z) definem a envolvente do feixe.

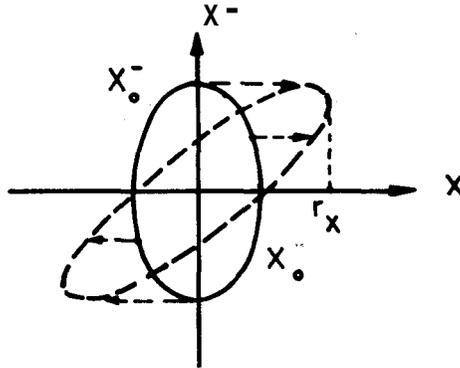


Fig.2.2 - Deformação do elipse no espaço de fase devido à propagação do feixe por um espaço livre de campos externos.

A deformação da elipse mantém inalterada a sua área. O mesmo fenômeno ocorre na passagem do feixe por lentes. Este fato é uma consequência geral do teorema de Liouville da mecânica clássica.

2.2. A lente magnética quadrupolar

O campo da lente magnética quadrupolar é produzido por um conjunto de quatro polos magnéticos. A forma geométrica das superfícies dos polos deve ser, no caso ideal, uma hipérbole como mostra a fig. 2.3. O material das peças polares deve ter a mais alta permeabilidade

possível, para garantir que a superfície polar sejam também uma superfície equipotencial do campo magnético. Um campo quadrupolar cujas superfícies equipotenciais possuem a forma de hipérbolas, dá origem a uma força focalizadora (ou desfocalizadora) que aumenta linearmente com a distância do centro da lente.

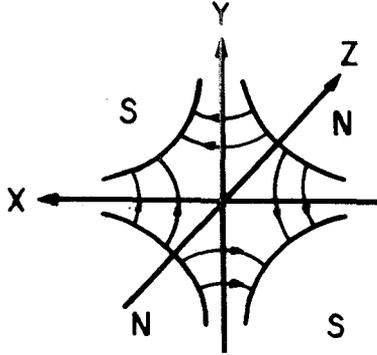


Fig.2.3 - Campo magnético hiperbólico de uma lente quadrupolar.

Pela fig. 2.3, temos no plano xz $B_Y = g \cdot x$, $B_x = 0$ e no plano yz $B_x = g \cdot y$, $B_y = 0$, onde o parâmetro g é o gradiente do campo magnético. Vamos considerar uma partícula com carga positiva entrando na lente no plano xz (plano horizontal). Esta partícula está sujeita a uma força

$$F_x = -q v_x \cdot B_Y = -q g v_z x^* \quad (4a)$$

A força está dirigida para o centro, portanto, tem efeito focalizador. Por outro lado, a força atuando sobre uma partícula entrando no plano yz (plano vertical) é

$$F_y = q g v_z y \quad (4b)$$

o que mostra o efeito desfocalizador no plano vertical. Concluimos que uma lente magnética quadrupolar produz focalização em um plano (aqui no plano horizontal) e desfocalização no plano perpendicular a este.

*

Se a partícula entrar na lente com uma inclinação em relação ao eixo z , a força de Lorentz possui também uma componente F_z , que, por ser pequena na maioria das vezes, é desprezada.

Uma possibilidade de produzir focalização em todos os planos consiste na combinação de duas lentes, com a polarização de uma delas girada por 90° em relação à outra. Vamos chamar esta combinação de lente dupla.

2.3. Representação de elementos óticos por matrizes

Vamos seguir a trajetória de uma partícula por um elemento ótico qualquer do sistema de transporte (lente, espaço de propagação, ímã de switching etc.). Na entrada do elemento, a posição e inclinação da partícula são dadas pelas coordenadas (consideramos apenas um plano) x_1, x_1' (fig. 2.4). Supondo que dentro do elemento só atuam forças lineares e perpendiculares à z , e que a velocidade de propagação V_z não sofre alterações significantes*, temos

$$\begin{aligned} x_2 &= a_{11} x_1 + a_{12} x_1' \\ x_2' &= a_{21} x_1 + a_{22} x_1' \end{aligned} \quad \text{ou} \quad \begin{pmatrix} x_2 \\ x_2' \end{pmatrix} = A \begin{pmatrix} x_1 \\ x_1' \end{pmatrix} \quad (5)$$

para o conjunto de coordenadas x_2, x_2' da partícula na saída do elemento. O efeito que o elemento ótico produz sobre a trajetória da partícula, está contido na matriz A, ou seja, a matriz A é a representação do elemento ótico sob consideração. Uma consequência desta observação é que

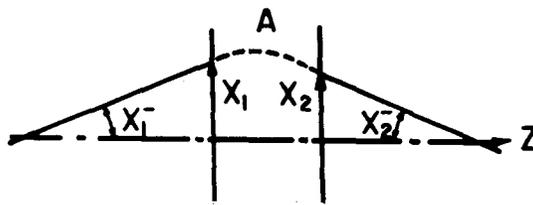


Fig.2.4 - Trajetória de uma partícula que passa por elemento ótico.

* Hipótese válida apenas aproximadamente para lentes magnéticas, porque a força de Lorentz é perpendicular à trajetória da partícula e, portanto, só perpendicular à z , se a trajetória for pouco inclinada.

qualquer combinação de elementos óticos sucessivos A_1, A_2, A_3, \dots pode ser representada por uma matriz B com

$$B = A_3 \cdot A_2 \cdot A_1 \quad (6)$$

Para que a área da elipse no espaço de fase seja mantida constante, a matriz A tem que obedecer à

$$\text{Det } A = 1 \quad (7)$$

Além disto, não há restrição de caráter geral à matriz A .

Os elementos a_{ik} da matriz A determinam as propriedades óticas do elemento representado por A . Por exemplo, as distâncias focais f_1 e f_2 do lado do objeto (lado esquerdo) e do lado da imagem (lado direito) respectivamente, são dadas por

$$f_1 = -\frac{a_{22}}{a_{21}} \quad f_2 = -\frac{a_{11}}{a_{21}}$$

Representação da lente magnética

A matriz que representa a lente magnética quadrupolar tem, em aproximação linear (veja as observações da página anterior), a forma:

$$\text{no planofocalizador} \quad F = \begin{pmatrix} \cos wL & w^{-1} \sin wL \\ -w \sin wL & \cos wL \end{pmatrix} \quad (8a)$$

$$\text{no plano desfocalizador} \quad D = \begin{pmatrix} \cosh wL & w^{-1} \sinh wL \\ w \sinh wL & \cosh wL \end{pmatrix} \quad (8b)$$

$$\text{com } w^2 = \frac{q \cdot g}{(2 m E)^{1/2}} \quad (8c)$$

L : comprimento efetivo da lente

g : gradiente do campo

q, m, E : carga, massa, energia da partícula

Um simples espaço de propagação de comprimento d é representado pela matriz

$$P = \begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (9)$$

Com isto, a matriz de uma lente dupla é simplesmente

$$e \begin{pmatrix} \cos w_1 L & w_1^{-1} \sin w_1 L \\ -w_1 \sin w_1 L & \cos w_1 L \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d & \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cosh w_2 L & w_2^{-1} \sinh w_2 L \\ w_2 \sinh w_2 L & \cosh w_2 L \end{pmatrix}$$

e

$$\begin{pmatrix} \cosh w_1 L & w_1^{-1} \sinh w_1 L \\ w_1 \sinh w_1 L & \cosh w_1 L \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos w_2 L & w_2^{-1} \sin w_2 L \\ -w_2 \sin w_2 L & \cos w_2 L \end{pmatrix} \quad (10)$$

Nestas fórmulas d é a distância que separa as duas lentes simples e os dois valores, w_1 e w_2 , indicam que os campos magnéticos das duas lentes simples podem ser diferentes.

O "Switching Magnet"

O "Switching" é um ímã de deflexão com a finalidade de dirigir o feixe do acelerador em uma determinada direção. Vamos considerar a trajetória de uma partícula no plano de deflexão (fig. 2.5). A seção do

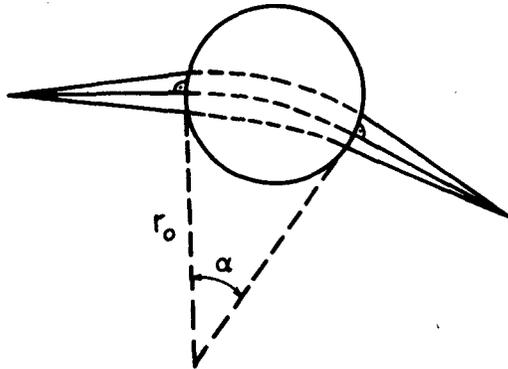


Fig.2.5 - Trajetórias de partículas passando por um "Switching Magnet" no plano de deflexão.

campo do "Switching" é supostamente circular. A trajetória central, equivalente àquela que passa sem inclinação pelo centro de uma lente, é com entrada e saída perpendicular à borda do campo. Como a fig. 2.5 indica, o "Switching" é um elemento focalizador no plano da deflexão. Sua matriz é

$$S_H = \begin{pmatrix} \cos \alpha & r_0 \sin \alpha \\ -\frac{\sin \alpha}{r_0} & \cos \alpha \end{pmatrix} \quad (12a)$$

no plano perpendicular ao plano de deflexão, não há nenhum efeito de focalização*, e a matriz é aquela de um espaço de propagação:

$$S_V = \begin{pmatrix} 1 & r_0 \alpha \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (12b)$$

O transporte "waist to waist"

O sistema de transporte descrito aqui não tem a finalidade de produzir uma imagem da saída do acelerador, mas de manter o feixe, durante todo o seu percurso, confinado dentro do tubo de vácuo (em nosso caso de um diâmetro de 43 mm) e de produzir na posição do alvo um feixe de menor diâmetro possível. Portanto, a preocupação maior é com o comportamento da envolvente do feixe, cujo raio foi calculado acima (eq.3). Vimos naquela ocasião que a envolvente atinge seu menor diâmetro $2.X_0$, quando a elipse, que representa o feixe no espaço de fase, estiver em pé (Forma normal). Esta condição denomina-se "waist" ou "cintura" do feixe (fig. 2.6). Estamos interessados em colocar uma cintura na posição do alvo, isto é, queremos transportar o feixe de uma cintura (que existe na saída do acelerador) para uma outra. Como veremos mais tarde, a cintura observada no alvo não é em geral a imagem da cintura inicial. Apesar disso, vamos frequentemente falar da "cintura-objeto" e da "cintura-imagem".

* Desprezamos aqui os efeitos de campos residuais na borda ("fringing fields").

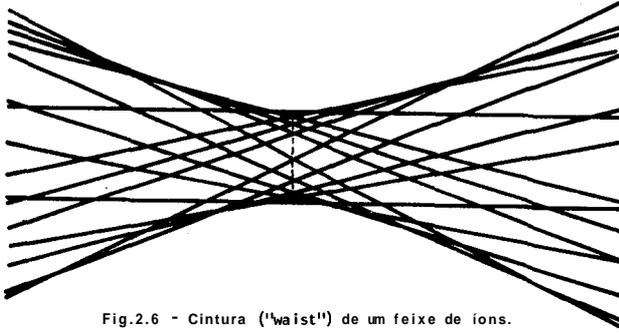


Fig.2.6 - Cintura ("waist") de um feixe de íons.

Vamos considerar um elemento ótico A do sistema de transporte. A uma distancia z_1 do lado esquerdo de A, supomos localizada uma cintura chamada "cintura-objeto" do feixe. Vamos igualmente supor que a ação do elemento A é a de produzir uma outra cintura, a chamada "cintura-imagem" a uma distância z_2 do lado direito de A. Seja a "cintura-objeto" caracterizada por (X_1, X_1') . Queremos calcular a localização z_2 da "cintura-imagem" e os seus parâmetros (X_2, X_2') , lembrando que sempre temos $X_1 \cdot X_1' = X_2 \cdot X_2'$ pela lei de conservação da área da elipse no espaço de fase.

Usando as definições dos comprimentos focais f_1 e f_2 do elemento A pode ser mostrado que

$$1 - \frac{z_2}{f_2} = \frac{1}{a_{11} a_{22}} \frac{1 - z_1/f_1}{(1 - z_1/f_1)^2 + (1/f_1)^2 \cdot (X_1/X_1')^2} \quad (13a)$$

$$\frac{X_2}{X_2'} = \frac{X_1/X_1'}{a_{22}^2 \left((1 - z_1/f_1)^2 + (1/f_1)^2 (X_1/X_1')^2 \right)} \quad (13b)$$

Juntos com $X_1 \cdot X_1' = X_2 \cdot X_2'$ estas equações determinam por completo a "cintura-imagem".

Vamos estudar o comportamento da "cintura-imagem" em função da posição z_1 da "cintura-objeto".

Primeiro caso: z_1 muito grande (tendendo a infinito). A fórmula mostra que z_2 está localizado em f_2 e que $X_2/X_2' = 0$ (implicando $X_2 = 0, X_2' = \infty$).

Segundo caso: a "cintura-objeto" se aproxima da lente. Neste caso a "cintura-imagem" começa a afastar-se de f_2 , o diâmetro da "cintura-imagem" começa a aumentar (no primeiro caso era zero) e a divergência a diminuir. Este processo continua, até atingirmos o ponto

$$z_1 = f_1 + \frac{X_1}{X'_1}$$

Neste ponto a distância da "cintura-imagem" z_2 atinge seu valor máximo.

$$z_{2\text{Max}} = f_2 \left(1 + \frac{f_1}{2 a_{11} a_{22} X_1 / X'_1} \right)$$

$$\left(\frac{X_2}{X'_2} \right)_{z_{2\text{Max}}} = \frac{f_1^2}{2 a_{22}^2 X_1 / X'_1}$$

Aproximando-se a "cintura-objeto" mais ainda do ponto focal f_1 , a "cintura-imagem" volta e começa também a se aproximar da lente (o que mostra que a "cintura-imagem" não é a imagem da "cintura-objeto"). Enquanto isto, a razão X_2/X'_2 continua aumentando.

Terceiro caso: $z_1 = f_1$, isto é, a "cintura-objeto" está localizada no ponto focal da lente. A fórmula mostra, que a "cintura-imagem" também se encontra no ponto focal; $z_2 = f_2 \cdot X_2/X'_2$ atinge seu valor máximo (ponto de menor divergência e maior diâmetro):

$$\frac{X_2}{X'_2} = \frac{f_1^2}{a_{22}^2 X_1 / X'_1}$$

Quarto caso: $z_1 < f_1$. Neste caso também $z_2 < f_2$ (z_2 pode até passar para o outro lado da lente) e X_2/X'_2 começa a diminuir, isto é, a "cintura-imagem" torna-se mais divergente enquanto diminui seu diâmetro.

3. OS CALCULOS DO SISTEMA

Demonstramos na parte 2 como calcular os efeitos de uma lente A^* sobre um feixe de íons. Um sistema de transporte geralmente vai consistir de várias lentes A_z separadas de tal maneira que o feixe sempre fique confinado dentro do tubo de vácuo. Um método de conseguir isto é o de transporte de uma cintura para outra, formando cinturas intermediárias. No caso específico do sistema projetado para o ciclotron do IEN, não foi possível realizar esta estrutura, porque não havia livre escolha para as posições das lentes. Como a planta do ciclotron (fig. 1.1) mostra, só existia um lugar para a instalação da lente D_2 , cuja posição ideal, porém, seria dentro da parede de blindagem.

A finalidade do cálculo de um sistema de transporte consiste em determinar o número de lentes, a sua posição e os campos magnéticos necessários para produzir a desejada focalização. O ponto de partida é a distância que deve ser coberta pelo sistema e a emitância do feixe, ou seja os valores (X_0, X'_0) e (Y_0, Y'_0) . Para ser mais específico, o sistema do ciclotron deve transportar o feixe a uma distância de 13 m. A emitância do feixe na saída do ciclotron foi medida, apresentando os seguintes resultados :

$$X_0 = 7,5 \text{ mm} \quad X'_0 = 2,4 \text{ mrad}$$

$$Y_0 = 4,0 \text{ mm} \quad Y'_0 = 4,3 \text{ mrad}$$

os primeiros cálculos mostraram que, usando apenas as lentes D_1 e D_3 (veja fig. 1.1), o feixe sairia do tubo de vácuo no interior da lente D_3 . Foi então acrescentada a lente dupla D_2 no lugar determinado pelo espaço físico disponível.

Começamos a discussão dos perfis calculados (a fig. 3.1 mostra a envolvente do feixe nos planos horizontal e vertical, separadamente) com a ação da lente dupla D_1 . A "cintura-objeto" encontra-se a 200 cm de distância de D_1 , na boca do ciclotron, e é caracterizada pelos va-

* A "lente A" pode ser uma lente propriamente dita, ou uma combinação de lentes e espaços de propagação intercalados.

**

Dados fornecidos pela equipe do laboratório do ciclotron.

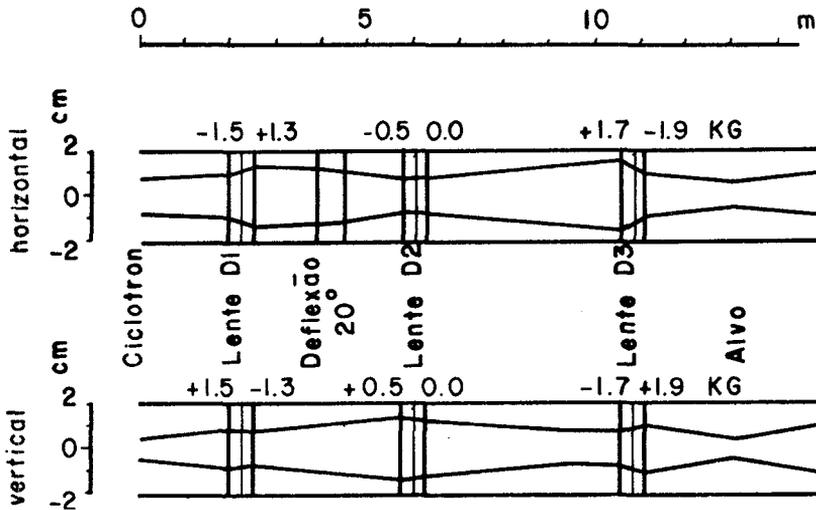


Fig.3.1 - Exemplo de um perfil de feixe calculado para partículas alfa de 30 MeV para o sistema de transporte de feixe no plano horizontal e vertical com os valores dos campos magnéticos das lentes (com abertura de 5,2 cm).

lores de emitância citados acima. Para o cálculo, é mais conveniente usar as razões $X_0/X'_0 = 312$ cm e $Y_0/Y'_0 = 107$ cm. A lente D_1 produz no plano horizontal uma primeira "cintura-imagem" a uma distância de 455cm com $X_1/X'_1 = 615$ cm, isto é, de pouca divergência. O "Switching", tendo efeito focalizador no plano horizontal, desloca ligeiramente esta "cintura-imagem". Como o feixe é bastante divergente no plano vertical D_1 não consegue focalizá-lo. Em consequência, a primeira "cintura-imagem" está localizada em - 81 cm, isto é, na frente da lente. Mas foi reduzida a divergência do feixe para $Y_1/Y'_1 = 265$ cm.

A função da lente D_2 é a de focalizar este feixe divergente no plano vertical. A posição da segunda "cintura-imagem" (produzida por D_2) está a 375 cm de D_2 , com a divergência praticamente inalterada: $Y_2/Y'_2 = 255$ cm. O preço pago por esta focalização no plano vertical é o de uma desfocalização no plano horizontal: o feixe sai divergente da lente D_2 (segunda "cintura-imagem" a - 86 cm e $X_2/X'_2 = 280$ cm).

A lente dupla D_3 finalmente tem efeito focalizador nos dois planos, produzindo uma última "cintura-imagem" a 200 cm, com $X_3/X'_3 = 141$ cm e $Y_3/Y'_3 = 82$ cm, o que implica em $X_3 = 6$ mm e $Y_3 = 4$ mm. Nesta posição, encontra-se o centro da nova câmara de espalhamento.

Colimação do feixe

Para muitas finalidades, o diâmetro da cintura final é grande demais, e usa-se um colimador (sistema de fendas) para diminuí-lo. Como um colimador é inevitavelmente uma intensa fonte de radiação de fundo, deve-se colocá-lo o mais afastado possível da área experimental. O colimador da fig. 3.2 foi colocado logo na saída do ciclotron e é composto de duas fendas de 3 mm de diâmetro e separadas por 225 cm. A figura mostra trajetórias limites de partículas que ainda conseguem passar pelo colimador. A figura indica, também, a área no espaço de fase transmitida por este colimador. Vemos que os campos magnéticos utilizados para produzir o melhor perfil são bastante diferentes daqueles utilizados para fazer passar o feixe inteiro. Com a ação do colimador, o diâmetro do feixe na posição do alvo fica reduzido de 12 mm para 1,2 mm no plano horizontal e, de 8 mm para 2 mm, no plano vertical.

Teste experimental

O teste do sistema já instalado no ciclotron foi realizado com um feixe de partículas alfa de 28 MeV de energia, visando a medição da transmissão e do grau de focalização do feixe na posição do alvo. Para conseguir estas informações, instalou-se na nova câmara de espalhamento um colimador de 200 mm de comprimento e de 3 mm de abertura. Foi injetado no sistema um feixe de $14\mu\text{A}$ de corrente. Na câmara detetou-se uma corrente de $12\mu\text{A}$, valor que equivale a uma transmissão de 86%. Desta corrente de $12\mu\text{A}$, 8 A (57 % do feixe injetado) passaram pelo orifício do colimador.

Este valor de 57% pode ser comparado com o valor máximo teoricamente esprado de 68%, valor que supõe uma transmissão de 100% e um feixe que, no interior da última lente D_3 , chega a ter o diâmetro inteiro disponível do tubo de vácuo. Como esta última condição não foi aceita nos cálculos do perfil da fig. 3.1, aquele figura não indica o mesmo diâmetro possível da cintura final.

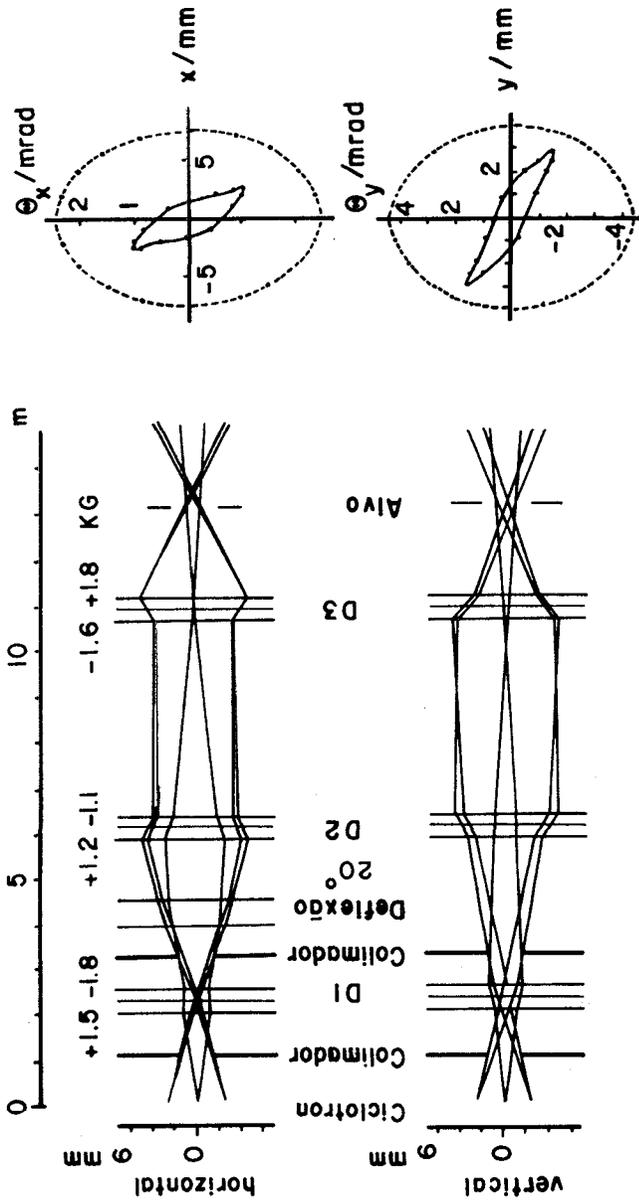


Fig. 3.2 - Trajetórias-límites de partículas passando por um sistema de fendas. Do lado é indicada aquela parte do espaço de fase transmitida pelo colimador.

4. DETALHES TÉCNICOS DO SISTEMA DE TRANSPORTE

4.1. Construção das lentes quadrupolares

As especificações técnicas de uma lente magnética quadrupolar são determinadas pela abertura necessária para dar passagem ao tubo de vácuo e pelo campo magnético necessário para produzir a focalização desejada do feixe de íons. O tubo de vácuo utilizado em nosso caso, possui um diâmetro externo de 2" e os cálculos teóricos indicam, como valor máximo do campo magnético na ponta da peça polar (de um comprimento de 125 mm), um valor de aproximadamente 2 kGauss.

Cálculo do dimensionamento das bobinas

Usamos a lei de Ampère para calcular a indução magnética na ponta P da peça polar (fig. 4.1) produzida por uma corrente I que passa pela bobina B (que possui N espiras):

$$\oint \vec{H} \cdot d\vec{s} = N I \quad (14)$$

$$S = S_1 + S_2 + S_3 + S_4$$

O caminho de integração S é indicado na fig. 4.1.

Como o campo magnético produzido pela configuração da fig. 4.1 é supostamente um campo quadrupolar, o campo \vec{H} (e também a indução) está paralelo aos caminhos parciais S_1 , S_2 , e S_3 e perpendicular ao caminho S_4 . Além do mais temos na ponta P

$$\frac{H(\text{Ferro}) \cdot \mu(\text{Ar})}{H_p(\text{Ar}) \cdot \mu(\text{Ferro})} = \frac{I}{\mu(\text{Ferro})} \quad (15)$$

Como a permeabilidade magnética do ferro é alta (muito acima de 1000), podemos desprezar, na lei de Ampère, a integração sobre os caminhos dentro do ferro S_2 e S_3 . Também a parte sobre S_4 não contribui, por \vec{H}_4 ser perpendicular a \vec{s}_4 e chegamos a

$$(16)$$

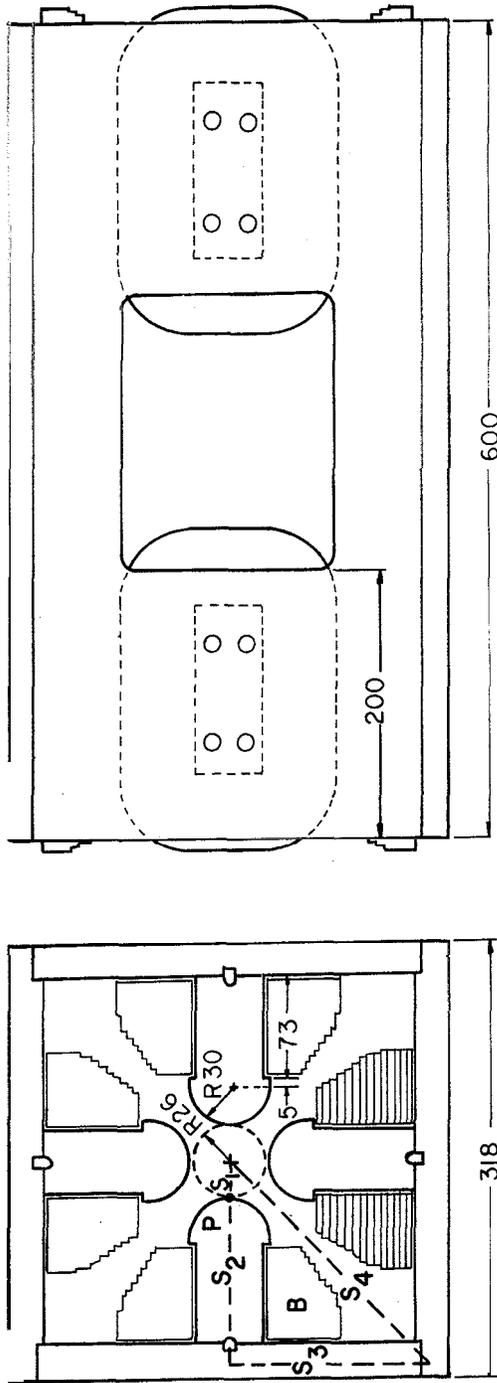


Fig.4.1 - Detalhes da construção da lente dupla e os caminhos de integração S_1 , S_2 , S_3 e S_4 usados para o cálculo da lente.

Um campo magnético quadrupolar indica em uma indução magnética B que, ao longo do caminho S_1 , obedece a

$$B(s) = g s \quad (17)$$

onde s é contado a partir do centro da lente e g é o gradiente do campo. No ar temos $B = \mu_0 H$, e a lei de Ampère nos dá finalmente

$$\int_{S_1} H ds = \frac{ga^2}{2\mu_0} = NI \quad (18)$$

Nesta fórmula ' a ' é o raio de abertura da lente. Substituindo para ' a ' o valor de 26 mm, chegamos ao resultado procurado. Para produzir um gradiente do campo magnético de 1,0 kGauss/cm são necessários aproximadamente 2000 A espiras. Este número determina o dimensionamento das bobinas e das fontes de alimentação.

Detalhes da construção

As peças polares são fabricadas de Aço 1004, que com seu baixo teor de carbono (0,04%) oferece uma elevada permeabilidade magnética, fato essencial para assegurar que a superfície da peça polar também seja uma superfície equipotencial do campo produzido. O aço foi analisado quimicamente e pelo microscópio para garantir a ausência de impurezas macroscópicas que poderiam deformar o campo.

Para produzir um campo hiperbólico (que garante um gradiente do campo g constante), a forma ideal das peças polares seria a de uma hipérbole. Como é muito difícil fabricar superfícies hiperbólicas, as peças polares foram fresadas em forma de um semicilindro (fig. 4.1), com um raio de curvatura de 30,0 mm. Este valor está de acordo com a prescrição geral que determina que para garantir um campo essencialmente quadrupolar, o raio de curvatura do semicilindro deve ser igual à 1,16 vezes o raio de abertura da lente*. A superfície semicilíndrica e a base, ligadas a peça polar às chapas de suporte, são cuidadosamente po-

* Sem grandes prejuízos para a forma quadrupolar do campo, pode-se usar também superfícies em forma de um quarto de um cilindro. Porém,

Tidas. Para melhorar o alinhamento durante a montagem, foram previstas guias para as peças polares (fig. 4.1).

As chapas, fabricadas de Aço 1020, mostram uma seção quadrada, simplificando a construção**. O suporte consiste de quatro chapas fresadas com alta precisão. Duas lentes são montadas em um sistema de chapas de suporte comum, formando assim a lente dupla. A distância entre as lentes é de 250 mm. Todas as peças foram fabricadas nas oficinas do SENAI/Rio (fig. 4.2 e 3).

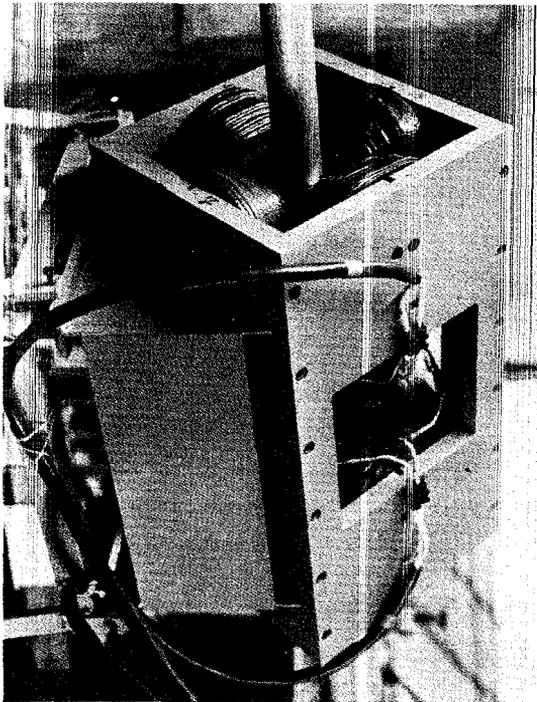


Fig.4.2 - Foto da lente dupla com o tubo de feixe. A focalização no plano horizontal e vertical pode ser variada separadamente com duas fontes de corrente para cada lente simples.

neste caso, deve-se usar uma curvatura diferente daquela usada para o semicilindro.

** Uma desvantagem desta construção é uma saturação precoce do campo magnético se comparada com construções circulares.

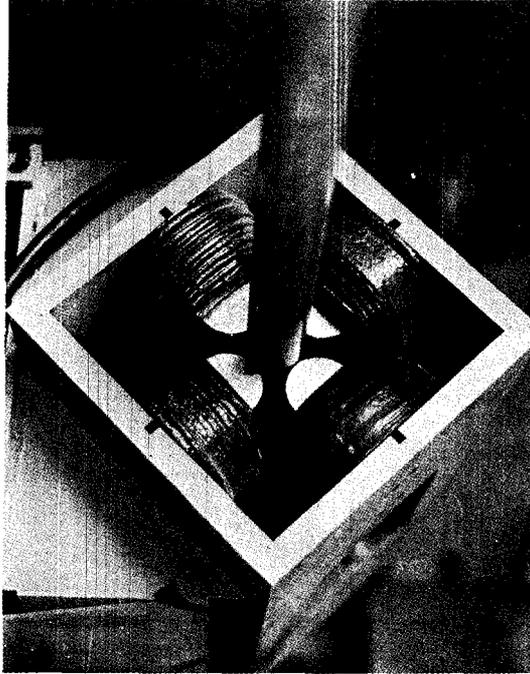


Fig.4.3 - Na foto vê-se as peças polares em forma de semicilindros com as bobinas.

As oito bobinas de uma lente dupla consistem de um fio retangular de cobre com dimensões $5,0 \times 1,6$ mm revestido pelo fabricante (Pirelli) com uma camada de isolamento textil de $0,3$ mm. As bobinas foram enroladas manualmente em volta de um carretel de madeira. Durante o enrolamento o fio foi colado com ARALDIT. Assim as bobinas se tornam resistentes e bem isoladas. No caso de um curto circuito, as bobinas podem ser facilmente trocadas separadamente, pois não são coladas nas peças polares. Cada bobina tem 265 espiras e uma resistência elétrica de $0,3$ Ohms. As bobinas de uma lente simples são ligadas em série a uma fonte de corrente estabilizada (Tectrol TCA 40-30).

Antes da construção das duas lentes duplas, foi fabricado um protótipo de uma lente simples. Modificando-se a ligação das bobinas para produzir um campo magnético horizontal e vertical variável, independentemente, e achatando as peças polares, este protótipo foi transfor-

mado em um "Beam Steerer". O "Steerer" serve para corrigir um possível mal alinhamento ou uma assimetria nos campos magnéticos das lentes*

Propriedades das lentes

Foi determinada experimentalmente (utilizando uma "prova de Hall") a relação entre o campo magnético na ponta da peça polar e a corrente de excitação. O resultado obtido está no gráfico da fig. 4.4, por sua vez de acordo com os cálculos estimativos feitos antes da construção (parte 4.1). Obtém-se uma reta até uma corrente de 14 A correspondendo a um campo de 3,1 kGauss. Acima deste valor, começa a saturação. Desligando a corrente de 25 A (último ponto da curva), a remanência fica na ordem de 35 Gauss.

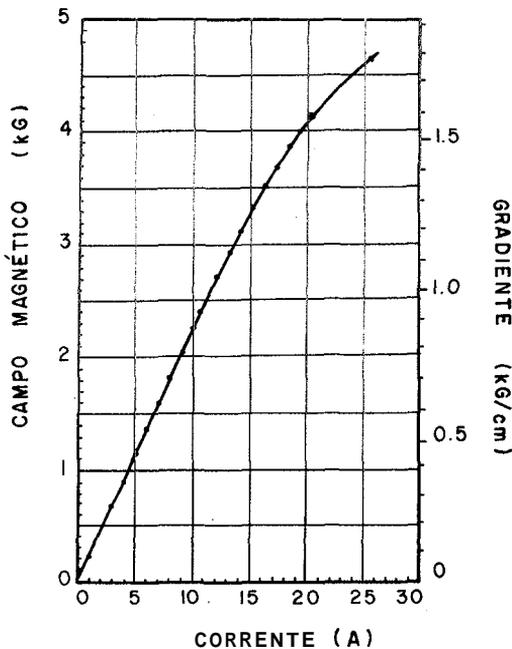


Fig.4.4 - Curva de magnetização da lente quadrupolar.

*Os testes experimentais efetuados depois da montagem do sistema demonstraram desnecessário a inclusão do "Beam Steerer".

Os cálculos mostram que campos magnéticos da ordem de 2,0 kGauss são suficientes para partículas alfa de 30 MeV. Para obter-se a mesma focalização para outras partículas, o parâmetro w (veja a parte 2) deve ser mantido constante. Com isto, fica evidente que os mesmos campos são necessários para prótons, deuteron, ^3He e alfa, todas com as respectivas energias máximas da tabela 1. Portanto, fica evidente, pela fig. 4.4, que correntes da ordem de 9 A são suficientes. Com esta corrente se produz na lente dupla uma potência térmica de 200 W, e observa-se que a temperatura aumenta aproximadamente de 15 a 20°C. Portanto, não é necessário um sistema de refrigeração forçada. Durante um teste de oito horas com uma corrente de 15 A, a lente ficou quente (70-80°C) sem danificar o isolamento das bobinas.

Ficha técnica

Lente magnética quadrupolar dupla

Abertura livre:	52.0 mm
Peças polares:	perfil semicilíndrico com raio de curvatura de 30.0 mm e comprimento de 125.0 mm
Distância entre as duas lentes:	250.0 mm
Magnetização:	0.224 kGauss/A
Começo da saturação:	3.3 kGauss
Campo residual (após uma magnetização de 4.6 kGauss):	30 Gauss
Resistência elétrica de uma lente:	1.2 Ohms
Dimensões do quadro de suporte.	
Comprimento:	600.0 mm
Seção:	318.0 x 318.0 mm

Os autores agradecem pela valiosa e competente ajuda da equipe do SENAI/Rio e do seu Diretor, Prof. José Manoel de Aguiar Martins, que se ofereceu para construir as lentes quadrupolares e o sistema de colimação. Queremos agradecer pela colaboração e hospitalidade da equipe do Ciclotron do IEN/Rio, que nos ajudou a montar o sistema e fazer os testes experimentais, e que se colocou à nossa disposição. Finalmente, agradecemos ao nosso pessoal técnico, que construiu uma boa parte das peças essenciais de infra-estrutura, e ao Sr. Raimundo Valente Cruz, que resolveu uma infinidade de problemas do dia a dia do laboratório.

BIBLIOGRAFIA

1. Banford, *The Transport of Charged Particle Beams*, London, 1966.