

*A Óptica Iônica  
do Sistema de  
Aceleradores*

*PELLETRON – LINAC*



Juan Carlos Acquadro

SBI-IFUSP

1992



305M810T2066

Para Claudete  
Rogerio  
Rodrigo

## Agradecimentos

Ao Prof Sala pelo incentivo constante, discussões profícuas e, algumas vezes, divergências durante este trabalho e outros que realizei na minha vida profissional.

À Betty, colaboradora eficiente e meticulosa. Revisora de muitas partes do trabalho. Incentivadora diuturna que me levou à decisão de escrevê-lo para me livrar do diário " escreve Juan, escreve...".

Ao Alex, colega de muitos anos, que também é responsável pela decisão de escrever este trabalho, e a quem cabe a tarefa, talvez mais dura, de conseguir os meios necessários para que o projeto Pelletron LINAC chegue a bom término e podermos verificar os resultados mostrados aqui.

Ao Marcelo e Fábio pela ajuda na parte de instalação dos programas no VAX.

Ao pessoal do Laboratório Nacional de Argonne (EUA) principalmente R. Pardo, L. Bollinger e K. Shepard pelas sugestões e fornecimento dos programas HIENER e LINRAY1.

*l'uomo propone.....*

## INTRODUÇÃO

A instalação do Acelerador Linear Supercondutor (LINAC) que tem por finalidade aumentar as energias dos feixes atualmente disponíveis no Laboratório Pelletron, traz consigo a introdução de tecnologias comumente não utilizadas em aceleradores eletrostáticos, e mesmo no Brasil. Dentre estas tecnologias são de ressaltar a criogenia para temperaturas do  $^4\text{He}$  líquido (4 a 5°K) em grandes quantidades (2000 l líquido), o seu transporte desde o liquefator até os criostatos e viceversa, o controle de fluxo de He líquido, a tecnologia do nióbio utilizado nas cavidades supercondutoras e a tecnologia de controle do LINAC por computador.

Um outro aspecto importante é que os princípios de funcionamento dos dois aceleradores são diferentes e é necessário ter um razoável conhecimento, mesmo que "teórico", do funcionamento do LINAC, para conhecer as vantagens e limitações e, quando estiver instalado, poder operá-lo convenientemente.

O presente trabalho é um estudo da óptica iônica dos aceleradores Pelletron e LINAC. No capítulo I é apresentado um modelo simplificado de um acelerador linear para íons lentos ( $\beta \approx 0.1$ ) e deduzidos os requisitos mais importantes que deve ter um feixe para poder ser injetado e acelerado eficientemente no LINAC. No capítulo II são descritos os componentes do LINAC e seu funcionamento. Com base nos resultados mostrados nestes dois capítulos, no capítulo III são expostas as modificações que têm que ser feitas na óptica do Pelletron para adequá-lo à função de injetor para o LINAC. Nos dois capítulos seguintes são apresentados e discutidos os resultados obtidos com simulações por computador do comportamento de três feixes, desde a fonte de íons até a saída do LINAC, e as conclusões, onde é feito um estudo preliminar do transporte do feixe até as áreas experimentais.

## I

Para um estudo do acoplamento dos aceleradores Pelletron e LINAC é necessário entender o funcionamento do acelerador linear e conhecer assim quais devem ser as características do feixe a ser injetado. Com base nestes dados é projetado o sistema que adaptará o feixe acelerado pelo Pelletron para ser injetado no LINAC.

A seguir é mostrado o processo de aceleração em um acelerador linear, utilizando um modelo simplificado, e analisados os parâmetros importantes que determinam as condições que tem que satisfazer o feixe para obter o máximo de eficiência na injeção e aceleração

### I - 1 Modelo Simplificado de um Acelerador Linear

Vamos considerar um acelerador linear formado por espaços de aceleração intercalados com espaços de deriva (onde não atuam forças). Todos os espaços de deriva têm o mesmo comprimento  $L$  e os espaços de aceleração são o suficientemente curtos de maneira que possamos supor que o campo de aceleração é constante durante a passagem dos íons.

Nos espaços de aceleração atua um campo elétrico variando segundo uma função senoidal com o tempo.

Esse campo elétrico pode ser descrito por:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0(\vec{r}) \cos(\omega t + \phi) \quad (I-1)$$

Convencionando o sentido positivo de  $\vec{E}$  como sendo o sentido de transporte do feixe e sendo que os íons têm carga elétrica positiva, haverá aceleração no intervalo de tempo no qual  $\cos(\omega t + \phi)$  é positivo, ou seja, pode ser aproveitado 50% do

período. Este fato indica que o feixe tem que ser pulsado. A aceleração adquirida por cada íon depende do ângulo de fase  $(\omega t + \phi)$ , sendo máxima para aqueles que encontram o campo em  $(\omega t + \phi)$  igual a  $2n\pi$  ( $n = 0, 1, 2, 3, \dots$ ) e nula para  $(\omega t + \phi)$  igual a  $n \frac{\pi}{2}$  ( $n = 1, 3, 5, \dots$ ). Portanto, para se ter uma aceleração praticamente igual para todos os íons, é necessário que a largura de cada "pacote" do feixe seja muito menor do que  $T/2$  ( $T =$  período do campo  $= 2\pi/\omega$ ). No intervalo de tempo em que o campo elétrico é negativo, os íons estão transitando nos espaços de deriva.

A força aplicada sobre um íon no espaço de aceleração  $i$  é dada por:

$$F_i = q E_0 \cos(\omega \tau_i + \phi_i) \quad (I-2)$$

onde

$q =$  carga do íon

$\tau_i =$  instante em que o íon passa por esse espaço (v. figura 1)

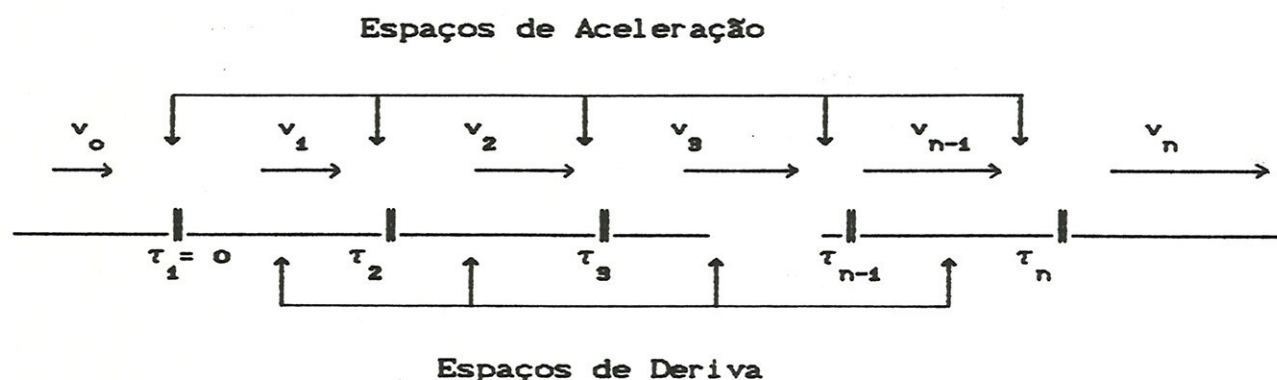


Figura 1

Para o primeiro espaço de aceleração ( $i = 1$ ) temos  $\tau_1 = 0$ . Chamaremos  $v = v_0$  a velocidade do íon na entrada do acelerador.

A variação de velocidade no espaço de aceleração genérico  $i$  é dada por:

$$\Delta v_i = v_i - v_{i-1} = \frac{q E_0}{m} \Delta t \cos(\omega \tau_i + \phi_i) \quad (I-3)$$

onde

$m$  = massa do íon

$\Delta t$  = intervalo de tempo em que atua a força  $F_i$

A equação (I-3) pode ser reescrita como:

$$\Delta v_i = \Delta v_{\max} \cos(\omega \tau_i + \phi_i) \quad (I-4)$$

onde  $\Delta v_{\max} = \frac{q E_0}{m} \Delta t$ , é o incremento máximo de velocidade que é

adquirido no espaço de aceleração. Num modelo mais realista devemos considerar o comprimento finito dos espaços de aceleração e a variação do campo elétrico durante a passagem do íon. Neste caso, deve-se corrigir  $\Delta v_{\max}$  por um fator chamado "fator de tempo de trânsito" (TTF) que é sempre menor que 1. <sup>(1,2)</sup>

Supondo que o comprimento dos espaços de deriva seja  $L$ , temos, até o espaço de aceleração  $i$ :

$$\omega \tau_i = \omega L \sum_{k=1}^{i-1} \frac{1}{v_k} \quad (I-5)$$

Escolhendo  $L$  de maneira a ter

$$L = T v_0 \quad \text{ou} \quad L = \frac{2\pi}{\omega} v_0$$

sendo  $v_0$  a velocidade do íon antes do primeiro espaço de aceleração, a expressão (I-5) toma a forma:

$$\omega \tau_i = 2\pi v_0 \sum_{k=1}^{i-1} \frac{1}{v_k} \quad (I-6)$$



As expressões (I-4) e (I-6) permitem calcular o ganho total de velocidade após  $N$  espaços de aceleração. Na figura 2 são mostradas, para um acelerador com 40 espaços de aceleração, as velocidades de dois íons "síncronos", i.e, íons para os quais as fases  $(\omega \tau_i + \phi_i)$  são constantes e iguais a  $\phi_i$  em todos os espaços de aceleração. Isto é conseguido ajustando as fases  $\phi_i$  em cada espaço de aceleração. Para um dos íons, a fase  $\phi_i$  é  $0^\circ$  e para o outro  $50^\circ$ . Nestes cálculos, o valor de  $\frac{\Delta v}{v_0}$  usado é 16, que corresponde ao valor para as primeiras cavidades do LINAC para íons de  $^{58}\text{Ni}$  com energia de 80 Mev e estado de carga 19.

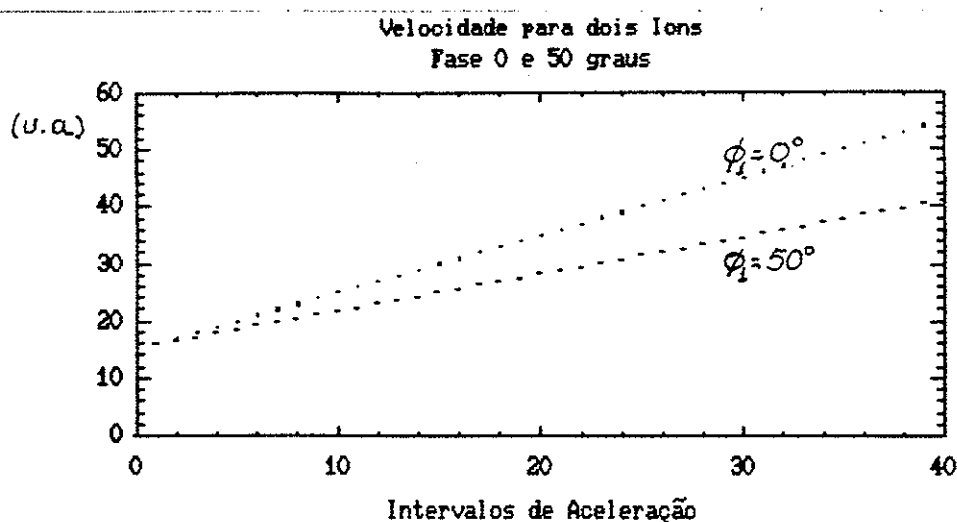


Figura 2

Todas as considerações feitas acima se referem a um íon síncrono. Na realidade, o feixe tem estrutura temporal formada por pulsos nos quais existe um número grande de íons. Para simplificar os cálculos, vamos considerar agora três íons, um deles síncrono e os outros cujas fases são  $\phi_i = \phi_i^s + \omega \delta\tau$  e  $\phi_i = \phi_i^s - \omega \delta\tau$  respectivamente, onde  $\phi_i^s$  é a fase do íon síncrono ajustada de maneira que a fase ( $\omega \tau_i^s + \phi_i^s$ ) seja constante e igual a  $\phi_1^s$ . Por causa das fases  $\pm \omega \delta\tau$ , cada íon terá ganhos diferentes de velocidade em relação ao ganho de velocidade do íon síncrono. Nas figuras 3 e 4 são mostrados resultados destes cálculos para  $\phi_1^s = -15^\circ$  e  $\phi_1^s = +15^\circ$  respectivamente, e  $\omega \delta\tau = \pm 0.1^\circ$ . Nessas figuras, delta v é a diferença de velocidades (em unidades arbitrárias) de cada íon em relação à velocidade do íon síncrono. Vê-se claramente que quando se escolhe a fase  $\phi_1^s < 0$ , delta v oscila em torno da velocidade do íon síncrono e quando  $\phi_1^s > 0$ , delta v varia monotonicamente.

Pode-se entender melhor o efeito da fase  $\phi_1^s$  observando a figura 5 onde é mostrada a variação temporal da componente axial do campo elétrico. Para um íon síncrono, os instantes  $\tau_i$  são os instantes em que é aplicada a força aceleradora e em todos eles a fase do campo elétrico é a mesma e igual a  $\phi_1^s$ .

A sua "trajetória" neste diagrama será uma reta horizontal. Supondo  $\phi_1^s < 0$  e considerando um outro íon cuja fase em relação ao campo elétrico, no primeiro espaço de aceleração, seja  $\phi_1^s + \omega \delta\tau$  ( $\delta\tau > 0$ ), sofrerá uma aceleração maior que a do íon síncrono e portanto levará menos tempo para chegar ao segundo espaço de aceleração; a força nesta segunda aceleração será menor do que no primeiro espaço. Continuando esta análise para os espaços de aceleração subsequentes, chegaremos à conclusão que para  $\phi_1^s < 0$  a "trajetória" oscilará em torno da "trajetória" do íon síncrono e sua energia sofrerá oscilações em torno da energia do íon síncrono. Uma análise similar para o caso  $\phi_1^s > 0$ , levará a concluir que sua "trajetória" se afastará da "trajetória" do íon síncrono, ganhando cada vez menos energia. <sup>(2)</sup>

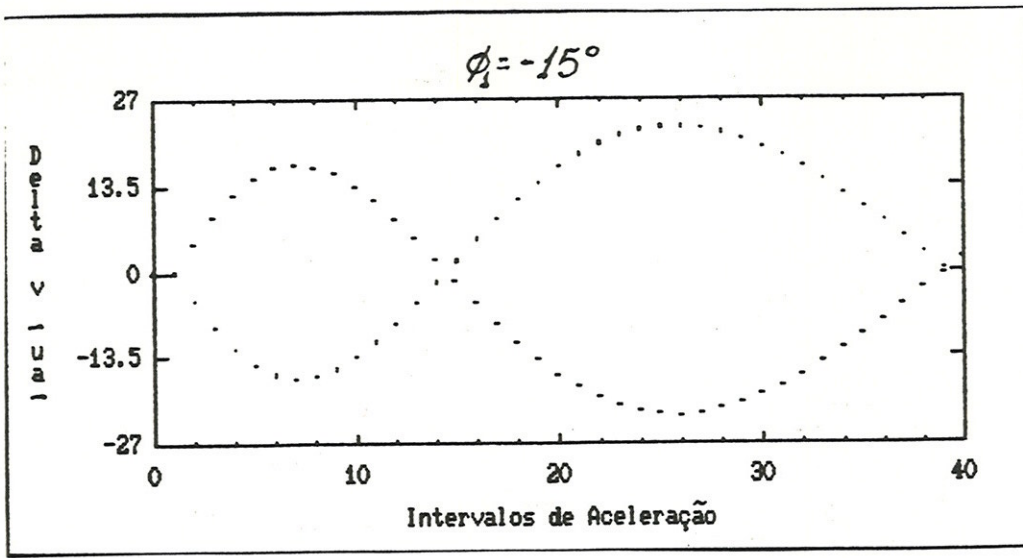


Figura 3

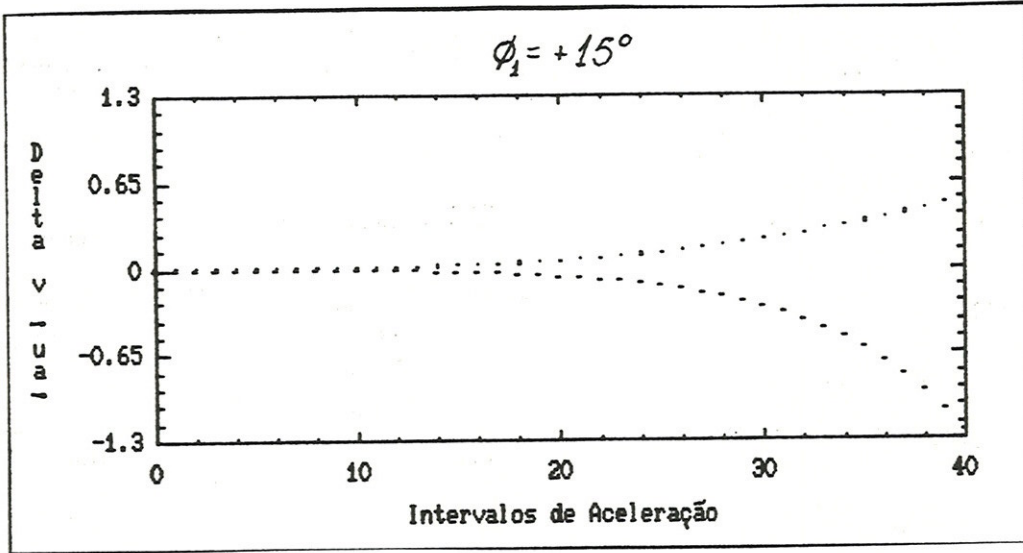


Figura 4

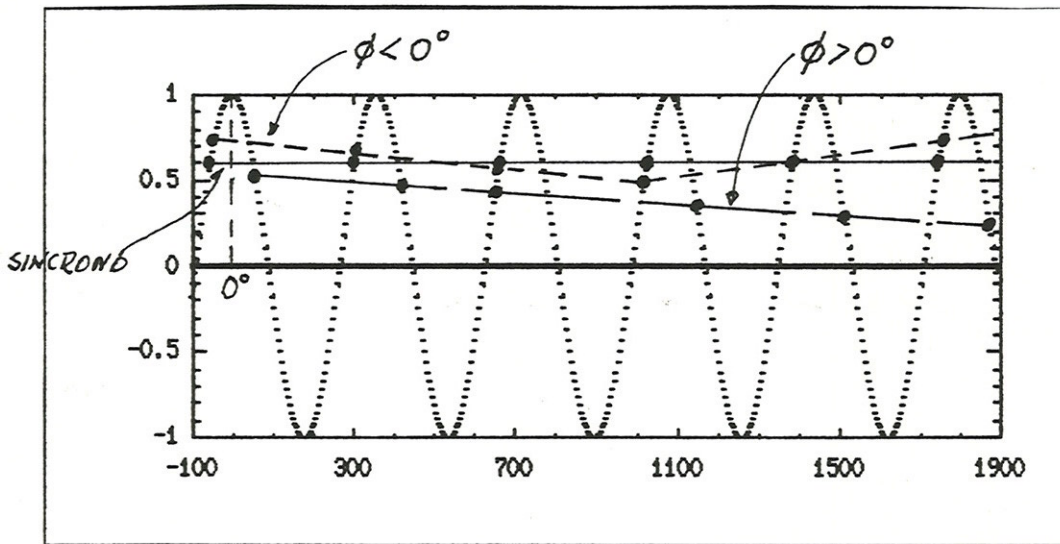


Figura 5

De todas estas considerações vemos que as condições para que

todos os íons do pulso de feixe sofrem acelerações próximas à aceleração do íon síncrono são:

a)  $\phi_1^s < 0$

b)  $\omega \delta\tau \ll \frac{\pi}{2}$

A condição a) restringe as fases em que o campo elétrico pode ser aproveitado a :  $-\frac{\pi}{2} < (\omega \tau_i + \phi_i) < 0$

e a condição b) implica em  $|\delta\tau| \ll 0.25 T$ , onde  $|\delta\tau|$  é a largura temporal do pulso e  $T$  é o período de oscilação do campo elétrico.

Aplicando a condição b) para o LINAC onde a frequência de ressonância das cavidades ressonantes é  $f = 97 \text{ MHz}$  ( $T = 10.3 \text{ ns}$ ), devemos ter larguras de pulsos menores ou iguais a  $0.2 \text{ ns}$ .

A formação de um feixe pulsado a partir de um feixe contínuo quase

monoenergético,  $\left[ \frac{\Delta E}{E} \ll 1 \right]$  necessariamente leva a uma dispersão da energia; ou seja, em cada pulso do feixe haverá uma distribuição em energia e em tempo dos íons. É necessário, portanto, fazer uma análise do efeito da fase  $\phi_1^s$  em  $\Delta v$ . De maneira similar à análise feita para o caso de íons com  $\omega \delta\tau \neq 0$ , pode-se ver, nas figuras 3 e 4, que para  $-\frac{\pi}{2} < \phi_1^s < 0$ ,  $\Delta v$  oscilará e que para  $0 < \phi_1^s < \frac{\pi}{2}$ ,  $\Delta v$  variará monotonicamente

II - 1 O Acelerador Linear Supercondutor

O acelerador linear supercondutor consistirá de dois criostatos que conterão 13 cavidades ressonantes supercondutoras do tipo "split-ring". Sete das cavidades estarão no primeiro criostato e as restantes no segundo. Intercalados com pares de cavidades ressonantes haverá três solenoides em cada criostato. A figura 6 mostra esquematicamente a distribuição desses elementos. As três primeiras cavidades do primeiro criostato serão do tipo "low-beta" ( $l\beta$ ) e as restantes serão do tipo "high-beta" ( $h\beta$ ). As cavidades  $l\beta$  estão otimizadas para ions cujo  $\beta$  ( $v/c$ ) é 0.06 e as cavidades  $h\beta$  para ions de  $\beta = 0.105$ . (8)

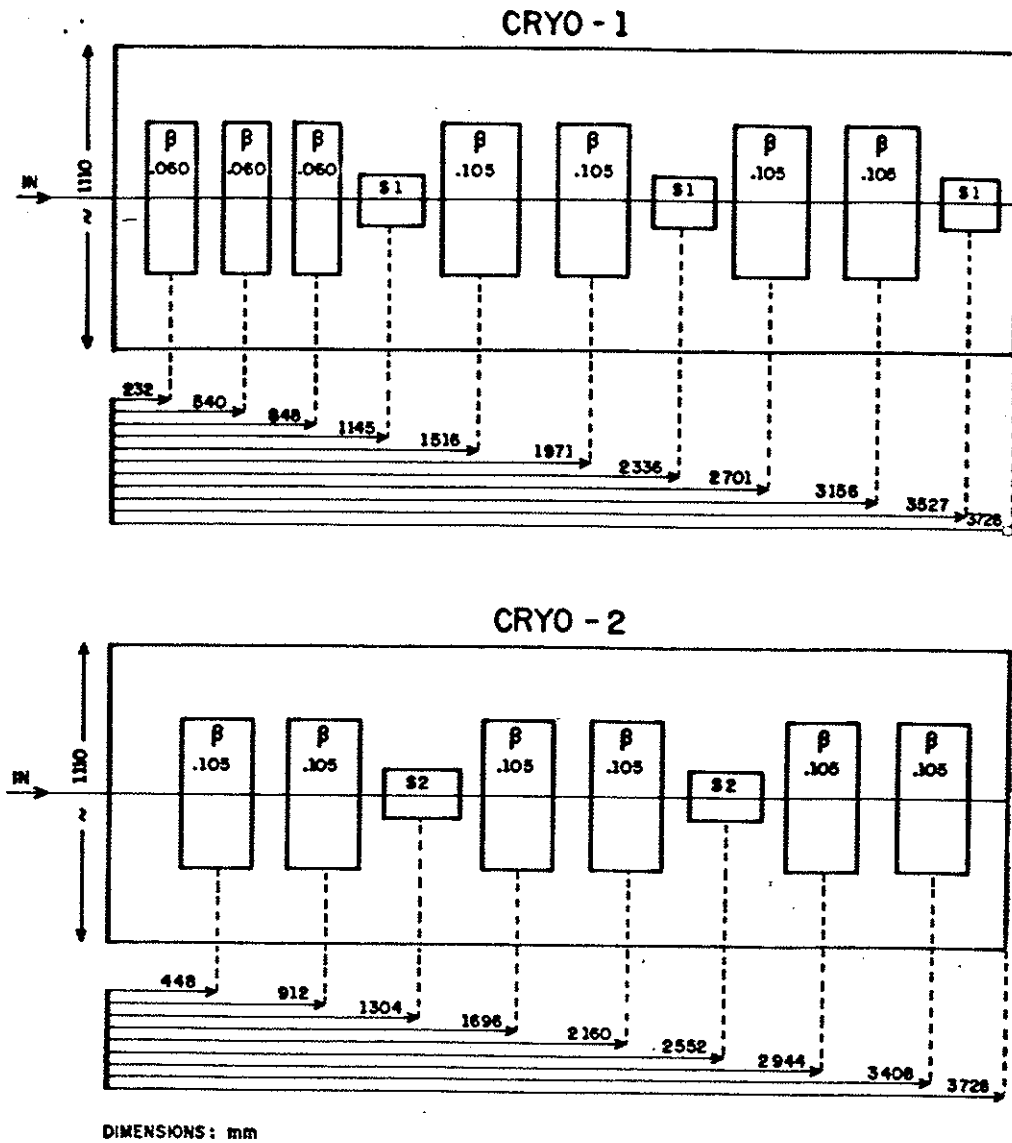


Figura 6

## II - 2 Cavidades ressonantes

As cavidades ressonantes foram desenvolvidas e fabricadas no Laboratório Nacional de Argonne (Chicago, EUA)<sup>(4)</sup>. São cilindros ocos em cujo interior existem três espaços de aceleração intercalados com dois espaços de deriva. Na figura 7 estão mostrados os cortes longitudinal e transversal de uma delas. São construídas com nióbio e cobre e funcionam à temperatura de 4°K. A dimensão longitudinal é ajustada de modo que a frequência de ressonância seja de 97 Mhz.

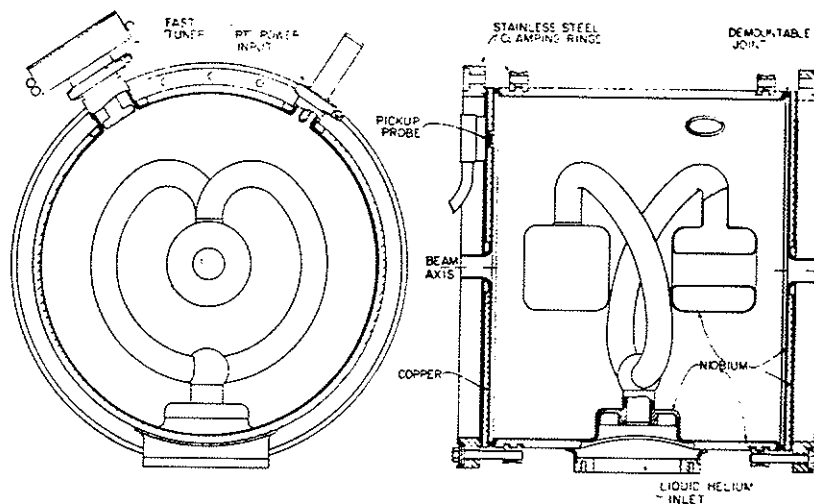


Figura 7

Mediante um acoplamento indutivo é injetada a radio-freqüência com a possibilidade de controle independente da fase em cada cavidade. Este controle permite a aceleração de uma grande variedade de íons,

desde carbono até íons de níquel ou mais pesados.

Para os cálculos da óptica iônica ao longo do LINAC vamos considerar trajetórias paraxiais. Com esta limitação, podemos expressar a componente radial do campo elétrico como:

$$E_r = - \frac{r}{2} \frac{\partial E_z}{\partial z}$$

Nas figuras 8 e 9 são mostrados o campo elétrico axial e  $\partial E_z / \partial z$  respectivamente numa cavidade ressonante do tipo  $1\beta$ , num instante genérico de tempo<sup>(5)</sup>. Com estas informações é possível calcular as trajetórias dos íons nas cavidades.

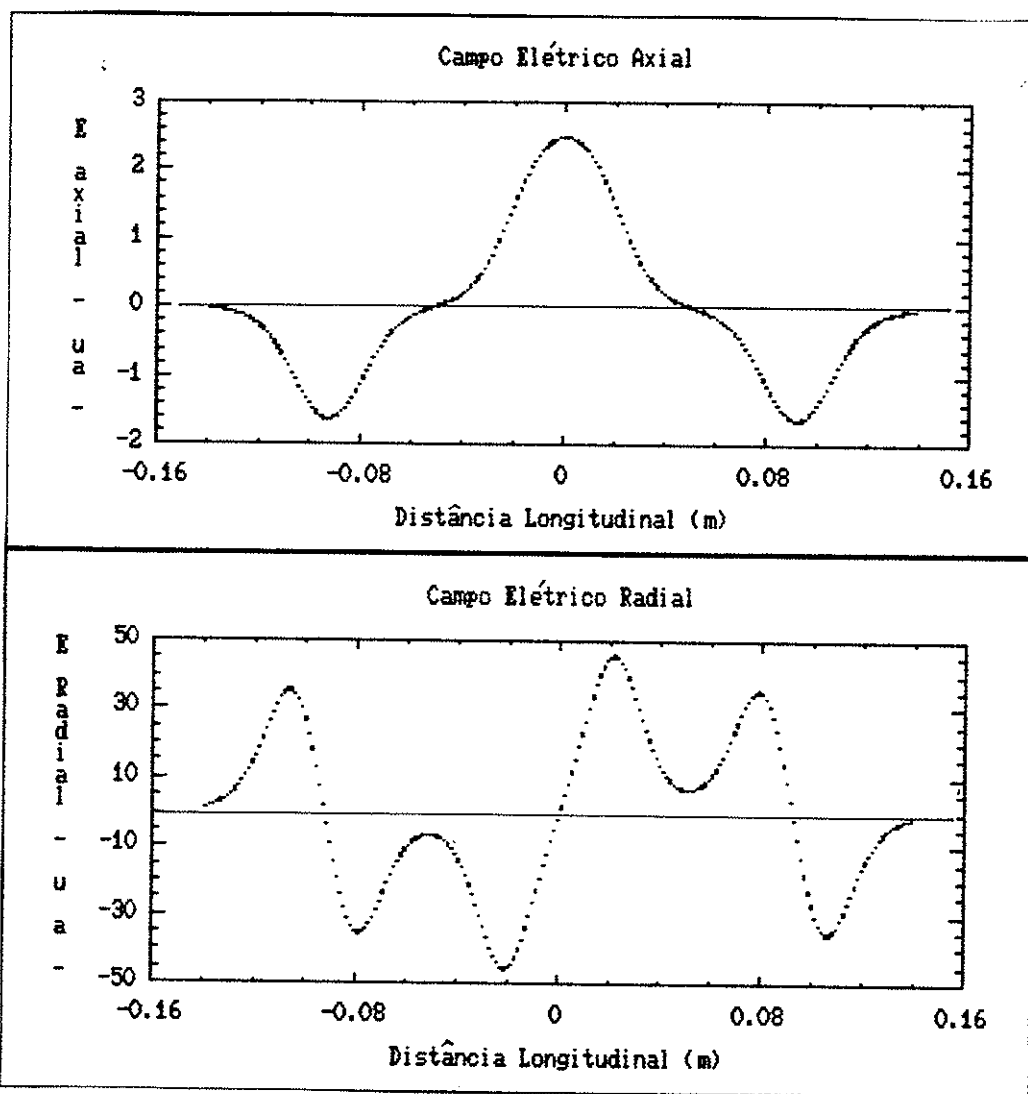


Figura 8

Figura 9

Para o cálculo das trajetórias foi utilizado o programa LINRAY1<sup>(6)</sup>. Este programa permite o cálculo das trajetórias de 300 íons em até 50 elementos que podem ser cavidades ressonantes, solenoides, espaços de deriva, quadrupolos ou ímãs. Cada íon é caracterizado por 4 coordenadas, a saber:

- r      coordenada radial (mm)
- r'     divergência radial (mrad)
- ΔE     desvio em energia em relação ao íon síncrono (KeV)
- ΔT     desvio em tempo em relação ao íon síncrono (ns)

Para o caso de cálculos nas cavidades ressonantes, o programa determina a fase do campo elétrico no instante em que o íon síncrono entra na cavidade, para que o ganho de energia seja o máximo possível. (A posição radial e divergência da trajetória para este íon, são nulas, ou seja a trajetória é uma reta sobre o eixo da cavidade). Este cálculo é feito integrando numericamente as equações de movimento:

$$m \ddot{r} = qE_r \cos(\omega t + \phi)$$

$$m \ddot{z} = qE_z \cos(\omega t + \phi)$$

para valores de  $\phi$  entre  $0^\circ$  e  $180^\circ$  e determinando por interpolação o valor de  $\phi$  que dá o máximo ganho em energia,  $\phi_{max}$ .

A esta fase é adicionada uma fase negativa, ( $\phi_{off}$ ) escolhida convenientemente de maneira a garantir que durante a aceleração do pulso de feixe, atuarão, sobre todos os íons, forças na região de estabilidade de fase. Na figura 10 é mostrado o campo elétrico axial que atua sobre o íon síncrono, no caso de um feixe de  $^{58}\text{Ni}$  com estado de carga  $19^+$ . A fase escolhida é  $-20^\circ$ . É importante notar que o cálculo da fase  $\phi_{max}$  assegura que a componente axial  $E_z$  do campo seja sempre positiva. Isto explica a diferença entre as figuras 8 e 10.

O ganho de velocidade na cavidade, para este íon, é mostrado na figura 11.



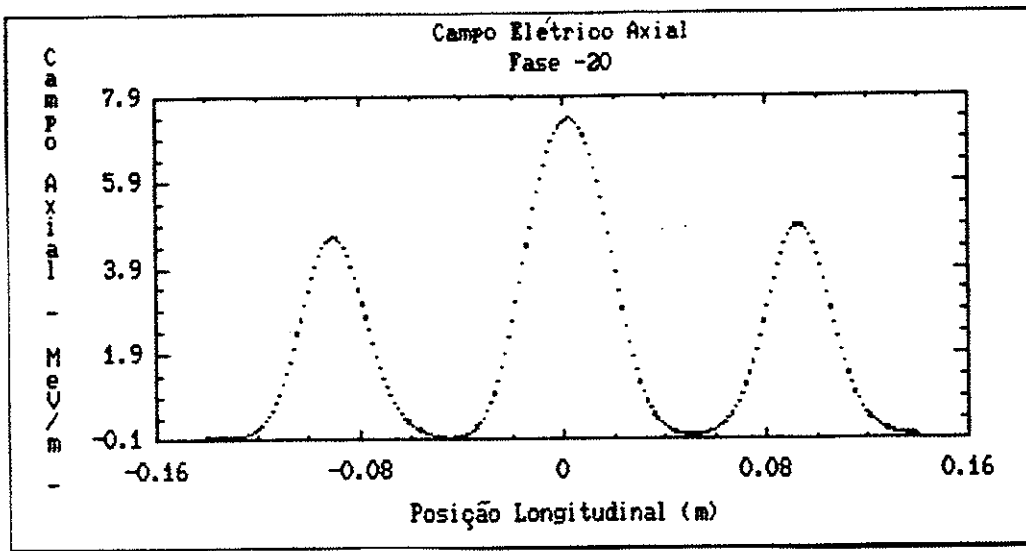


Figura 10

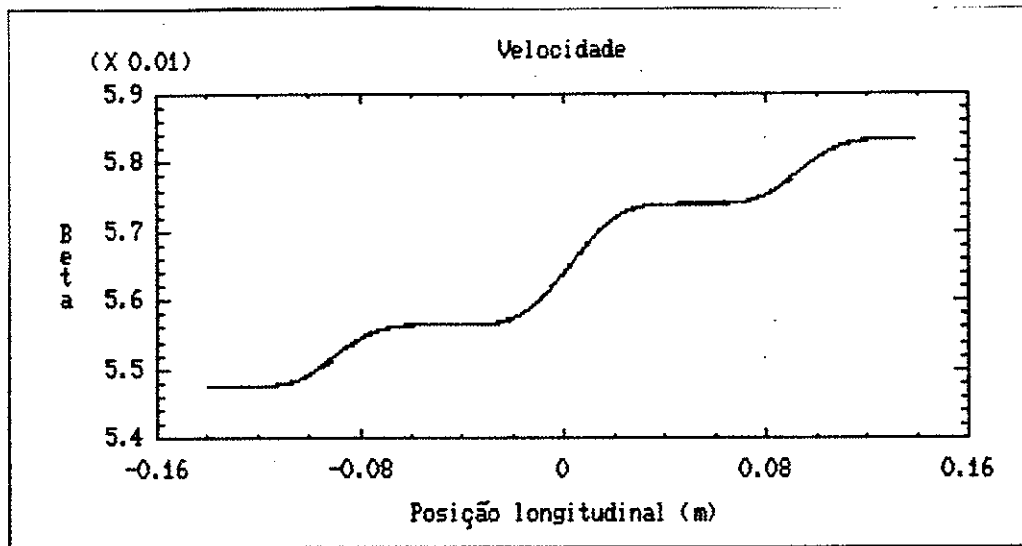


Figura 11

Após a determinação de  $\phi_{max}$  e adicionada a fase  $\phi_{off}$ , o programa calcula as trajetórias para cada íon do pacote e as diferenças de velocidade e fase em relação à velocidade e fase do íon síncrono.

Cálculos das diferenças de velocidades em relação à fase do íon síncrono, para dois íons defasados em  $\delta\tau = \pm 0.1$  ns, para os casos de  $\phi_{off} = -20^\circ$  e  $+20^\circ$ , são mostrados nas figuras 12 e 13 respectivamente. Comparando estas duas figuras, pode-se ver claramente o efeito de estabilidade de fase.

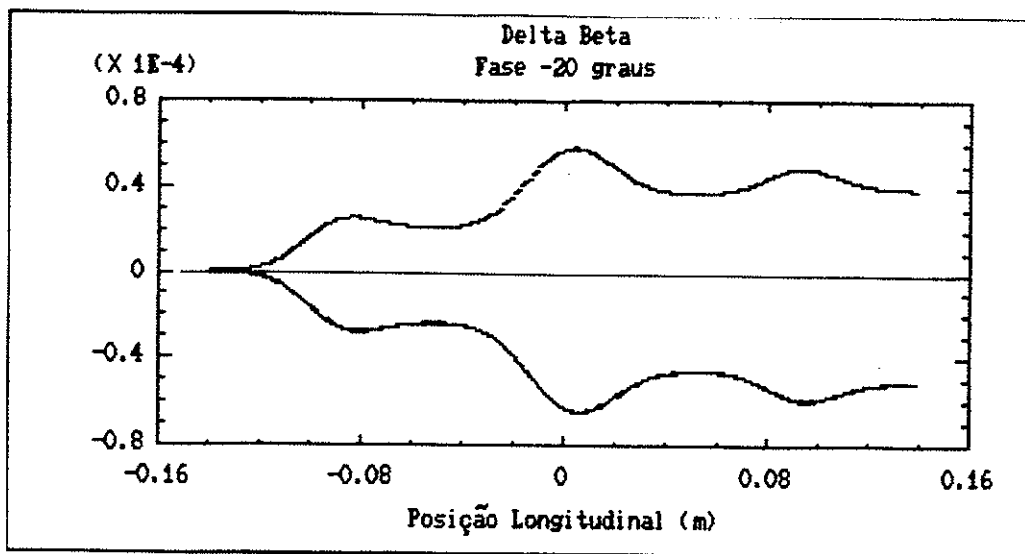


Figura 12

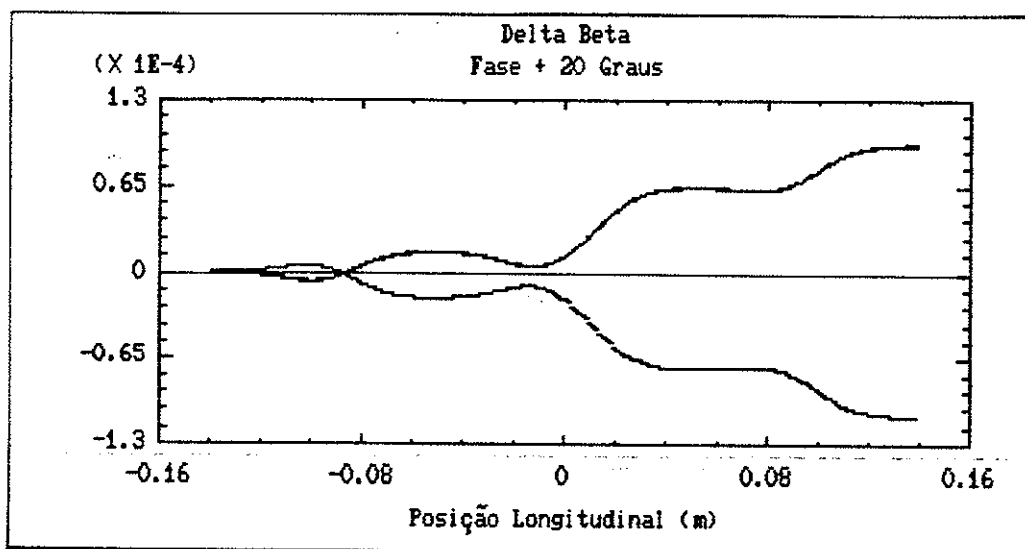


Figura 13

Um fator importante que não foi levado em consideração no modelo simplificado, descrito no capítulo anterior, é o efeito da componente radial do campo elétrico sobre os íons cujas trajetórias estão fora do eixo de simetria das cavidades. Na figura 14 são mostradas as componentes radiais que atuam sobre íons que são injetados numa cavidade a uma distância de 2 mm do eixo, e com divergência nula, para fases  $\phi_{off}$  de  $+50^\circ$  e  $-50^\circ$ . Vemos que no caso em que a fase é negativa ( $-50^\circ$ ), a força radial predominante é positiva, indicando que a trajetória terá uma componente

divergente, e que no caso em que a fase é positiva ( $+50^\circ$ ), a força radial é predominantemente negativa, portanto, a trajetória será convergente.

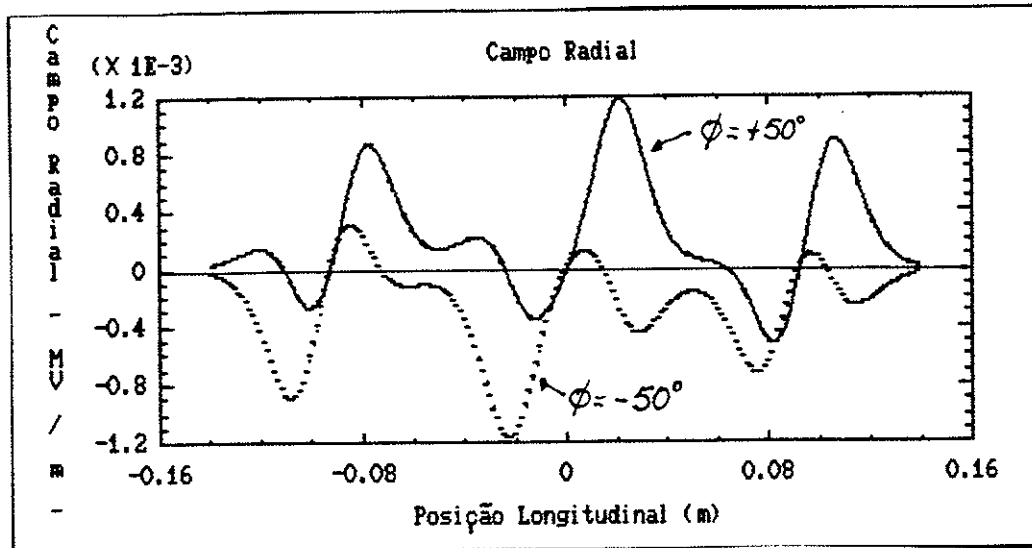


Figura 14

Resumindo os resultados de cálculos bastante próximos da realidade, onde foram levados em conta dados de campos elétricos medidos numa cavidade ressonante e integradas as equações de movimento, vemos que:

a) se  $-\frac{\pi}{2} < \phi_1^s < 0$ , temos estabilidade de fase, o que indica a possibilidade de "focalização" em tempo ou energia, e desfocalização na coordenada  $r$ .

b) se  $0 < \phi_1^s < \frac{\pi}{2}$ , não há estabilidade de fase, portanto, há dispersão em energia e tempo, mas há um efeito de focalização na coordenada radial.

Para um estudo mais completo é necessário trabalhar com emitâncias transversal e longitudinal. Estes conceitos serão introduzidos no capítulo seguinte, mas pode-se adiantar que é possível uma "modelagem" do feixe, trabalhando de forma independente as duas emitâncias. Esta afirmação implica em que é conveniente operar o LINAC na região de estabilidade de fase, compensando a desfocalização com a introdução de elementos de focalização radial, que no caso presente são solenoides supercondutores.

## II - 3 Solenoides Supercondutores

Os solenoides são elementos necessários à focalização transversal do feixe. São constituídos por bobinas supercondutoras, construídas com fios de nióbio e titânio, uma armadura externa em ferro e uma blindagem com " $\mu$  metal". A figura 15 mostra uma secção longitudinal de um solenoide.

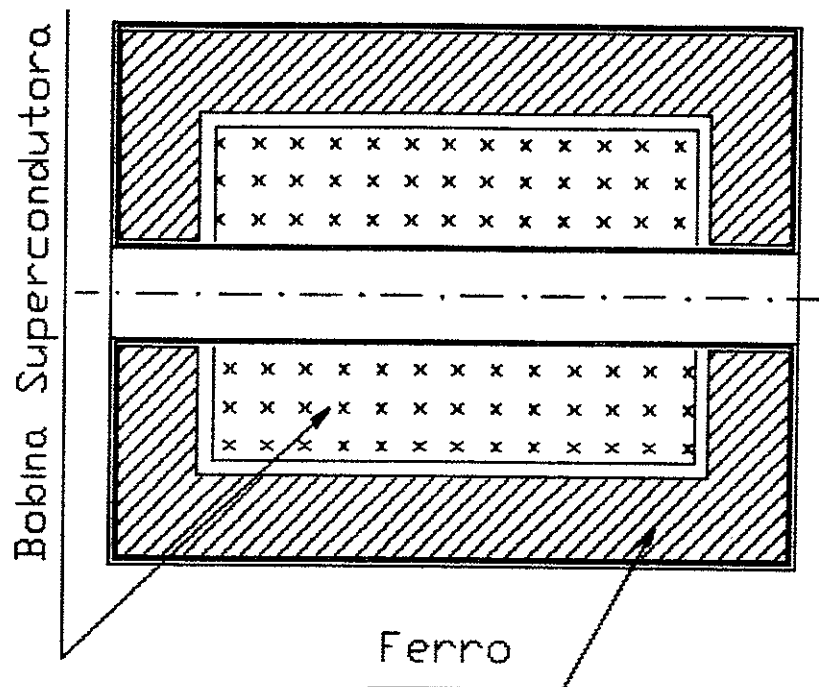


Figura 15

A focalização é conseguida devido à interação da componente transversal da velocidade do íon com o campo magnético longitudinal. Valores deste campo magnético utilizados nos cálculos de óptica no LINAC são da ordem de 45 T.

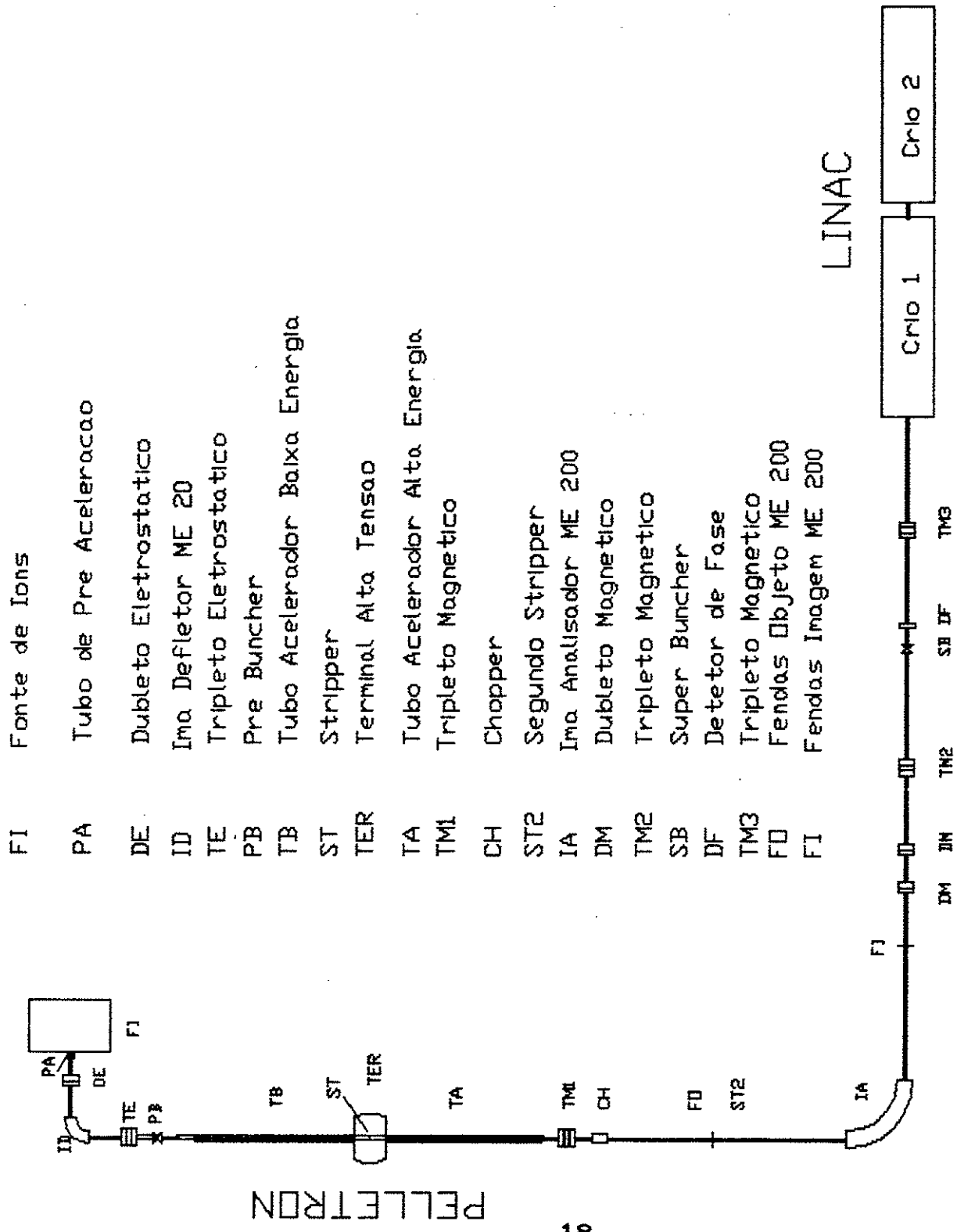
## III - 1 A Óptica Iônica do Pelletron

O Pelletron é um acelerador eletrostático tipo Tandem. O feixe atualmente gerado na fonte de íons e acelerado pelo Pelletron, é um feixe contínuo, quer dizer, não tem estrutura temporal. Como foi visto nos dois capítulos anteriores, é necessário um feixe pulsado, com largura de pulso da ordem de 200 ps, para uma eficiente aceleração pelo LINAC.

A pulsação do feixe contínuo é feita em três etapas. Na primeira etapa, que ocorre antes da aceleração pelo Pelletron, o feixe é comprimido na direção longitudinal, conseguindo desta maneira um feixe pulsado com frequência de 12 Mhz e largura de pulso da ordem de 1.5 ns. Na segunda etapa, que ocorre logo após a aceleração, são eliminados íons que estão entre pulsos e é escolhido o feixe com a energia desejada e, portanto, com um determinado estado de carga. A eficiência nestas duas etapas varia entre 60 a 75 % para estados de carga mais prováveis. Na última etapa, que ocorre alguns metros antes da entrada do LINAC, é processada uma supercompressão de maneira que a largura de cada pulso seja da ordem de 200 ps.

Para determinar a posição ao longo da linha de feixe, de cada elemento óptico cujas funções estão descritas no parágrafo anterior, é necessário conhecer o perfil transversal do feixe desde a sua geração na fonte de íons até a entrada do LINAC. A disposição de todos os elementos ópticos, desde a fonte de íons até a entrada do linac, está mostrada na figura 16.

Os cálculos dos perfis transversal e temporal foram feitos com o programa "Optica"<sup>(7, 8)</sup>. A seguir é dada uma descrição resumida do métodos de cálculo utilizados nesse programa.



FI Fonte de Ions

PA Tubo de Pre Aceleracao

DE Dubleto Eletrostatico

ID Ima Defletor ME 20

TE Tripleto Eletrostatico

PB Pre Buncher

TB Tubo Acelerador Baixa Energia

ST Stripper

TER Terminal Alta Tensao

TA Tubo Acelerador Alta Energia

TM1 Tripleto Magnetico

CH Chopper

ST2 Segundo Stripper

IA Ima Analisador ME 200

DM Dubleto Magnetico

TM2 Tripleto Magnetico

SB Super Buncher

DF Detector de Fase

TM3 Tripleto Magnetico

FD Fendas Objeto ME 200

FI Fendas Imagem ME 200

LINAC

Crio 1

Crio 2

IM DM TM2 SB DF TM3

PELLETRON

Figura 16

### III - 2 Emitância

Um feixe de partículas pode ser descrito num espaço de fase de 6 dimensões:  $x, p_x, y, p_y, z, p_z$ , onde  $x, y$  e  $z$  são as coordenadas espaciais de cada partícula e  $p_x, p_y$  e  $p_z$  são os respectivos momentos. O volume ocupado neste espaço é chamado de emitância do feixe. O teorema de Liouville garante que, na ausência de forças dissipativas, o valor da emitância permanece constante durante o transporte do feixe, mas a forma da superfície que delimita esse volume pode mudar. Demonstrações do teorema de Liouville podem ser encontradas em textos de mecânica estatística; em particular, especificamente para óptica iônica, ver as referências (9) e (10). Na maioria dos elementos ópticos, as forças em cada direção  $x, y, z$ , são desacopladas e pode-se reduzir esse volume a três subespaços de fase bi-dimensionais :

$$x, p_x$$

$$y, p_y$$

$$z, p_z$$

Vamos definir o eixo  $z$  como sendo o eixo de transporte do feixe. No que segue, serão descritos os métodos de cálculo para emitâncias transversais, i.e., para as emitâncias referentes a  $x-p_x$  e  $y-p_y$ . Para feixes paraxiais, os momentos transversais  $p_x$  e  $p_y$  são muito menores que o momento  $p_z$ , ou seja, os ângulos que as trajetórias fazem com o eixo  $z$  são muito pequenos

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{p_i}{p_z} \ll 1 \quad (i = x, y)$$

e as forças transversais podem ser aproximadas a forças do tipo

$$F_i = k x_i \quad (x_i = x, y).$$

Com esta aproximação, as curvas de emitância são elípticas.

Os momentos transversais  $p_x$  e  $p_y$  podem ser substituídos pelas derivadas das trajetórias  $x' = \frac{dx}{dz}$  e  $y' = \frac{dy}{dz}$ , pois :

$$p_i = m \frac{dx_i}{dt} = m x'_i \frac{dz}{dt}$$

sendo  $\frac{dz}{dt}$  a velocidade das partículas no sentido do eixo  $z$ .

Se esta velocidade for constante, a área de cada elipse transversal de emitância permanece constante. Dentro de uma região de aceleração, onde essa velocidade não é constante, a quantidade que permanecerá constante é o produto da área da elipse com  $p_z$ . A unidade de emitância transversal é  $\text{mm mrad (Mev)}^{1/2}$ .

### III 3 Elementos Ópticos

Os elementos ópticos incluídos no programa "Optica" são:

- espaço de deriva
- quadrupolo magnético ou eletrostático
- dipolo magnético
- tubo acelerador
- lente fina ideal
- defletor eletrostático
- buncher (compressor de feixe)
- stripper sólido e gasoso

Cada um destes elementos é descrito por uma matriz

$$(B) = \begin{pmatrix} b_{11} & b_{12} \\ b_{21} & b_{22} \end{pmatrix}$$

Por exemplo, a matriz para um espaço de deriva de comprimento  $L$  é

$$\begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

e para uma lente fina ideal cuja distância focal é  $f$  temos:

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ f^{-1} & 1 \end{pmatrix}$$

Matrizes para todos os elementos ópticos podem ser encontradas em, por exemplo, Banford <sup>(9)</sup>.

Chamando  $r_i$  e  $r'_i$  as coordenadas transversais no espaço de fase para uma partícula genérica, no início de um elemento óptico, as respectivas coordenadas no fim desse elemento são dadas por:



$$\begin{pmatrix} r_f \\ r'_f \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} b_{11} & b_{12} \\ b_{21} & b_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_i \\ r'_i \end{pmatrix}$$

É importante ressaltar que  $|B| = 1$ , sendo  $|B|$  o determinante de  $(B)$ , o que garante que o valor da emitância não é modificado por esses elementos, em acordo com o teorema de Liouville.

### III 4 Construção da Elipse de Emitância

A elipse de emitância pode ser construída calculando as trajetórias de um número grande de partículas. Este procedimento apesar de gastar tempo de computação, é muito conveniente para o cálculo da emitância longitudinal  $z - p_z$ , porque é nesta emitância que a não linearidade das forças é mais crítica. Um método mais direto é construir a elipse no início do sistema de transporte, que é uma fonte de íons, a partir dos dados de raio e divergência máximos  $(r_o, r'_o)$  nesse ponto. Para tanto construímos a seguinte matriz  $R_i$

$$(R_i) = \begin{pmatrix} r_o & 0 \\ 0 & r'_o \end{pmatrix}$$

A matriz correspondente depois de o feixe passar por um elemento será dada por:

$$(R_f) = (B) (R_i) = \begin{pmatrix} r_{11} & r_{12} \\ r_{21} & r_{22} \end{pmatrix}$$

Com a matriz  $(R_f)$  construímos a matriz simétrica  $(a) = (R_f)(\tilde{R}_f)$  onde  $(\tilde{R}_f)$  é a matriz transposta de  $(R_f)$ .

A elipse de emitância transversal é dada por

$$(r \ r') (a)^{-1} \begin{pmatrix} r \\ r' \end{pmatrix} = 1$$

onde  $(r, r')$  são coordenadas de pontos genericos da elipse.

A coordenada  $r_m$  do ponto extremo dessa elipse sobre o eixo  $r$ , dá a dimensão transversal máxima do feixe (fig 17). O conjunto de coordenadas  $r_m$  calculadas ao longo do eixo  $z$  dá o perfil do feixe.

Resultados destes cálculos para o transporte do feixe no Pelletron são mostrados na figura 18a e 18b, para um feixe de  $^{58}\text{Ni}$ . Nesta figura, a parte superior mostra o perfil no plano x-z e na parte inferior o perfil no plano y-z.

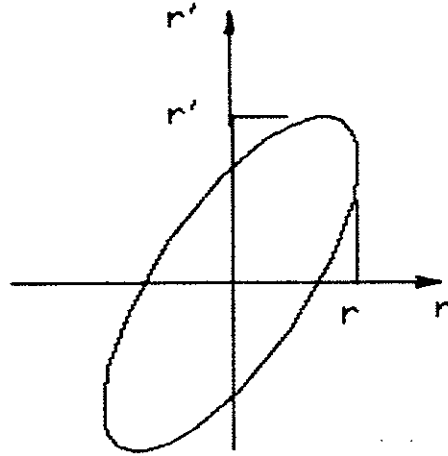


Figura 17

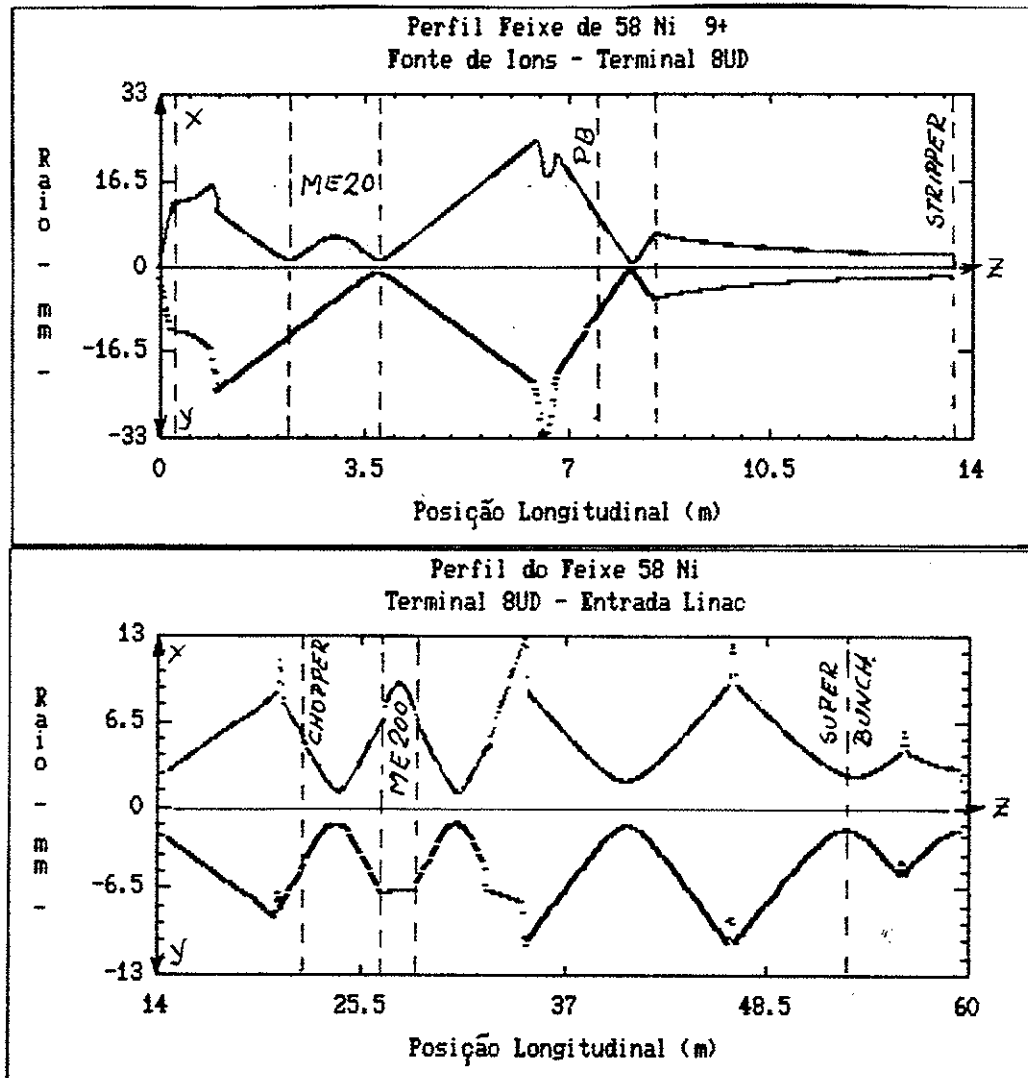


Figura 18

(a)

(b)

Para a emitância longitudinal  $z-p_z$ , a coordenada  $z$  é a

coordenada de uma partícula genérica em relação à coordenada correspondente do centro de um pacote do feixe. Esta coordenada está relacionada à diferença de tempo entre essa partícula e o centro do pacote por:

$$\Delta t = \frac{z}{v}, \text{ sendo } v \text{ a componente no eixo } z \text{ da}$$

velocidade da partícula.

A coordenada  $p_z$  também é definida em relação à coordenada  $p_z^0$  do centro do pacote, e está relacionada à respectiva diferença de energias por:

$$\Delta E = \frac{p_z \Delta p_z}{m} \quad \therefore \quad \Delta T \Delta E = z \Delta p_z$$

É definida assim uma nova emitância longitudinal dada pelos valores  $\Delta E$  e  $\Delta t$ .

Os elementos ópticos utilizados para "modelar" a emitância longitudinal ao longo da linha de transporte, desde a fonte de ions até a entrada do LINAC, são: o pre-buncher, o chopper, associado às fendas objeto do ME 200 e o segundo stripper, e o super-buncher. (v. figura 16 ).

No que segue, é descrito o funcionamento de cada um destes elementos.

### 1.-Pre - Buncher

A função do pre - buncher é formar pulsos de feixe com a largura necessária para a posterior compressão no super - buncher. Para uma descrição do seu funcionamento, podemos imaginar um trecho do feixe contínuo de comprimento  $Z$ , que está transitando pelo pre - buncher.

O comprimento  $Z$  está associado à largura temporal  $T$  e velocidade do centro desse trecho ( $v_0$ ) por:

$$T = \frac{Z}{v_0}$$

Aos ions situados na parte frontal deste trecho, é aplicada uma força longitudinal de desaceleração e para os ions na região traseira a força é aceleradora. Esta força deverá ser periódica com período igual à largura temporal  $T$  do pacote e pode ser descrita

por

$$F(t) = k t \quad n T \leq t < (n+1) T, \quad k < 0. \quad (\text{III-1})$$

O efeito desta força é criar uma distribuição de velocidades e portanto de energia, de maneira que os íons frontais e traseiros vão se aproximando do centro do pacote. Após percorrida uma certa distância, todos os íons estarão juntos. O pacote terá largura nula e a partir deste momento começarão a se afastar. Temos então uma "focalização temporal" do feixe.

Vamos considerar um íon a uma distância  $\frac{l}{2}$  do centro do pacote, e com uma velocidade relativa  $\delta v = v - v_0$ , onde  $v$  é a velocidade do íon. O tempo necessário para este íon chegar ao centro do pacote será:

$$\tau = \frac{l}{2 \delta v}$$

Por outro lado, se o pacote, após ter percorrido a distância  $z_f$ , tem largura nula, o tempo decorrido será:

$$t = \frac{z_f}{v_0}$$

Igualando estas duas expressões obtemos

$$z_f = \frac{v_0 l}{2 \delta v} \quad (\text{III-2})$$

que é a distância entre o pre-buncher e o ponto de focalização. Supondo que o intervalo de tempo,  $\delta \tau$ , em que a força atua sobre o íon seja muito pequeno em relação ao período  $T$ , podemos considerar constante essa força, portanto

$$\delta v = \frac{F \delta \tau}{m}$$

sendo  $m$  a massa do íon. Substituindo em (III-2) e sendo que  $l = v_0 \tau$ , e  $F = k \tau$ , temos:

$$z_f = \frac{2 E_0}{k \delta \tau}$$

sendo  $E_0$  a energia do feixe.

A força  $F$  é devida a um campo elétrico paralelo à direção do feixe e a sua derivada em relação ao tempo é proporcional a  $k$ . Portanto, a distância de focalização temporal  $z_f$ , será inversamente proporcional à derivada do campo elétrico.

Uma análise simples da variação da diferença de tempo entre dois íons, durante a sua passagem por um espaço de deriva, pode ser feita considerando os íons com velocidades  $v_0$  e  $v_0 + \delta v$ , ( $\delta v > 0$ ) que passam pelo ponto  $z = 0$  nos instantes  $t = 0$  e  $t = \tau_0$  respectivamente. A diferença de tempo,  $\tau$ , entre esses dois íons em função de  $z$  é dada por:

$$\tau = \tau_0 - \frac{\delta v}{v_0 (v_0 + \delta v)} z$$

É necessário conhecer também o comportamento da largura de um pulso de feixe submetido a uma aceleração, por exemplo, no tubo de aceleração do Pelletron. Para isto, vamos considerar os dois íons com as características dos do exemplo acima, e que são injetados num tubo acelerador de comprimento  $L$ , no qual é aplicada uma diferença de potencial  $V$ . Vamos supor também que o campo elétrico no tubo é uniforme.

O tempo de trânsito em função de  $z$ , sendo  $z$  a coordenada ao longo do eixo do tubo será dado, genericamente, por:

$$z = 0.5 a t^2 + v t + c$$

onde  $a = \frac{q V}{m L}$  (  $q$  e  $m$  são a carga e massa do íon )

$v$  é a velocidade do íon na entrada do tubo. Temos  $c = 0$  para o caso do íon com velocidade  $v_0$ , e  $c = -(0.5 a \tau_0^2 + v \tau_0)$  para o outro. Na figura 19 é mostrada a variação de  $\tau$  para esses dois exemplos.

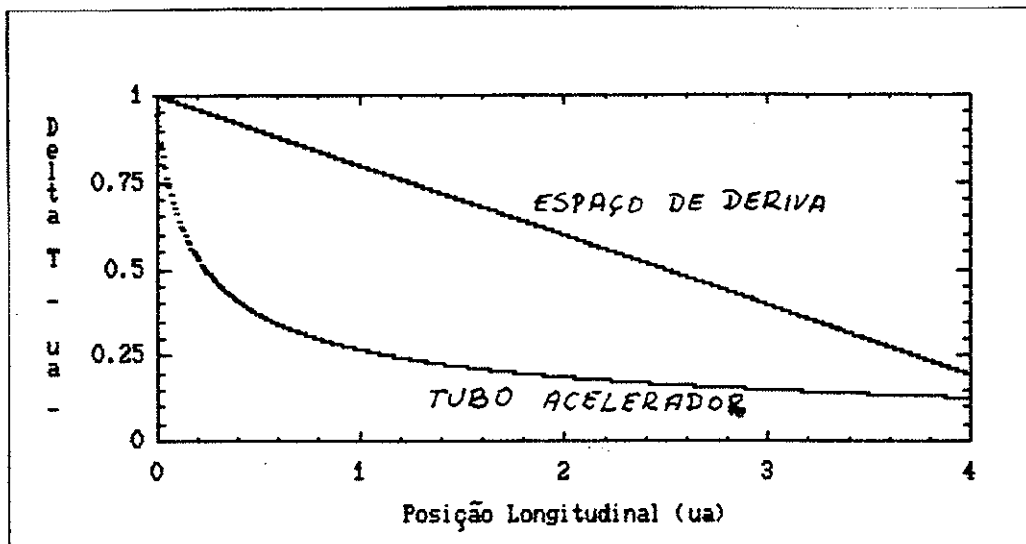


Figura 19

É interessante notar que há uma variação rápida de  $\tau$  no começo do tubo acelerador e que para valores de  $z$  crescentes,  $\tau$  permanece quase constante. Não é surpreendente este comportamento, pois a medida que  $z$  aumenta, as velocidades dos íons também aumentam e o efeito da diferença de velocidades entre os íons,  $\delta v$ , se torna cada vez percentualmente menor. A distância de focalização, quando o pacote é injetado num campo de aceleração é muito maior se comparada com  $z_f$ .

Do exposto acima, vemos que o pre - buncher funciona como uma lente que focaliza o feixe no eixo do tempo ao custo de uma dispersão na energia, devida à modulação imposta pelo campo elétrico do buncher.

Este é o funcionamento de um buncher ideal. Na prática, o feixe contínuo já tem uma distribuição intrínseca de energia e a força  $F(t)$  é uma aproximação ao dente de serra descrito acima. Estes fatores afetam a largura temporal do feixe no ponto de focalização: quanto menor for a dispersão em energia do feixe contínuo, menor será a dispersão em tempo no ponto de focalização, e quanto maior for  $z_f$  maior será esta largura; já o fato de que a força  $F(t)$  não é dente de serra perfeito, ou seja, há não linearidades, diminuirá a eficiência de transformação de feixe

contínuo em pulsado, ie, diminuirá a intensidade do feixe útil. Este efeito será mostrado na descrição do chopper e fendas associadas.

O pre - buncher do Pelletron é do tipo "single gap". É formado por duas grades circulares com diâmetro de 32 mm, paralelas, distanciadas entre si por 2 mm e colocadas perpendicularmente à direção do feixe. Na figura 20 é mostrado o corte longitudinal.

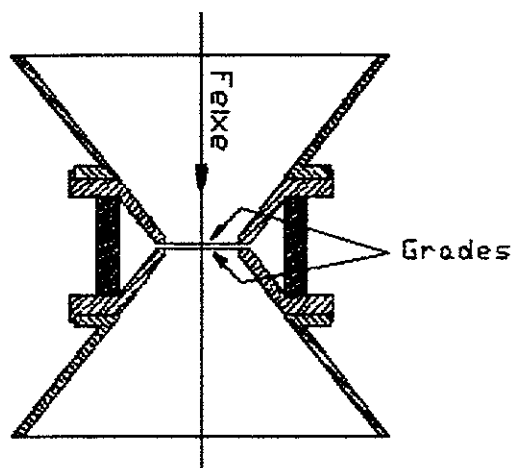


Figura 20

O potencial entre as grades é formado pela soma de três harmônicos:

$$V(t) = V_1 \cos(\omega t) + V_2 \cos(2\omega t + \phi_2) + V_3 \cos(3\omega t + \phi_3)$$

com  $\omega$  correspondente à frequência  $f = 12,125$  Mhz e as relações entre as amplitudes para cada harmônico:

$$\frac{V_2}{V_1} = -0.299 \qquad \frac{V_3}{V_1} = 0.0768$$

Com a frequência de 12,125 Mhz, o período é  $T = 82.5$  ns, conveniente para medidas de tempo de voo em física nuclear. Convem ressaltar que a frequência angular no LINAC é oito vezes maior que a frequência do pre - buncher.

No Pelletron, o pre - buncher está colocado a 1.2 m da entrada do tubo de baixa energia (v figura 16 ). Os critérios para determinar esta posição foram:

a) energia baixa do feixe (100 KeV)

b) dimensão transversal do feixe menor que o diâmetro das grades.

Para essa distância, os valores de  $V_1$  são relativamente baixos (menores que 8 Kv). Valores mais baixos poderiam ser utilizados aumentando essa distância, mas não poderia ser conseguida uma satisfatória resolução em tempo e sendo maior o tamanho transversal do feixe, deveria ser aumentado o diâmetro das grades, aumentando conseqüentemente a capacitância e a potência elétrica injetada.

Levando em consideração o comportamento do pulso ao longo do tubo acelerador, os cálculos para a tensão  $V_1$  ótima foram feitos para focalizar o pulso no stripper do terminal, o que significa que a sua largura permanecerá quase constante até o super - buncher.

O stripper tem como efeito, além da troca de carga do feixe, uma dispersão em energia que é muito maior do que a determinada pelo pre - buncher, e, conseqüentemente, leva a um aumento da largura do pulso. É por este motivo que a largura do pulso tem que ser a mínima no stripper. Maiores detalhes sobre este tópico podem ser vistos nas referências (11)e (12).

No programa "Optica", a emitância longitudinal é calculada computando as trajetórias de 1000 íons e leva em conta a distribuição em energia do feixe contínuo, flutuações de tensão no Pelletron e stragglings em energia no stripper. Nas figuras 21 e 22 são mostradas as emitâncias longitudinais na entrada e saída do pre - buncher para um feixe de  $^{58}\text{Ni}$ . Deve-se notar o grande aumento na dispersão em energia produzida pelo pre - buncher. Isto é mostrado mais claramente nas figuras 23 e 24 que são histogramas em energia na entrada e saída do pre-buncher, Neste estágio, o pulso ainda não está formado, pois o ponto de foco é o stripper no terminal. Nas figuras 25 e 26 são mostradas as emitâncias antes e depois do pulso passar pelo stripper.



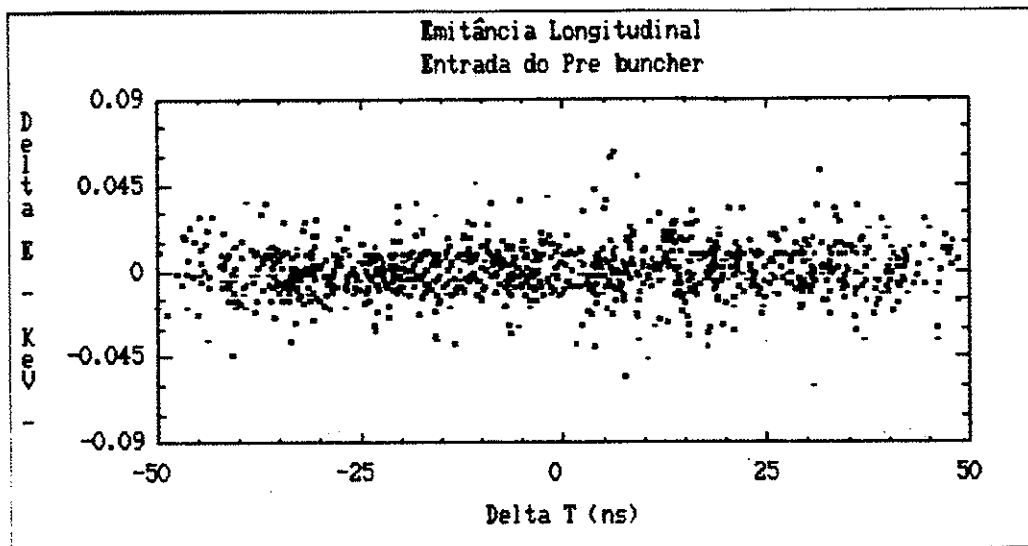


Figura 21

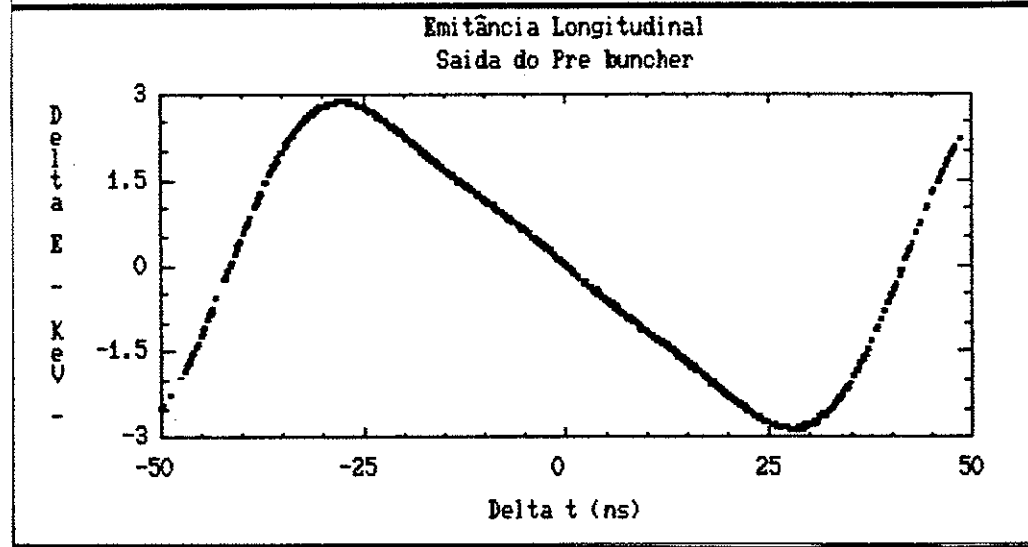


Figura 22

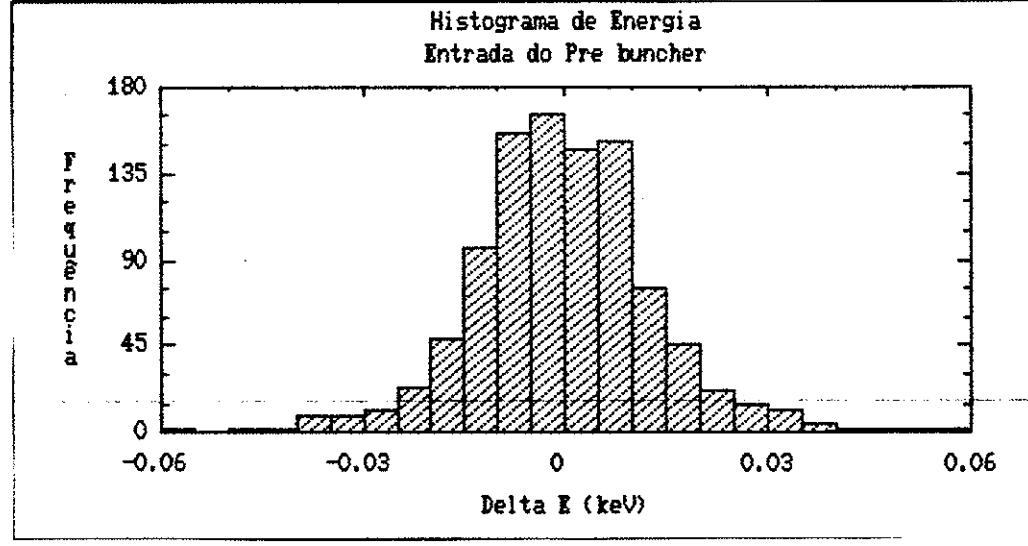


Figura 23

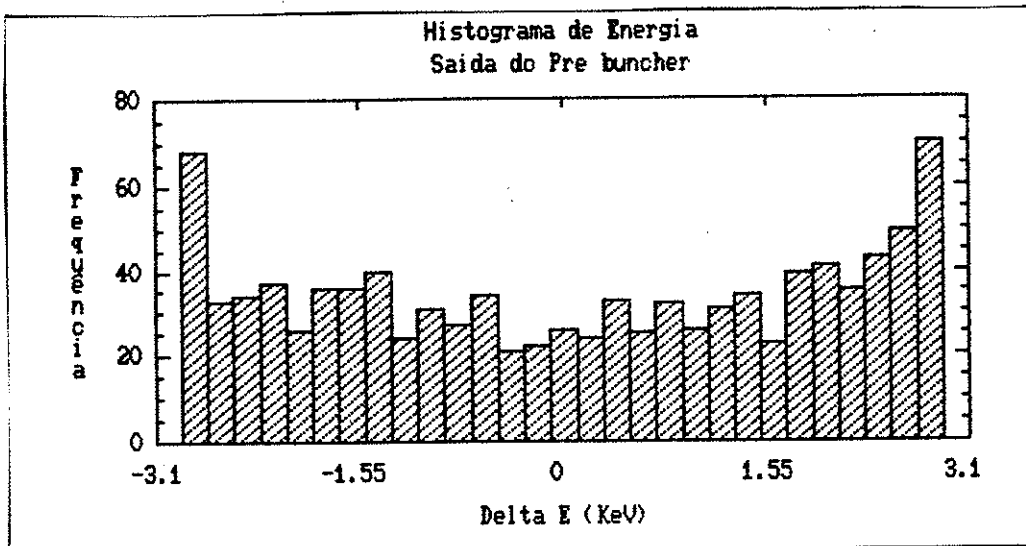


Figura 24

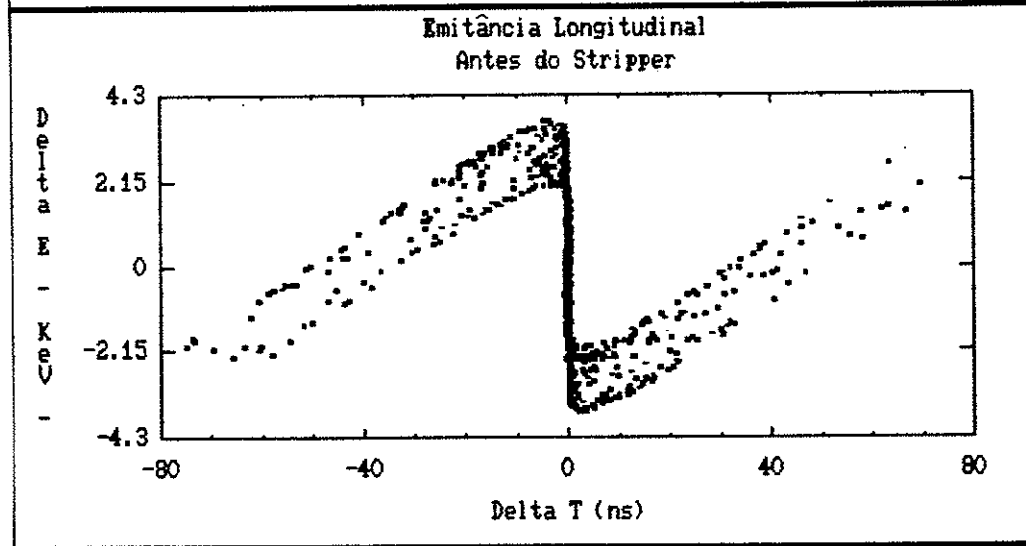


Figura 25

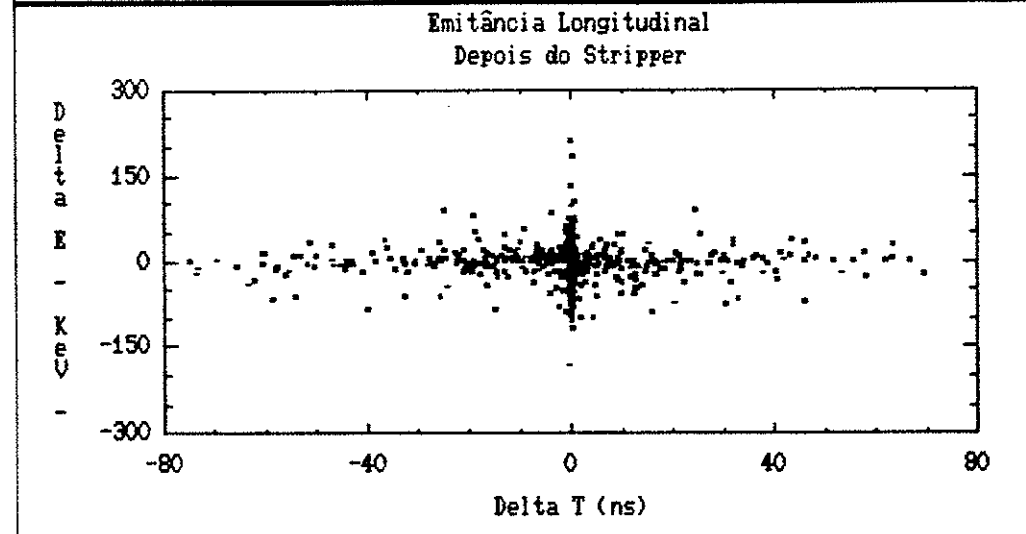


Figura 26

Comparando estas duas figuras nota-se o grande aumento na emitância depois da passagem pelo stripper. Os histogramas em energia antes e depois do stripper, que podem ser vistos nas figuras 27 e 28, mostram o grande incremento na dispersão em energia. Nestes cálculos, o stragglings em energia foi estimado em 35 KeV,

## 2. - Chopper

A função do chopper é eliminar íons entre pulsos consecutivos do feixe e, juntamente com o segundo stripper (v. figura 16), determinar as condições para injetar no LINAC unicamente o feixe com o estado de carga e energia de interesse.

O chopper consta de duas placas planas e paralelas, entre as quais é gerado um campo elétrico

$$E(t) = E_0 \cos(\omega_c t + \phi_c)$$

perpendicular à direção do feixe. A frequência angular  $\omega_c$  corresponde a uma frequência de 6.06 Mhz, metade da frequência do pre-buncher. A uma distância  $z_c$  do chopper estão as fendas objeto do ME 200. O campo E produz uma varredura e ajustando a fase  $\phi_c$  convenientemente, os pulsos terão deflexão nula nas fendas. A maioria dos íons entre pulsos, devido a que entram no chopper com fase diferente de  $\phi_c$ , serão barrados pelas fendas. Como qualquer otimização tem um preço a pagar, o preço desta é um incremento da divergência do feixe no plano de varredura. Neste projeto, o plano de varredura será paralelo ao plano do campo magnético do imã analisador ME 200, para não interferir no sistema de controle de energia do Pelletron.

A fase  $\phi_c$  depende da massa do íon, energia e estado de carga do feixe, comprimento das placas e distância entre elas, e da distância entre o chopper e as fendas.

A voltagem a ser colocada nas placas depende do comprimento e distância entre elas, e da distância entre o chopper e as fendas.

Quanto maior for esta distância, menor será a tensão que deverá ser aplicada nas placas.

Estes são os fatores que influem na escolha da distância  $z_c$  e da geometria do chopper. Devido ao perfil do feixe nesta região (v figura 18 ), foi escolhida a distância de 2m entre o chopper e as fendas objeto do ME 200. A geometria do chopper é:

comprimento das placas: 30 cm

distância entre placas: 20 mm

Histogramas de tempo para três pulsos consecutivos antes do chopper e depois das fendas objeto do ME 200 são mostrados nas figuras 29 e 30 respectivamente. Para os cálculos foi admitida uma abertura total de fendas de 4 mm, voltagem de 5 Kv e fase  $\phi_c = -19.4^\circ$ . A emitância transversal, no plano de varredura, após a passagem pelas fendas é mostrada na figura 31 que deve ser comparada com essa mesma emitância antes das fendas, mostrada na figura 32. Devido à eliminação dos íons entre pulsos, a intensidade do feixe depois da passagem pelas fendas é menor que 75% da intensidade antes das fendas.

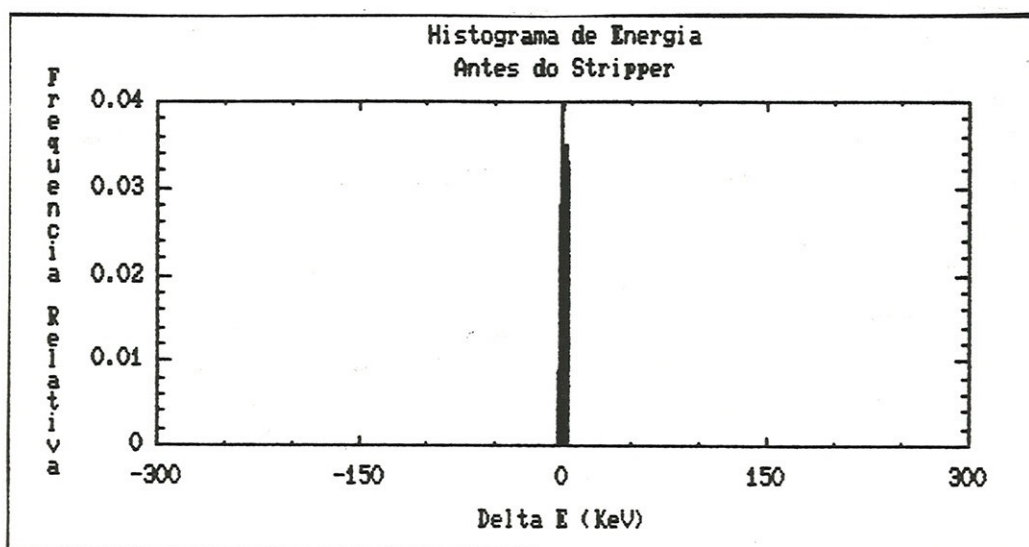


Figura 27

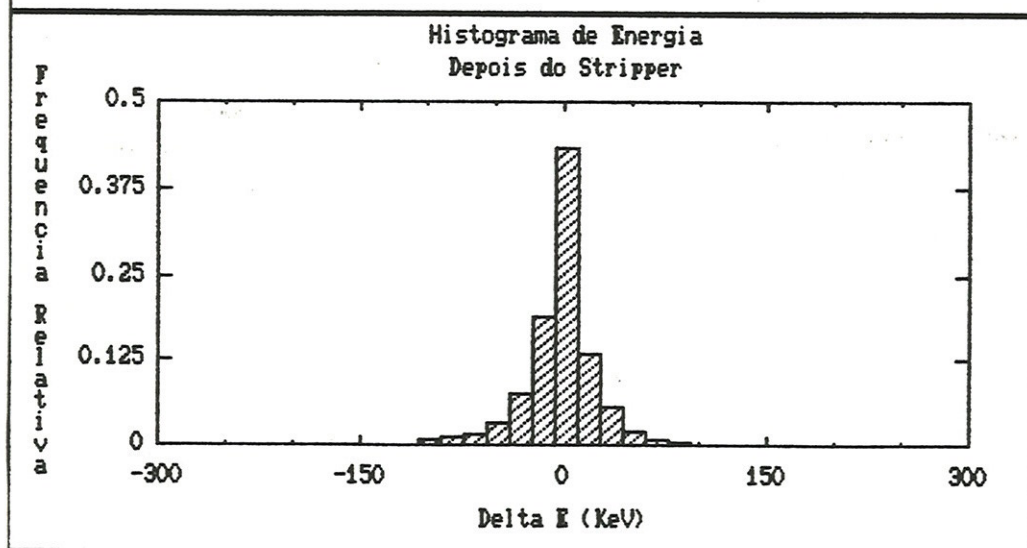


Figura 28

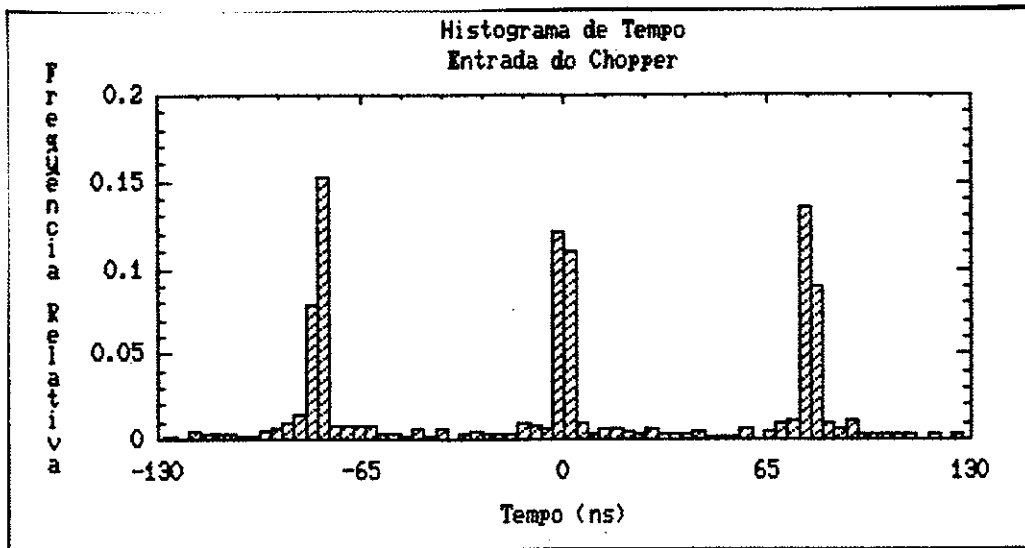


Figura 29

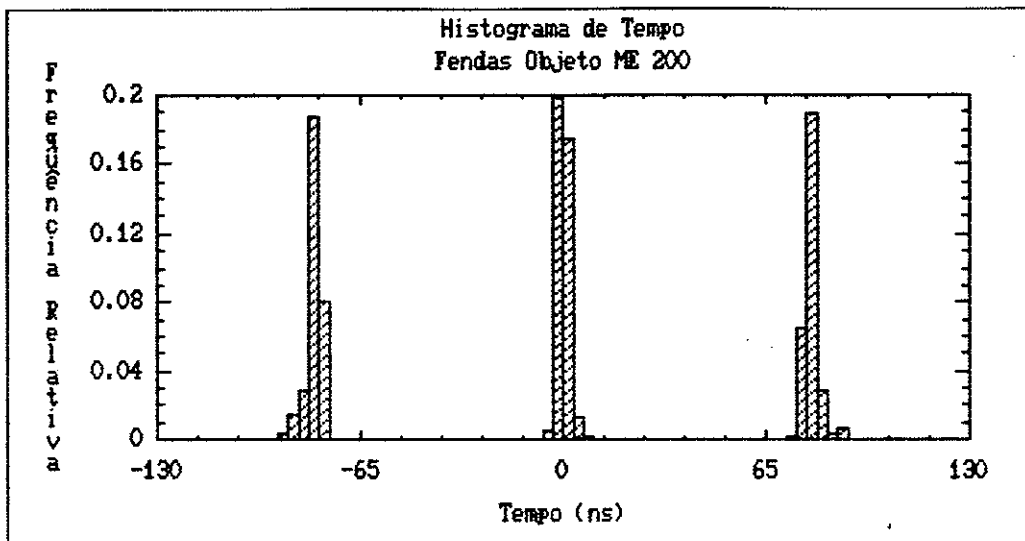


Figura 30

Para se ter um bom ganho em energia no LINAC, é conveniente ter um feixe com estado de carga elevado. Pode-se aumentar o estado de

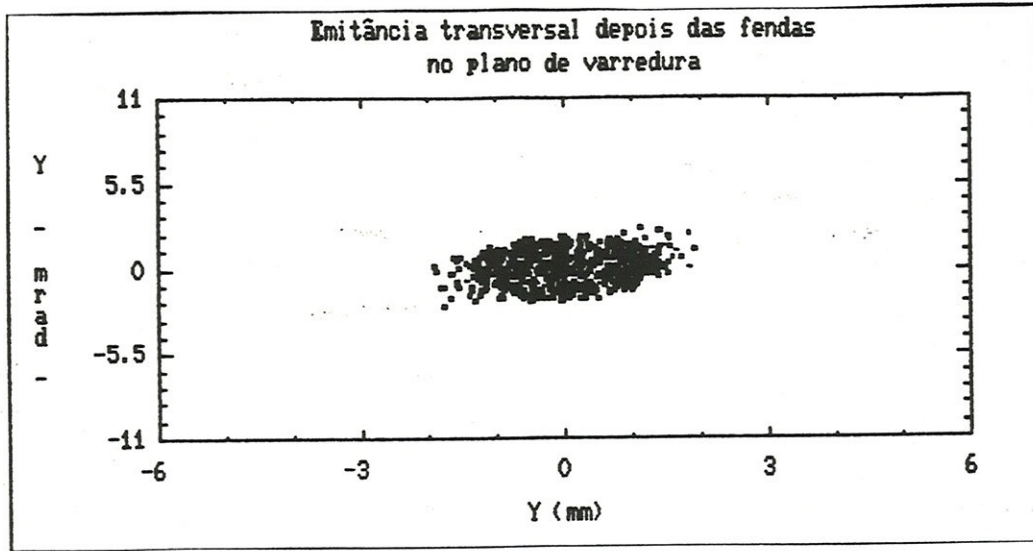


Figura 31

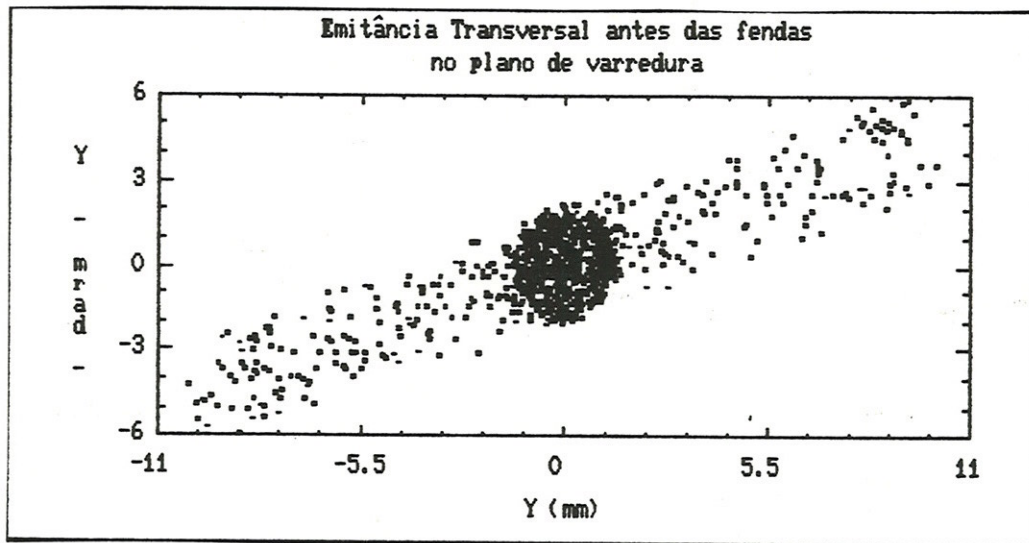


Figura 32

carga colocando um segundo stripper antes do feixe entrar no LINAC. Não é conveniente colocar este stripper depois do ME 200, pois neste caso seriam injetados no LINAC feixes com a mesma energia mas com vários estados de carga, o que pode comprometer o bom funcionamento desse acelerador. O segundo stripper será colocado logo após as fendas objeto do ME 200, onde as dimensões transversais do feixe são pequenas (v figura 18).

Este segundo stripper, se por um lado aumenta o estado de carga do feixe a ser injetado no LINAC, por outro traz algumas desvantagens:

- aumento da dispersão em energia devido ao stragglings
- diminuição da intensidade do feixe escolhido porque a intensidade antes do stripper será repartida entre diversos estados de carga após o stripper. Por exemplo, para um feixe de  $^{58}\text{Ni}$  com estado de carga  $9^+$  e energia de 80 MeV, os estados de carga mais prováveis depois do segundo stripper serão  $18^+$ ,  $19^+$  e  $20^+$ , correspondendo para cada um deles entre 25 e 30 % da intensidade total do feixe com carga  $9^+$ . Este, por sua vez é da ordem de 30% do feixe injetado no Pelletron. Para este exemplo, a intensidade do feixe escolhido, após a passagem pelo segundo stripper e computando a perda nas fendas deverá ser menor que 7%.

Outra função do chopper é selecionar em conjunto com as fendas, o segundo stripper e o ME 200, um específico estado de carga e energia.

A seleção do estado de carga de interesse produzido no segundo stripper, é feita no ME 200. Para feixes de íons de número de massa

$A > 50$ , dependendo da combinação de estados de carga escolhidos, a resolução do ME 200 poderá não ser suficiente para resolver dois feixes com energias diferentes. Um exemplo é dado por um feixe de  $^{58}\text{Ni}$  com estados de carga  $7^+$  e  $9^+$  após a sua aceleração no Pelletron, e com energias de 64 e 81 MeV respectivamente. No segundo stripper, os estados de carga mais prováveis para o feixe de 64 MeV são  $15^+$ ,  $16^+$ ,  $17^+$  e  $18^+$ , e para o feixe de 81 MeV são  $17^+$ ,  $18^+$ ,  $19^+$  e  $20^+$ . Supondo que o feixe de interesse tenha estado de carga e energia  $19^+$  e 81 MeV, a resolução do ME 200 não será suficiente para discriminá-lo do feixe com estado de carga  $17^+$  e energia de 64 MeV. No entanto, a fase  $\phi_c$  no chopper para o feixe  $9^+$  e 81 MeV é  $-19.4^\circ$ . Esta fase não permitirá a passagem do feixe de

$7^+$  e 64 MeV.

Mais detalhes sobre a eliminação de componentes parasitas estão na referência (13), anexada ao presente trabalho.

### 3. - Super Buncher

Esta é a última etapa na formação do feixe pulsado; sua função é conseguir pulsos com largura de 0.2 ns na entrada do LINAC. Devido a que a energia do feixe neste estágio é de algumas dezenas de MeV, as tensões necessárias para a super-compressão são maiores que 100 Kv. Tensões desta ordem de grandeza são facilmente atingidas em cavidades ressonantes supercondutoras. É por este motivo que será utilizada uma cavidade supercondutora tipo  $1\beta$  como super-buncher. A frequência de operação será 97 Mhz, ou seja será injetado um pulso de feixe a cada 8 períodos de oscilação do campo eletromagnético na cavidade. A fase deste campo é  $-90^\circ$ , de maneira que o ganho de energia é nulo.

O campo necessário para a super-compressão depende da distância do super buncher à entrada do LINAC; quanto menor for esta distância, menor será a magnificação ou a largura em tempo do pulso e maior a dispersão em energia. O compromisso de dispersões em tempo e energia aceitáveis para a injeção no LINAC, é alcançado para distâncias entre 6m e 7m, com base em informações sobre o funcionamento do acelerador ATLAS do Laboratório Nacional de Argonne (EUA).

Os cálculos para o super buncher neste projeto foram feitos para a distância de 7m; esta distância foi escolhida levando em conta também os resultados dos cálculos de emitância transversal.

As voltagens necessárias para focalizar os feixes de  $^{58}\text{Ni}$  (81 MeV,  $19^+$ ) e  $^{16}\text{O}$  (64 MeV,  $8^+$ ) são 37 Kv e 110 Kv respectivamente

Nas figuras 33 e 34 são mostrados os histogramas de energia e tempo na entrada do LINAC, e na figura 35 a emitância longitudinal nesse ponto.



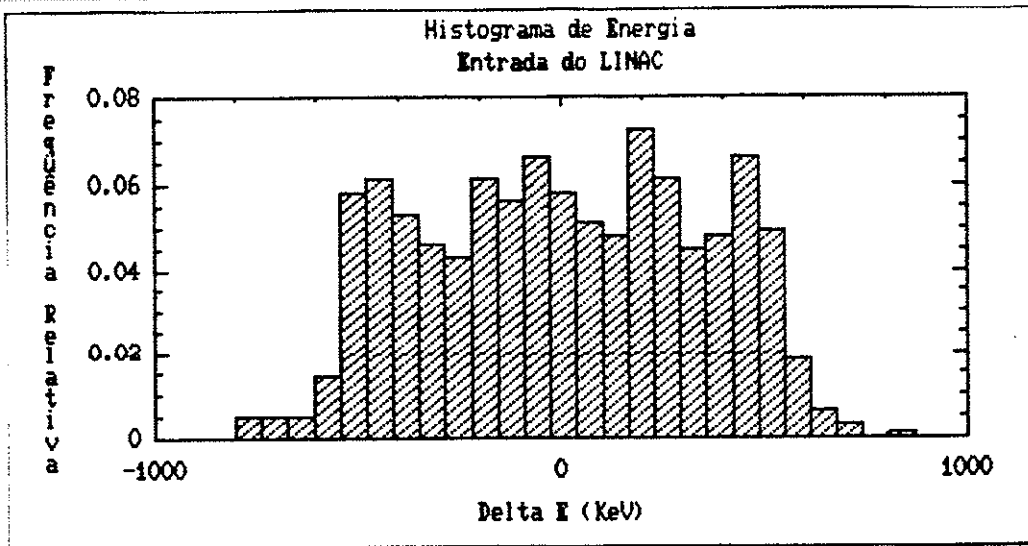


Figura 33

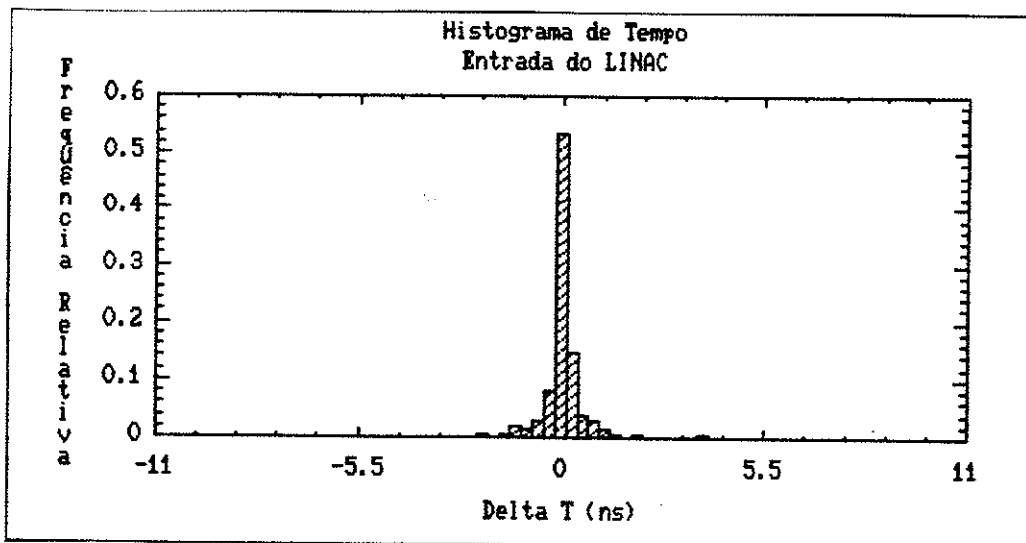


Figura 34

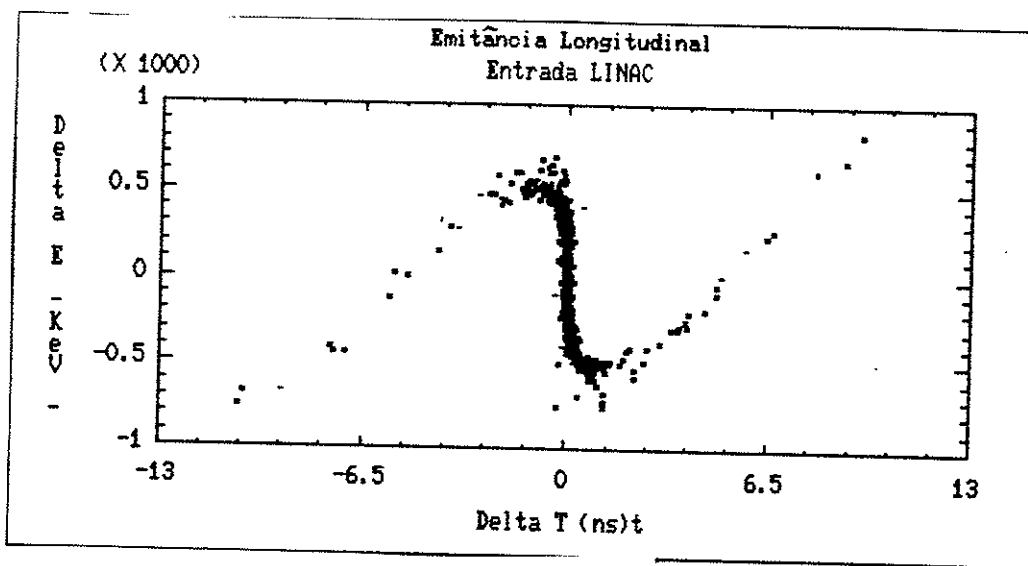


Figura 35

## Resultados e Discussão

Foram feitos os cálculos de óptica desde a fonte de ions até a saída do LINAC para os feixes de  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^{16}\text{O}$  e  ${}^{58}\text{Ni}$ , cobrindo um intervalo de feixes desde ions leves até semipesados; acreditamos que esta será a faixa de feixes mais utilizados no futuro laboratório e que esta adequada à primeira fase do projeto Pelletron LINAC.

Os resultados mais importantes destes cálculos estão mostrados nas tabelas abaixo.

Tabela I

Valores das larguras em energia ( $\Delta E$ ), tempo ( $\Delta T$ ), transversais ( $x$  e  $y$ ) e divergências ( $x'$  e  $y'$ ) na entrada do LINAC

Ion	$\Delta E$ (KeV)	$\Delta T$ (ns)	X (mm)	X' (mrad)	Y (mm)	Y' (mrad)
${}^6\text{Li}$	530	0.16	0.9	1.0	1.0	0.8
${}^{16}\text{O}$	1000	0.15	1.3	0.91	0.7	1.6
${}^{58}\text{Ni}$	780	0.25	3.0	1.0	2.0	1.6

Tabela II

Idem à tabela I na saída do LINAC

Ion	$\Delta E$ (KeV)	$\Delta T$ (ns)	X (mm)	X' (mrad)	Y (mm)	Y' (mrad)
${}^6\text{Li}$	520	0.32	1.2	0.8	2.0	1.0
${}^{16}\text{O}$	1290	0.35	1.2	0.7	2.0	1.0
${}^{58}\text{Ni}$	960	0.41	2.8	1.7	3.0	1.9

Tabela III

Estados de carga na saída do Pelletron ( $q_1$ ), na entrada do LINAC ( $q_2$ ), energia na saída do Pelletron ( $E_1$  MeV) e saída do LINAC ( $E_2$  MeV)

Ion	$q_1$	$q_2$	$E_1$	$E_2$
${}^6\text{Li}$	3	3	32	64
${}^{16}\text{O}$	7	8	64	150
${}^{58}\text{Ni}$	9	19	80	240

Tabela IV

Valores das voltagens no Pre buncher e Super buncher

Ion	Pre buncher		S b	
	$V_1$ (Kv)	$V_2$ (Kv)	$V_3$ (Kv)	$V$ (Kv)
${}^6\text{Li}$	7,841	-2,351	0,600	152
${}^{16}\text{O}$	4,797	-1,436	0,316	115
${}^{58}\text{Ni}$	2,565	-0,768	0,196	35

Para todos os cálculos, foi assumida a emitância de  $28\pi$  mm.mrad na energia de 20 KeV no ponto de formação e extração do feixe na fonte de íons. Este valor da emitância está de acordo com valores medidos em outros laboratórios para fontes de íons similares às que operam no Pelletron (Duoplasmatron e SNICS).

Os resultados apresentados nas tabelas I e II foram obtidos calculando as trajetórias de 1000 partículas e, portanto, apresentam flutuações estatísticas. Repetições sucessivas dos cálculos, mostraram que estas flutuações são de no máximo 10% .

O campo médio, nos ressoadores, para  $\phi_{\text{off}} = 0^\circ$ , foi fixado em 3Mv/m. O campo médio efetivo depende da fase  $\phi_{\text{off}}$  escolhida para cada cavidade. O critério para esta escolha é manter todas as

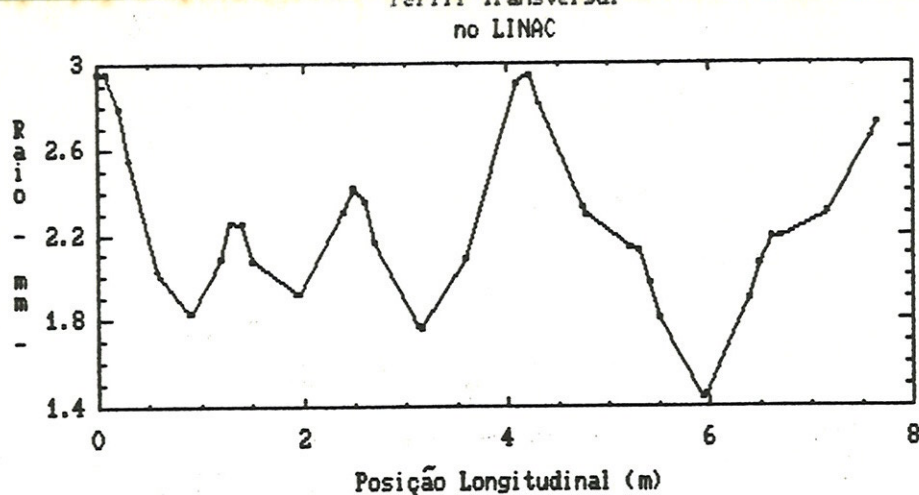


Figura 36

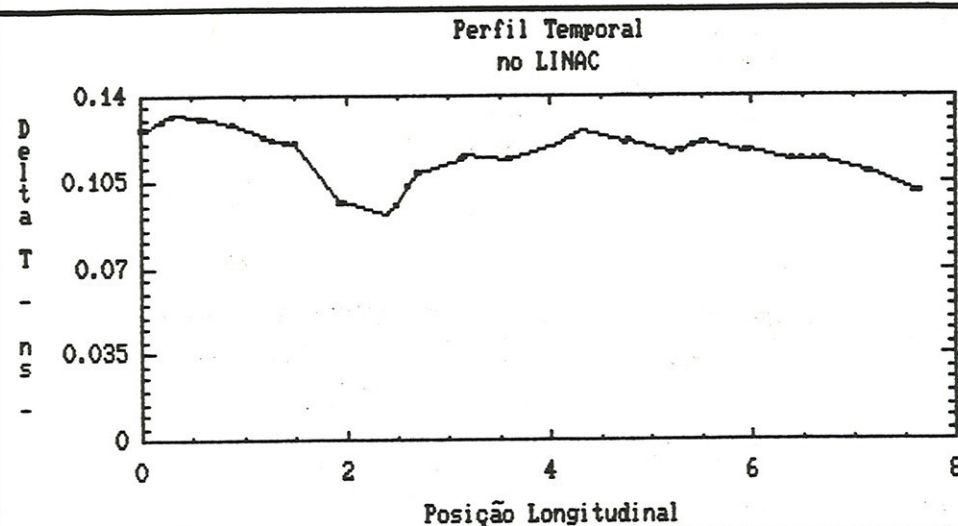


Figura 37

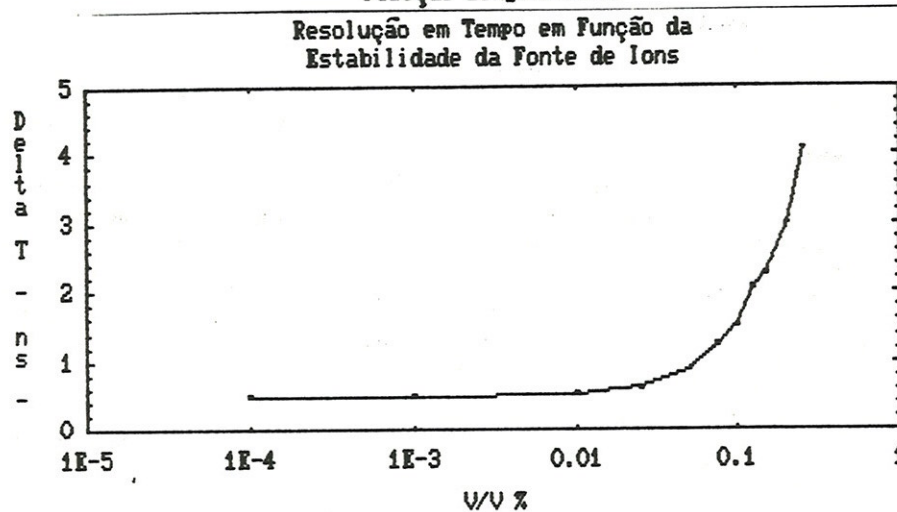


Figura 38

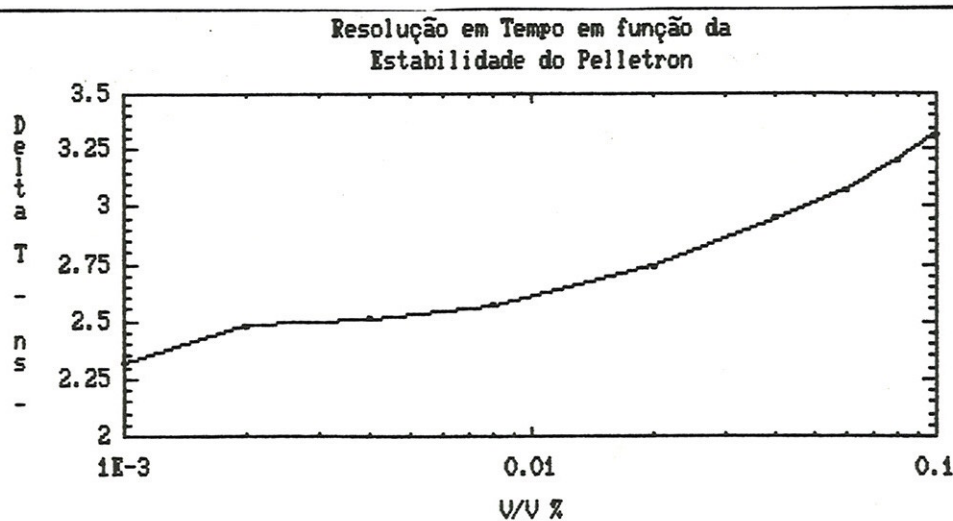


Figura 39

partículas do pulso na região de estabilidade de fase e, simultaneamente, manter o máximo ganho de energia.

Na tabela V são mostrados os valores dessas fases em cada cavidade, o ganho de energia por unidade de carga GE (MeV) e o  $\beta$  para cada feixe estudado <sup>(14)</sup>, e nas figura 36 e 37 são mostrados os perfis transversal e longitudinal, para o feixe de <sup>58</sup>Ni, ao longo do LINAC.

Tabela V

Cavidade	$\phi_{off}$	<sup>6</sup> Li		<sup>16</sup> O		<sup>58</sup> Ni	
		GE	$\beta$	GE	$\beta$	GE	$\beta$
1	- 20°	0.48	0.109	0.51	0.095	0.58	0.058
2	- 15°	0.38	0.111	0.45	0.098	0.60	0.061
3	- 15°	0.38	0.113	0.44	0.100	0.60	0.065
4	- 15°	1.06	0.117	1.06	0.105	0.32	0.066
5	- 15°	1.04	0.122	1.06	0.111	0.39	0.069
6	- 30°	0.95	0.126	0.99	0.115	0.45	0.071
7	- 35°	0.90	0.130	0.94	0.120	0.51	0.073
8	- 15°	0.98	0.134	1.03	0.124	0.65	0.076
9	- 15°	0.96	0.137	1.01	0.128	0.74	0.080
10	- 15°	0.94	0.141	0.99	0.132	0.83	0.083
11	- 15°	0.92	0.144	0.97	0.136	0.92	0.087
12	- 15°	0.90	0.147	0.95	0.140	0.96	0.091
13	- 15°	0.88	0.150	0.88	0.143	1.00	0.094

Examinando a tabela acima e lembrando que as três primeiras cavidades são otimizadas para feixes com  $\beta = 0.06$ , vemos que para os feixes mais leves, <sup>6</sup>Li, o ganho de energia nestas cavidades é relativamente baixo, quase triplicando quando passa pelas cavidades subseqüentes, onde o  $\beta$  é mais favorável. Para os feixes mais pesados, <sup>58</sup>Ni, as três primeiras cavidades são mais eficientes, mas há uma queda no ganho de energia nas quarta quinta e sexta pois ainda, o feixe, não tem o  $\beta$  ótimo para essas cavidades. Quando o feixe atinge o  $\beta$  ótimo, o ganho de energia por unidade de carga é um pouco maior que 1 MeV/q.

É necessário ressaltar, e a tabela põe em evidência, a importância de trabalhar com valores da fase  $\phi_{off}$  o mais próximos de 0 para ter o máximo de ganho em energia. Para tanto, a emitância longitudinal tem que ser a mínima possível, ou seja, é necessário obter um feixe

pulsado com as menores larguras de tempo e energia possíveis. Pela conservação da emitância, estes dois requisitos estão relacionados e não são independentes. Em todos os pontos de foco longitudinal, ie, onde se tem a menor largura de tempo ( $\Delta T$ ), o produto  $\Delta T \Delta E$  é constante e determinado pela emitância longitudinal que pode ser obtida no pre buncher. Esta emitância por sua vez, depende das pequenas oscilações em energia no tubo de pre aceleração e na própria fonte de íons.

Outros fatores que influem em  $\Delta T$  são as flutuações de tensão no terminal do Pelletron, os strippers e o ME 200. Foi feita uma análise mais detalhada de alguns destes fatores, isolando cada um deles das influências dos outros. Na figura 38 é mostrada a variação de  $\Delta T$  no terminal do Pelletron, antes de passar pelo stripper, em função da dispersão percentual em energia do feixe

contínuo  $\left[ \frac{\Delta V}{V} \right]$ . Vemos que há um aumento muito grande em  $\Delta T$

para valores de  $\frac{\Delta V}{V}$  maiores que 0.05%, que representa, para feixes de 100 KeV, uma dispersão de 50 eV. Nos cálculos da óptica foi fixado o valor de 15 eV, compatível com a estabilidade das fontes de tensão utilizadas na fonte de íons.

A influência de flutuações da tensão do terminal na resolução em tempo na entrada do super buncher, é mostrada na figura 39. Há um aumento gradual em  $\Delta T$  com o aumento das amplitudes das flutuações. O valor fixado para os cálculos foi 0.01%. Este valor foi medido durante a tomada de dados para a calibração do ME 200.

A maior contribuição para a dispersão em tempo é devida à dispersão em energia (stragglings) provocada pelos strippers. Para os cálculos da emitância longitudinal foram assumidos os valores de 35 KeV e 150 KeV no stripper do terminal e segundo stripper, para espessuras de  $5 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  e  $25 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ , respectivamente, que correspondem a valores máximos. Na figura 40 é mostrada a variação em  $\Delta T$ , na entrada do ME 200, como função do "stragglings" no stripper do terminal.

Em princípio, todo elemento óptico contribui para um aumento na largura em tempo do pulso de feixe, pois a trajetória de cada

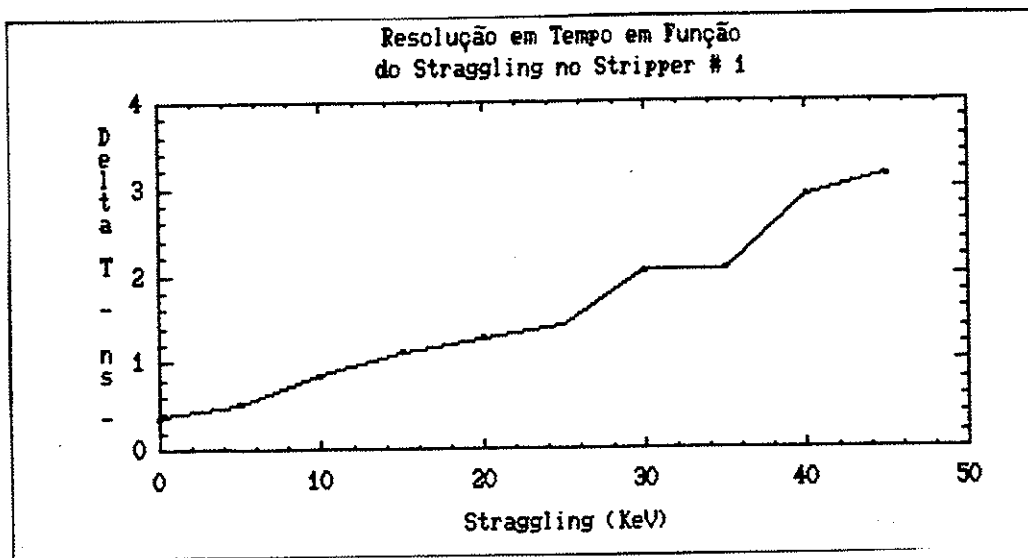


Figura 40

partícula é modificada pelo elemento e portanto, o comprimento total de cada trajetória, ou seja, o tempo que cada partícula leva para percorrer o elemento é diferente para cada uma das partículas. No caso de quadrupolos, este efeito é desprezível, pois o seu comprimento não ultrapassa algumas dezenas de centímetros e as coordenadas transversais das trajetórias são de no máximo, algumas dezenas de milímetros. O caso de ímãs defletores merece uma análise à parte, pois em geral, o comprimento das trajetórias pode chegar a metros.

No projeto Pelletron Linac, o único ímã defletor que influi na largura em tempo, entre o Pelletron e o Linac, é o ME 200. Este ímã deflete o feixe em  $90^\circ$ , tem um raio de 1.27 m e é de dupla focalização. O comprimento da trajetória central é de dois metros. Os comprimentos de outras trajetórias dependem do ângulo de deflecção,  $\alpha$ , do raio da trajetória central,  $\rho$ , e dos ângulos  $\beta_1$  e  $\beta_2$  (v. figura 41) e das coordenadas de cada partícula na entrada do ímã. A dupla focalização, ie, a focalização simultânea no plano paralelo ao campo magnético e o perpendicular a este campo, é conseguida, neste caso particular, com os ângulos  $\beta_1 = \beta_2$  tais que  $\text{tg } \beta_1 = 0.5$ . Nesta configuração, o feixe é desfocalizado no plano perpendicular ao campo magnético e é focalizado no plano paralelo. O efeito global, considerando os espaços de deriva antes e depois do ímã é de focalização nos dois planos. A desfocalização

no plano perpendicular ao campo faz com que o comprimento das trajetórias seja sensivelmente maior do que o comprimento da trajetória central, dando lugar a um alargamento do pulso de feixe. Os cálculos feitos para o ME 200 indicam um aumento de 20% na largura temporal quando comparada com o aumento desta largura em um espaço de deriva com 2 m de comprimento.

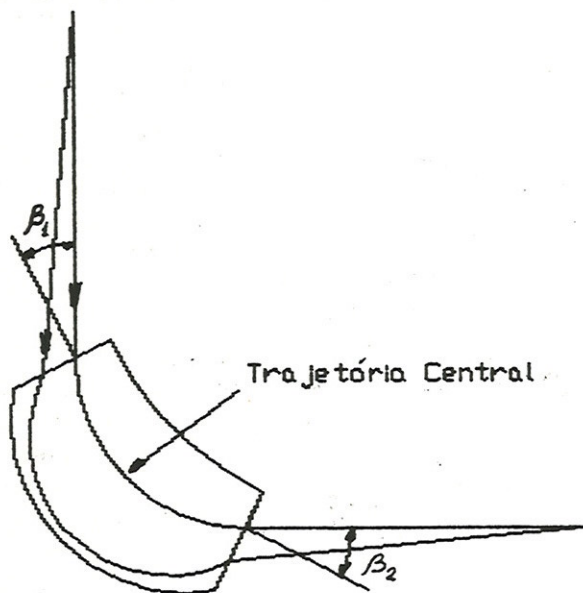


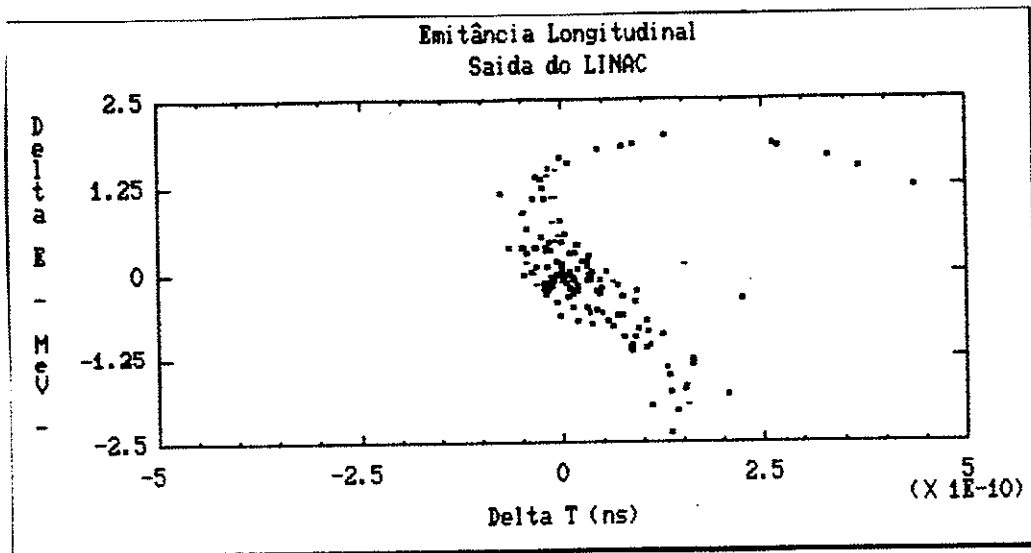
Figura 41

As figuras de emitância longitudinal e transversal na saída do LINAC (v. figs 42 e 43) mostram que o feixe está focalizado neste ponto, o que implica que o tamanho do feixe aumentará tanto nas coordenadas transversais  $x$  e  $y$  como na largura temporal  $\Delta T$  durante o transporte até as áreas experimentais. Para manter a qualidade do feixe, deverão ser colocados elementos de focalização: dubletos ou tripletos quadrupolares e uma cavidade do tipo  $h\beta$ .

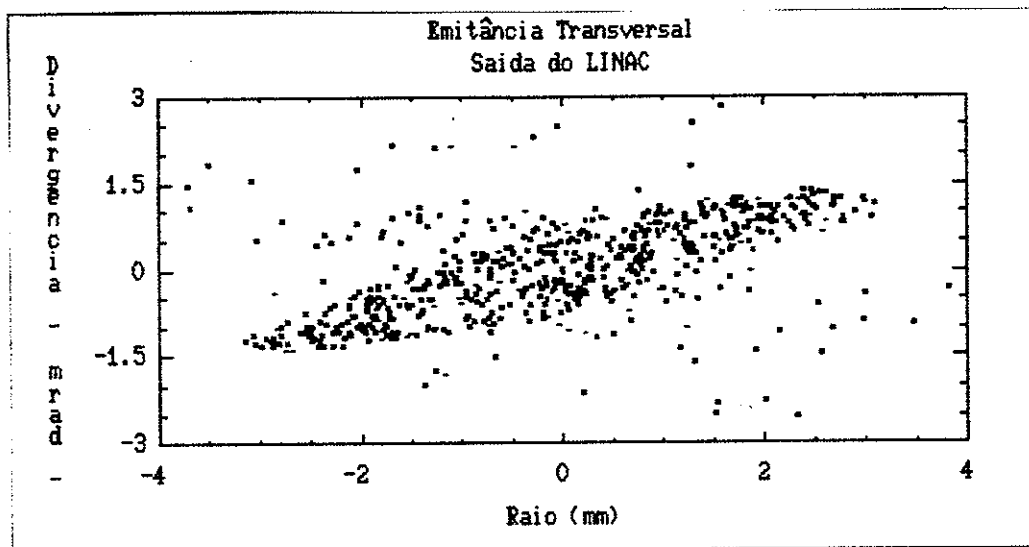
Com esta cavidade é possível focalizar longitudinalmente, i.e., obter uma largura temporal mínima no alvo, às expensas de um incremento na dispersão em energia; ou melhorar a dispersão em energia piorando a resolução em tempo. Para tanto, esta cavidade deve







*Figura 42*



*Figura 43*

trabalhar com a fase  $\phi_{off} = -90^\circ$ , ou seja na região de estabilidade de fase e ganho de energia nulo. A focalização em tempo ou energia se consegue variando a amplitude do campo elétrico na cavidade. A figura 44 mostra a variação da largura temporal em função da distância entre o rebuncher e o alvo para vários valores do campo elétrico para uma distância LINAC - Rebuncher de 5 m. Na tabela VI estão mostradas as dispersões em energia para vários valores do campo elétrico.

Tabela VI

Campo (Mv/m)	$\Delta E$ (KeV)
0.01	930
0.05	874
0.1	804
0.2	670
0.4	484
0.6	466
0.8	616
1.0	860

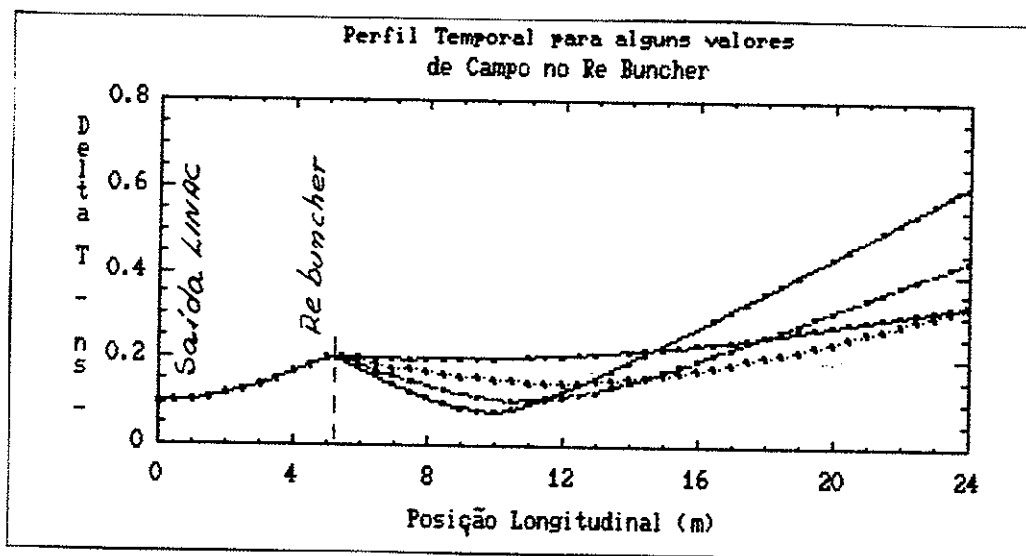


Figura 44

A localização do rebuncher depende das distâncias entre a saída do LINAC e as câmaras de espalhamento. Como regra para determinar esta localização pode-se considerar o rebuncher como uma lente fina ideal. Se a distância objeto-lente, for igual à distância lente-imagem, a magnificação será igual a 1.

As fases do pre buncher, chopper, super buncher, cavidades ressonantes do LINAC e re buncher estão correlacionadas e devem ter uma referência comum. O sinal de referência de fase é obtido no detetor de fase colocado nas vizinhanças do super buncher (v. fig 16). Este detetor é um ressoador que funciona à temperatura ambiente, cuja frequência de ressonância é 48 Mhz. Nele é injetado um sinal senoidal de frequência de 48,005 Mhz que criará batimento toda vez que um pulso de feixe passa pelo detetor. A detecção e amplificação deste batimento é que fornece a referência de fase.

Dois detetores deste tipo serão utilizados para medir a energia dos feixes acelerados pelo LINAC, medindo o tempo de vôo. Deverão ser colocados entre o LINAC e as câmaras de espalhamento. Maiores detalhes sobre este sistema podem ser encontrados na referência 15.

## CONCLUSÕES

Neste trabalho foram feitas simulações por computador do transporte e aceleração de alguns feixes; acreditamos que, numa boa aproximação, os resultados mostrados sejam bem próximos dos reais e servirão como base para a operação conjunta dos dois aceleradores.

Como foi dito na introdução, a tecnologia dos dois aceleradores é muito diferente e com a realização deste trabalho, conseguimos uma boa familiarização, pelo menos teórica, com o LINAC. Este é um passo fundamental para que o projeto Pelletron LINAC tenha o sucesso esperado.

### Referências Bibliográficas

- 1) J.R. Delayen. Longitudinal Transit Time Factors of Short Independently Phased Accelerating Structures. Nucl. Inst. and Meth. A 258 (1987) 15-25
- 2) Principles of Charged Particle Acceleration. Stanley Humphries Jr. Wiley Interscience Publication. John Wiley and Sons, N.Y.
- 3) J.C. Acquadro, E. Farrelly Pessoa and O. Sala. Beam Energies for Different Arrangements of the Niobium Split Ring Ressonators for the USP Superconducting Linac. Aceito para publicação na Revista de Física Aplicada e Instrumentação (Agosto 1992) e anexado a este trabalho.
- 4) ATLAS Proposal (1978) Argonne National Laboratory USA
- 5) R. Pardo (Argonne National Laboratory) comunicação privada
- 6) LINRAY1 Programa para o cálculo da óptica iônica de um acelerador linear para íons pesados, escrito por R. Pardo (Argonne National Laboratory), modificado e adaptado por J.C. Acquadro e E. Farrelly Pessoa.
- 7) Description notes for the computer code OPTICA.  
J.C. Acquadro, E. Farrelly Pessoa and O. Sala. Internal Report of the Pelletron Laboratory, Agosto 1991, 77 pp
- 8) OPTRYK A computer code for Particle Beam Calculation.  
G. Doucas and Hu XIjing. Oxford University Report OUNP -90-15.  
Oxford University, Oxford, U.K.

- 9) A.P. Banford. The Transport of Charged Particle Beams. 1966  
E & F.N. Spon Limited, London
- 10) J.R. Pierce. Theory and Design of Electron Beams. 1949  
D. Van Nostrand Company Inc.
- 11) The Heavy Ion Prebuncher for the USP Pelletron  
E. Farrelly Pessoa, R.A. Douglas and O. Sala  
IFUSP/P - 824 Instituto de Física da USP.
- 12) F.I. Lynch, R.N. Lewis, L.M. Bollinger, W. Henning and O.D. Despe. Nucl. Instr. and Meth. 159 (1979) 245-263.
- 13) Elimination of Parasitic Components in a Heavy Ion Beam Before Injection into a Linac.  
J.C. Acquadro, E. Farrelly Pessoa and O. Sala  
Aceito para publicação em Nucl. Instr. and Meth. (Março 1992) e anexado a este trabalho.
- 14) Beam Optics Studies. Transport from USP Pelletron to Linac Entrance.  
J.C. Acquadro, E. Farrelly Pessoa and O. Sala.  
Aceito para publicação em Nucl. Instr. and Meth. (Agosto 1992) e anexado a este trabalho
- 15) Phase measurement and Control of Pulsed Charged Beams  
R.N. Lewis. Nucl. Instr. and Meth. 151 (1978) 371-376

## Elimination of parasitic components in a heavy ion beam before injection into a linac

J.C. Acquadro, E. Farrelly Pessoa and O. Sala

Laboratorio Pelletron, Departamento de Física Nuclear, Universidade de São Paulo, Caixa Postal 20516, São Paulo, 01498 S.P., Brazil

Received 26 August 1991 and in revised form 17 March 1992

The ability of the combined properties of an rf chopper and an ME-200 analyzing magnet to remove unwanted charge state beams from the main beam of a Pelletron accelerator before injection into a superconducting linac is investigated.

### 1. Introduction

The use of a post acceleration rf chopper in combination with a heavy ion beam buncher in a standard technique used in tandem accelerators to eliminate the portion of the ions not contained in the bunch and to reduce the tails on the bunch itself [1]. Other applications of post acceleration choppers have also been reported [2,3]. In particular, the ATLAS at Argonne National Laboratory, USA, successfully employs an rf chopper, upstream from the analyzing magnet, to remove stripper generated, unwanted charge states from the main beam of interest for ions in the  $A \approx 50$  mass region [4]. For lighter ions the resolution of the analyzing magnet is sufficient to separate the charge states, but a point in mass is reached for which high charge

states, such as those generated in a high energy stripper, may be simultaneously transmitted through the magnet.

The purpose of this paper is to report our studies on the performance expected of an rf chopper in removing unwanted or parasitic beams and the effect of the chopper action on the transverse and longitudinal emittances. The chopper is designed for use in the Pelletron transport system which is being renovated to obtain an ion optics suitable for beam injection into a superconducting linac now under construction.

We begin in section 2 by assuming the absence of a post chopper and describe the calculations, along with results, to estimate the degree of beam mixing expected at the ME-200 analyzing magnet focus slits for  $^{58}\text{Ni}$  ions with charge state histories determined by the

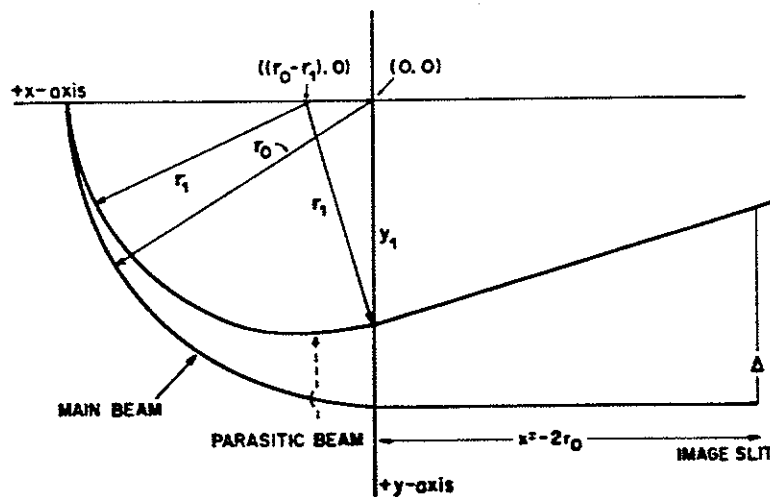


Fig. 1. Paths through the analyzing magnet for a main beam and a parasitic beam of different charge state.

terminal stripper and a high energy (HE) stripper located just beyond the object point of the ME-200 magnet.

In sections 3 and 4 expressions are derived to calculate the dispersion in a beam of mass  $A$ , but different charge states, expected at chopper slits coincident with the ME-200 object slits, due to the action of an rf chopper positioned upstream from the magnet. The results for  $^{58}\text{Ni}$  beams are discussed.

In section 5 beam profiles, calculated for our specific chopper geometry from a beam optics and ray trace program [5], are shown. Chopper algorithms, based on the equations of section 3, have been incorporated into this program.

Section 6 shows the effect of the chopper on the transverse and longitudinal emittances calculated at the chopper slits using the computer code of ref. [5]. The results show that the rf chopper action combined with the analyzing magnet resolution is capable of removing the contaminant beams.

## 2. Nonchopped parasitic beams transmitted by the ME-200 magnet

Assuming that the central orbit,  $r_0$ , of the ME-200 is adjusted for a main beam of charge  $q_0$  from the HE stripper (placed after the chopper slits located at the magnet object point) where  $q_0$  is produced by the charge state  $Z_0$  from the terminal stripper, the problem is to find all the charge state combinations ( $Z, q$ ) from these strippers with magnet paths which allow them to be transmitted through the magnet image slit of 2 mm half-width. For this we calculate the deflection  $\Delta$  expected at these slits for the more probable ( $Z, q$ ) charge combinations generated by the two strippers for a beam of given mass. The charge states expected from the strippers and their probability distributions as a function of incident beam energy were obtained with a VAX library code.

Fig. 1 shows the path of the main beam and a parasitic beam through the ME-200 magnet. The equation describing the path of the parasitic beam is

$$[x - (r_0 - r_1)]^2 + y^2 = r_1^2.$$

At the exit of the magnet,  $x = 0$  and

$$y_1 = \sqrt{r_1^2 - (r_0 - r_1)^2}.$$

Upon exiting the magnet, the parasitic beam follows the straight line path given by

$$y = \frac{(r_0 - r_1)x}{y_1} + y_1, \quad \text{where } x \leq 0.$$

At the image-point slits,  $x = -2r_0$  and  $y_1 = [r_1^2 - (r_0 - r_1)^2]^{1/2}$  and the deflection  $\Delta$ , where  $\Delta = r_0 - y_{\text{slit}}$ , becomes

$$\Delta = r_0 \left[ 1 - \frac{4\{r_1/r_0\} - 3}{\sqrt{2\{r_1/r_0\} - 1}} \right]. \quad (1a)$$

The ratio of the orbit radii in the magnet for a main beam ( $r_0$ ) and a parasitic beam ( $r_1$ ) is

$$r_1/r_0 = (p_1 q_0)/(p_0 q_1), \quad (1b)$$

where the  $q$  refers to the charge state from the high energy stripper and  $p$  is the momentum.

At the exit of the high energy accelerating tube the ratio of the momenta is given by

$$p_1/p_0 = \frac{\sqrt{Z_1 + 1}}{\sqrt{Z_0 + 1}},$$

where  $Z$  denotes the charge state acquired in the terminal stripper. Hence the ratio in eq. (1b) becomes

$$\frac{r_1}{r_0} = \frac{\sqrt{Z_1 + 1}}{\sqrt{Z_0 + 1}} \frac{q_0}{q_1}, \quad (2)$$

where ( $Z_0, q_0$ ) are the charge states of the main beam and ( $Z_1, q_1$ ) are the charge states of the parasitic beam from the terminal and the high energy strippers respectively.

A computer code MAGRIG was written to perform these calculations. The results show that for a  $^{58}\text{Ni}$  beam the ( $Z, q$ ) components (6, 15) and (8, 17) are transmitted through a 2 mm radius aperture placed at the ME-200 image point when the magnet central orbit is chosen for either component. Other cases of mixing are the (8, 19) with the (10, 21) beam and the (9, 19) beam with the (7, 17) one. This latter case is a particularly bad situation since the (7, 17) beam is about one half the intensity of the (9, 19) one.

## 3. Beam deflections at the chopper slits

For chopper plates lying in the  $xz$ -plane,  $z$  being the axial distance along the transport path, the force on each particle of charge  $q$  in the beam is given by

$$m\ddot{y} = \frac{qV}{d} \sin(\omega t + \phi),$$

where  $d$  is the gap distance between the chopper plates,  $V$  and  $\omega$  are the amplitude and the angular frequency of the rf voltage applied to the plates and  $\phi$  is the phase of the rf voltage at the moment the particle enters the region between the plates. The dots indicate time derivatives.



If at  $t = 0$ ,  $y = y_0$  and  $\dot{y} = \dot{y}_0$  then integrating twice gives

$$y = y_0 + \dot{y}_0 t + \frac{qV'}{m\omega d} \left[ t \cos \phi - \frac{1}{\omega} \sin(\omega t + \phi) \right] + \frac{qV}{m\omega^2 d} \sin \phi.$$

Transforming to space derivatives ( $\delta/\delta z$ ) indicated by a prime and using the expressions  $t = L/v$ ,  $y = vy'$  and  $k = \omega/v$ , where  $L$  is the length of the chopper plates and  $v$  is the velocity of the particle in the  $z$  direction, gives at the chopper exit

$$y' = y'_0 + C_1$$

and

$$y = y_0 + y'_0 L + C_2,$$

where

$$C_1 = \frac{qV}{m\omega v d} [\cos \phi - \cos(kL + \phi)] \quad (3)$$

and

$$C_2 = \frac{qV}{m\omega^2 d} [kL \cos \phi + \sin \phi - \sin(kL + \phi)]. \quad (4)$$

If the chopper defining slits are placed a distance  $z_c$  after the chopper exit, then the deflection at these slits is determined by the  $y$ -coordinate drift space transformation

$$y = y_{\text{exit}} + y'_{\text{exit}} z_c$$

or

$$y = y_0 + y'_0(L + z_c) + C_1 z_c + C_2, \quad (5)$$

where  $\text{DEL} = C_1 z_c + C_2$  represents a dislocation of the beam at the chopper slits caused by the chopper action.

The remaining terms are just the coordinate transformations for a drift region of length  $(L + z_c)$ .

By a judicious choice of the phase angle  $\phi$ , the deflection DEL at a given slit distance  $z_c$  of the charge state beam of main interest may be set equal to zero, thus allowing this beam to pass undeflected through the chopper slits. Denoting the value of the phase

which satisfies the condition  $z_c = -C_2/C_1$  by  $\phi_0$  one gets

$$\tan \phi_0 = \frac{kz_c \cos(kL) - k(z_c + L) + \sin(kL)}{1 + kz_c \sin(kL) - \cos(kL)}, \quad (6)$$

where the velocity appearing in  $k = \omega/v$  is that of the ion of the charge state to be transmitted.

The other beam components with different charge states acquired in the terminal stripper have different kinetic energies and so take different times to arrive at the chopper. This difference  $\Delta t$  constitutes a phase difference  $\Delta\phi = \omega\Delta t$  in relation to the phase  $\phi_0$  calculated for zero deflection of the main beam so that the total rf phase becomes  $\phi = \phi_0 + \omega\Delta t$ . Hence the phases for the other charge states will not fulfill the condition for  $\text{DEL} = 0$  and deflections of magnitude  $\text{DEL} = C_1 z_c + C_2$  are expected for these beams at the chopper slits.

#### 4. Determination of the time difference $\Delta t$

Fig. 2 is a sketch of the axial path of a beam particle from the entrance of the high energy (HE) section of the accelerating tube to the chopper slits. The distance from the entrance to the exit of the HE accelerating tube is given by

$$T = v_0 t + \frac{1}{2} a t^2$$

so that the time and the acceleration within the HE tube region is

$$t = \frac{-v_0 + \sqrt{v_0^2 + 2a(Z)xT}}{a(Z)}, \quad (7)$$

where

$$v_0 = c \left[ \frac{2(U+B)}{mc^2} \right]^{1/2} \quad a(Z) = \frac{c^2 Z U}{mc^2 T},$$

$U$  is the terminal voltage,  $B$  the ion source bias, and  $Z$  the charge number.

The final velocity  $v_F$  at the exit of the high energy tube is

$$v_F = c \sqrt{\frac{2[(Z+1)U+B]}{mc^2}} \quad (8)$$

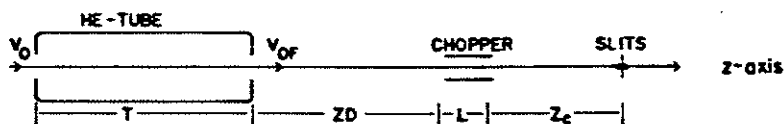


Fig. 2. Sketch of a portion of the Pelletron accelerator beginning with the entrance to the high energy accelerating tube and ending at the chopper slits positioned at the object point of the ME-200 analyzing magnet.  $T = 4.734$  m,  $ZD = 3.098$  m,  $L = 0.300$  m and  $Z_c = 2.017$  m.

and the time TD to travel the drift space ZD and arrive at the chopper entrance is  $TD = ZD/v_p(Z)$ .

Thus the time difference  $\Delta t$  at the chopper entrance expected between main beam particles of charge number  $Z_0$  and parasitic beam particles of charge number  $Z_1$  is

$$\Delta t = [t(Z_0) + TD(Z_0)] - [t(Z_1) + TD(Z_1)] \quad (9)$$

and the phase difference is

$$\Delta\phi = \omega\Delta t \quad (10)$$

with

$$\phi = \phi_0 + \Delta\phi$$

It is this phase angle  $\phi$  that must be used in the calculation of the chopper constants  $C_1$  and  $C_2$  of eqs. (3) and (4). The deflection DEL at the chopper slits for each charge beam is given by

$$DEL = (C_1 z_c + C_2). \quad (11)$$

A computer code DELS was written using algorithms based on the equations shown above. For the

chopper position and dimensions of fig. 2, the calculations show that a  $^{58}\text{Ni}$  beam of charge state 9 needs a chopper phase  $\phi_0 = -19.4^\circ$  in order to pass without deflection through the chopper slits while the charge states 5, 6, 7, 8 and 10 are deflected beyond the acceptance half-width (2 mm).

If the HE stripper is placed slightly downstream from the chopper slits which coincide with the object slits of the ME-200 magnet, the charge combination (9, 19) from the two strippers will now pass through the magnet uncontaminated by the (7, 17) combination giving a clean beam of charge 19 into the linac super-buncher.

### 5. Chopper effect on the ray trace profile

From the equations of section 3 chopper algorithms were constructed and introduced into our beam transport program [5]. The envelope of a  $^{58}\text{Ni}$  beam for various charge components generated in a  $5 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  carbon foil is shown in fig. 3 for the portion of the

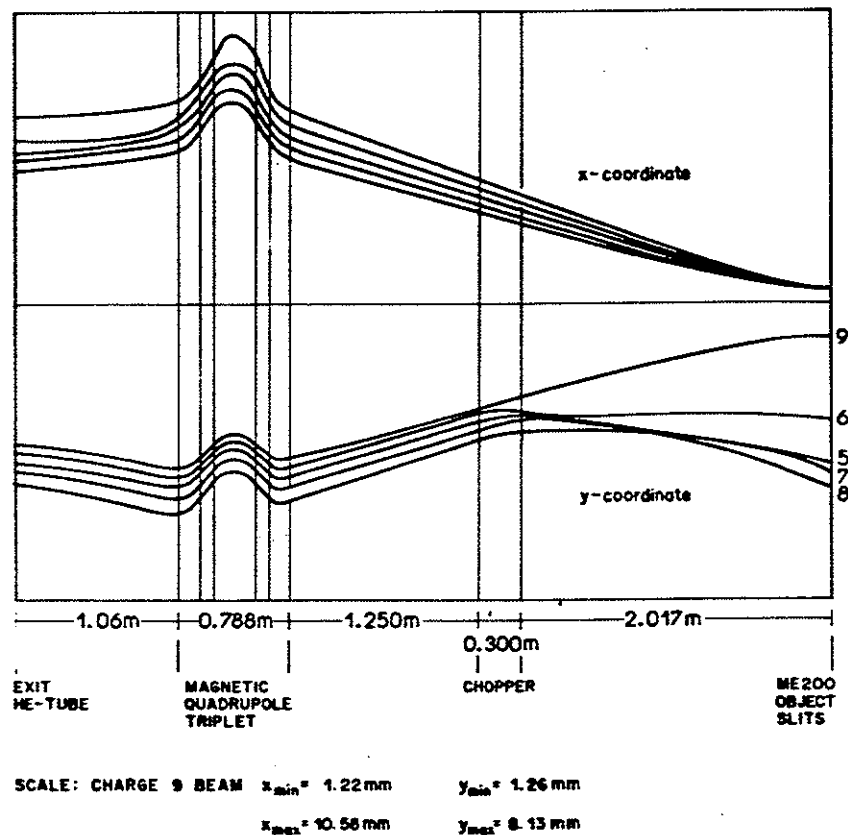


Fig. 3. Ray trace of envelopes of  $^{58}\text{Ni}$  beams with charge states 5, 6, 7, 8 and 9. The main beam is the charge state 9. A chopper voltage of 5.0 kV and frequency 6.0 MHz was used. The chopper sweep direction is the y coordinate.

pelletron transport path extending from the exit of the HE accelerator tube to the chopper slits located at the ME-200 object point. This includes a drift region of 1.06 m, a magnetic quadrupole triplet of total length 0.788 m, another drift region of 1.25 m, the chopper plates oriented in the  $xz$ -plane of length of 0.300 m and separated by 20 mm, followed by a drift distance to the chopper slits of 2.017 m. A voltage of 5.0 kV amplitude and 6.0 MHz frequency was applied to the chopper plates.

The charge state of interest was assumed to be the +9 state for a  $^{58}\text{Ni}$  beam. As mentioned above, the phase  $\phi_0$  necessary for this beam to remain undeflected at the chopper slits is  $-19.4^\circ$ . The phases  $\phi$  inputted to the ray trace code [5] for the other charge states, (5, 6, 7, 8), were obtained from the code DELS (section 4). The action of the chopper in sweeping the parasitic beams away from the slit aperture is clearly illustrated. The chopper plate-slit distance used was limited by considerations of power in the rf supply voltage and the beam size at the chopper entrance.

We mention that the computer graph (fig. 3) allows only the absolute value of the  $y$  deflection to be plotted. Also the orientation of the chopper plates in the  $xz$ -plane was chosen so that the chopper sweep direction is independent of the direction associated with the energy control slits at the focus of the ME-200 magnet.

#### 6. Chopper effect on emittances

In order to determine the effect of the chopper on the  $y$  transverse and the longitudinal emittances, the program OPTICA was employed to calculate the  $^{58}\text{Ni}$  (charge 9) parameters at the chopper slits (half-width 2 mm) for a statistical sample of 1000 particles [5].

Figs. 4a and 4b show the  $y$ -emittance ellipses obtained at the slit entrance for chopper voltages of 0.0 and 5.0 kV, respectively. A deterioration of the emittance with the chopper "on" is clearly shown. To estimate the degree of deterioration, ellipses obtained at the exit of the chopper slits under the same conditions of 0.0 and 5.0 kV are shown in fig. 4c and 4d, respectively. The beam transmission through the slits with 5.0 kV applied to the chopper is 70% so that the number of particles within the ellipse of fig. 4d is about 60% of those within the original ellipse (chopper off) of figs. 4a and 4c. Thus the  $y$ -coordinate emittance may be maintained when the chopper is turned on if a loss of about 40% beam intensity is tolerated.

In the case of the longitudinal emittance at the slit exit, illustrated in figs. 5a and 5b, it can be seen that the chopper actually improves the emittance of the 60% portion of the beam which is transmitted through the slits. This is because the phases of the particles in

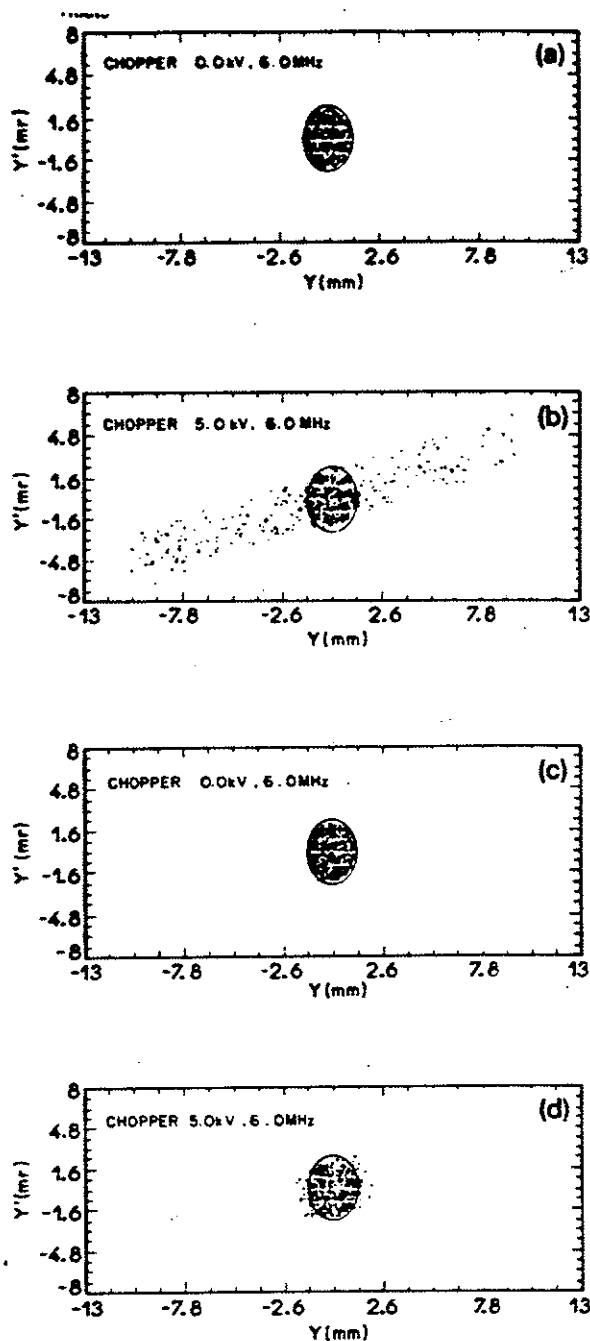


Fig. 4. Transverse emittances in the chopper sweep direction ( $y$ ). Figs. 4a and 4b show the emittances at the chopper slit entrance for chopper voltages 0.0 and 5.0 kV, respectively. Figs. 4c and 4d show the emittances at the chopper slit exit for chopper voltages 0.0 and 5.0 kV, respectively. With 5.0 kV on the chopper the slits transmit 60% of the beam which is contained within the original (without chopper)  $y$ -coordinate emittance ellipse.

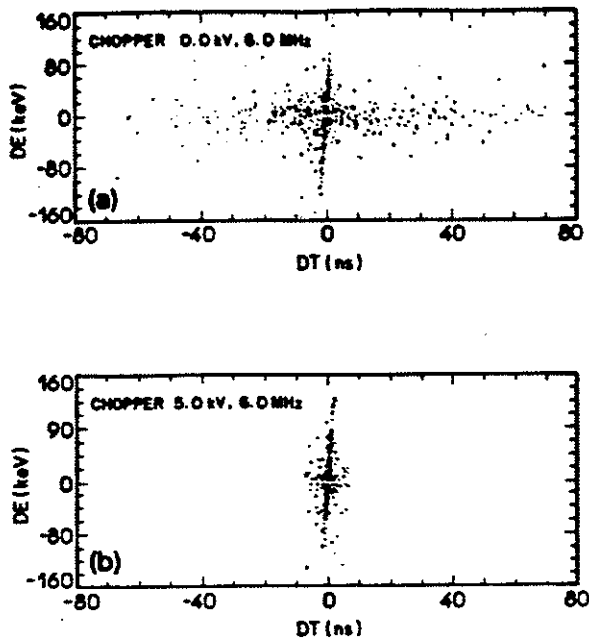


Fig. 5. Longitudinal emittances in the chopper sweep direction ( $y$ ). Figs. 5a and 5b show the emittances at the chopper slit exit for chopper voltages of 0.0 and 5.0 kV, respectively. A transmission of 60% allows an improvement in this emittance.

the tails of the beam time pulse generate  $y$  deflections large enough to prohibit the transmission of these particles through the chopper slits.

## 7. Conclusion

The problem of parasitic beam contamination of a main beam in the mass region  $A = 50$ , intended for injection into a superconducting linac, may be resolved by utilizing the combined properties of an rf chopper and an analyzing magnet. For chopper plates situated

about 2 m upstream from slits at the analyzing magnet object point, it is found that for 0.300 m long chopper plates with a 20 mm separation, an rf voltage amplitude of 5.0 kV (phased at  $-19.4^\circ$ ) is capable of transmitting the  $^{58}\text{Ni}$  ions of charge state 9 through the slits while deflecting all the other charge states from the terminal stripper beyond the acceptance half-width of the slits. Among the charge states generated in the high energy stripper by the charge state 9,  $^{58}\text{Ni}$  ions, only the charge state 19 is transmitted through the analyzing magnet image slits. This results in a  $^{58}\text{Ni}$ , charge 19 beam at the entrance to the superconductor buncher prior to the linac which is free of parasitic components.

Degradation in the transverse and longitudinal emittances is a disadvantage of the chopper. However, calculations showed that this may be avoided by using a fairly narrow chopper slit width which, however, causes a reduction in beam intensity to about 60% of the nonchopped beam.

## Acknowledgement

The authors would like to thank Dr. R.C. Pardo of the ATLAS group at Argonne National Laboratory, USA, for his many helpful communications.

## References

- [1] ATLAS proposal (1978), Argonne National Laboratories, USA.
- [2] A.P. Banford, *The Transport of Charged Particle Beams*, (E. & F.N. Spon, London, 1966).
- [3] A.D. Frawley and J.D. Fox, *Nucl. Instr. and Meth.* 204 (1982) 37.
- [4] R.C. Pardo, private communication.
- [5] J.C. Acquadro, E. Farrelly Pessoa and O. Sala, Description of the Computer Code OPTICA for Determining the Beam Transport through USP Pelletron Accelerator, internal report of the Pelletron Laboratory (1991), 75 pp.

## BEAM OPTICS STUDIES

### TRANSPORT FROM USP PELLETRON EXIT TO LINAC ENTRANCE

J.C. Acquadro, E. Farrelly Pessoa and O. Sala

*Laboratório Pelletron, Departamento de Física Nuclear*

*Universidade de São Paulo, Caixa Postal 20516*

*São Paulo, 01498 S.P., Brasil*

The optical elements necessary for transport of a heavy ion beam from the exit of the USP Pelletron to the entrance of a superconducting linac accelerator have been chosen using a computer simulation of the optical path. Special attention has been given to the values of the beam transverse and longitudinal emittances necessary for proper beam injection into the linac. Results are presented graphically.

#### 1. Introduction

A computer code OPTICA<sup>1)</sup> has been developed from the ray trace program OPTRYK<sup>2)</sup> which was designed for use with any arrangement of the following heavy ion beam optical elements: ion source, drift length, quadrupole singlet (electric or magnetic), deflection magnet, accelerating section, thin lens and stripper. These elements may be represented by matrix transformations<sup>2,3)</sup>. The new features incorporated into our version include the statistical calculations of the beam parameters for 1000 beam particles which allow the display of the transverse and longitudinal emittance ellipses at any point along the transport path plus the addition of algorithms to include rf bunchers, rf choppers and defining slits as optical elements.

The main considerations in choosing the sequence of optical elements to be placed between the exit of the Pelletron and the entrance of a superconducting linac were the minimization of the time spread in the particle bunch, the appropriateness of the

values of the beam spatial coordinates for transmission through the various optical elements, the suitability of the transverse and longitudinal emittance ellipses at the linac entrance and the prevention of parasitic beams<sup>4)</sup> with unwanted charge states from entering the linac.

After numerous trials with different configurations, a sequence of optical elements considered to be the most desirable was determined and is presented below along with the related transport data.

## 2) CALCULATIONS AND RESULTS

### a) The 58Ni(9,19) Results

For ions originating in a duoplasmatron source, a schematic version of the transport path between the exit of the high energy accelerating tube of the USP Pelletron and the entrance point of the first cryostat of a superconducting linac accelerator is shown in fig.1. The envelope trace from the exit of the high energy (HE) accelerating tube up to the chopper slits corresponds to a 58Ni bunched beam (12MHz fundamental frequency)<sup>5)</sup> of charge 9+ from the terminal stripper. Immediately following the chopper slits is a HE stripper from which the charge 19+ is selected as the central orbit of the ME 200 analyzing magnet, so that the envelopes from the HE stripper to the linac entrance are for a 58Ni charge 19+ beam. Hence the nomenclature 58Ni(9,19).

Actually two indistinguishable envelope paths appear in fig.1 for the x-coordinate and also for the y-coordinate (the chopper sweep coordinate). One corresponds to a chopper rf voltage of 5.0kV with frequency and phase angle<sup>4)</sup> 6.0MHz and  $-19.4^\circ$  respectively, and the other to the absence of the chopper (applied voltage 0.0kV). The similarity of the envelopes demonstrates that the properly phased rf voltage to the chopper plates has practically no effect on the ray trace.

Before arriving at the linac, the beam passes through a superbuncher (SB) which consists of a single niobium split ring resonator. This SB provides a rebunching in time of the beam pulse prior to entering the linac. Fig. 2a shows the distribution in  $A_t$  of the beam pulse obtained at the linac entrance when the SB is operated at 37kV and 97 MHz. Fig. 2b shows the  $A_t$  distribution of the same beam pulse when the SB is turned off (0.0kV applied). The SB action allows a bunching factor of about 10 to be obtained.

Table 1, columns a and b, shows the statistical values of the beam parameters at the linac entrance for the SB 'on' and 'off' cases respectively. The superbunched time pulse of fwhm 0.14 ns spreads out to fwhm 1.48 ns when the SB is not used. Table 1, column c, shows the statistical values of the beam parameters at the linac entrance in the case where the HE stripper has a thickness of  $0.0 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  and a straggling of 0.0 keV, although the charge 19 is maintained. These results should be compared with column a which includes a HE stripper of  $25 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  thickness with a straggling of 150 keV. It can be seen that with the HE stripper in use the values of the beam parameters remain similar to the 'no stripper' case at the cost of a reduction in transmission (66% to 39%). The transmission could of course be increased by opening the chopper slits and the ME 200 focus slits but with the presence of the strippers, especially the HE one, the increase in transmission will give a deterioration in the emittances. Both chopper and ME 200 focus slits were maintained at 2mm x 2mm halfwidths. This seemed the best compromise between transmission and acceptable emittance values.

Figs. 3, 4 and 5 show the x-coordinate, the y-coordinate and the longitudinal emittance ellipses for the  $^{58}\text{Ni}(9,19)$  beam at the entrance to the linac. The chopper is maintained at 5.0 kV (6.0MHz) and the SB at 37.0 kV (97MHz). The upright longitudinal ellipse shows that a time waist exists at this point.

## b) The 160(7,8) Results

Fig. 6 shows the results of the transport calculations performed for the lighter ion, 160. The chopper voltages are 5.0kV, 6.0MHz phased at  $-11.5^\circ$  and 0.0kV. The SB voltage is 110kV, 97MHz. Only one envelope path appears for each coordinate since the properly phased 5.0kV chopper rf voltage has no perceptible influence on the transport. The higher SB voltage is expected for the lower charge (8) ions.

Fig.7 is a comparison of the 58Ni(9,19) and the 160(7,8) paths for a chopper voltage of 5.0 kV ,with respective phases  $-19.4^\circ$  and  $-11.5^\circ$ . The respective SB voltages are 37kV and 110kV. Both strippers are included with the same thicknesses and straggling as for the 58 Ni case. The chopper slits and the ME 200 focussing slits are maintained at the same half widths as for the Ni case. These results show that the chosen optical sequence is satisfactory in the entire mass region ( $A=10$  to  $A=70$ ) of intended use in the new superconducting linac<sup>6)</sup>.

Fig.8a and 8b are the analogies of fig.2a and 2b for the case of 160. Again a time bunching factor of about 10 is seen to be obtained with the SB operated at 110kV (97MHz).

Table 2 is analogous to table 1 but is for the case of 160. The same conclusions as to the importance of the SB and the emittance deterioration caused by the HE stripper are valid in this case.

Fig.9,10 and 11 are the x-coordinate, the y-coordinate and the longitudinal emittance ellipses respectively for a 160(7,8) beam at the entrance to the linac for a chopper voltage of 5.0 kV and a SB voltage of 110.0 kV.



### 3.) DISCUSSION

The values of the emittances reported in table 3 were derived from the data of table 1, columns a and c, for 58 Ni and table 2, columns a and c, for 160. Also included are the values of the emittances obtained from the ellipses of figs.3-5 and 9-11. The results from the ellipses are somewhat lower in value than from the fwhm values although this difference does not affect the conclusions. We call attention to the fact that the values appearing in tables 1 and 2 represent statistical values and for this reason slight differences in those parameters expected to be unaffected are seen when the transport calculations are repeated.

The presence of the strippers in the transport path is the major cause of emittance deterioration in the beam. For example the terminal stripper alone, with a  $5.0\mu\text{g}/\text{cm}^2$  carbon foil and an assumed straggling of 35 keV, causes an increase in the x,y and longitudinal emittances by a factor of about 6 in the 58Ni case and a factor 2-3 in the 160 case when measured just before the entrance to the HE accelerating tube. This straggling value is an overestimate for the 160 ions but by the time these ions arrive at the linac entrance after passage through the HE stripper, the difference for the longitudinal emittance is hardly noticeable.

Reference 7 (pg.A10-4) reports much smaller emittance deterioration factors by their terminal stripper of the same thickness carbon foil. This discrepancy must be due to a difference in the algorithms used for calculating the scattering effects in the stripper foil.

Computer files of the emittances reported here for 58Ni(9,19) and 160(7,8) served as input to the slightly modified computer code LINRAY<sup>8)</sup> which simulates any combination of split ring resonators, drift regions and solenoids. For our first two cryostat configurations<sup>6)</sup> the beams passed without any further reduction in transmission showing that these larger emittances did not result in beam hitting the cryo elements.

As can be seen in column c of tables 1 and 2, removal of the high energy stripper by setting the thickness and the straggling equal to zero, although the higher charge state for the ion is retained, allows a much higher beam transmission for practically the same values of the emittances. Also with the HE stripper in use the values of the emittances may be much improved if a reduction in transmission by closing the analyzing magnet focus slits is tolerable so that the problem reduces to compromise between beam emittance and beam transmission. In relation to this, plans for a new ion source with improved beam emittance and intensity are under consideration.

Modifications to implant the transport path between the exit of the HE accelerating tube and the entrance to the first linac cryostat described here are in progress and the perspective for completion is about 18 months time.

#### ACKNOWLEDGEMENTS

We would like to express our thanks to L. Bollinger, R. Pardo and K. Shepard of the Atlas group for their many helpful contributions to our study of the Pelletron beam optics.

One of the authors (EFP) would like to thank FINEP and CNEN for their support.

#### BIBLIOGRAPHY

- 1.) Description Notes for the Computer Code 'OPTICA'.  
J.C. Acquadro, E. Farrelly Pessoa and O. Sala.  
Internal Report of the Pelletron Laboratory, Aug. 1991, 74 pgs.
- 2.) OPTRYK. A Computer Code For Particle Beam Calculations  
G. Doucas and Hu Xijing, Oxford University Report OUNP-90-15,  
Oxford University, Oxford, U.K.
- 3.) A.P. Banford, The Transport of Charged Particle Beams, 1966,  
E. & F.N. Spon Limited, London.

- 4.) Elimination of Parasitic Components in a Heavy Ion Beam  
Before Injection Into a Linac  
J.C. Acquadro, E. Farrelly Pessoa and O. Sala  
Accepted for publication in Nuclear Instruments and Methods in  
Physics Research A , March, 1992.
- 5.) The Heavy Ion Prebuncher for the USP Pelletron  
E. Farrelly Pessoa, R. A. Douglas and O. Sala  
IFUSP/P-824 , Instituto de Fisica, Univ. de Sao Paulo.
- 6.) Energy Gains in Different Arrangements of Split Ring Resonators  
The Sao Paulo SC Linac Configuration.  
J.C. Acquadro, E. Farrelly Pessoa and O. Sala  
Submitted for Publication in Revista Brasileira de Fisica  
Aplicada e Instrumentação.
- 7.) Atlas Proposal (1978), Argonne National Laboratories, USA
- 8.) Computer Code LINRAY .Courtesy of R. Pardo, Argonne National  
Laboratories, U.S.A.

## TABLE CAPTIONS

Table 1. Statistical parameters at linac entrance of  $^{58}\text{Ni}(9,19)$  beam.

Column a: Chopper 5.0kV, 6.0MHz : SB 37kV, 97.0MHz :  
Terminal + HE strippers used. Chopper slits and  
ME-200 focus slits have x-y halfwidths 2mm x 2mm.

Column b: Same as (a) except no SB i.e. 0.0kV applied.

Column c: Same as (a) except HE stripper removed.

Table 2. Statistical parameters at linac entrance of  $^{160}(7,8)$  beam.

(a) Chopper 5.0kV, 6.0MHz : SB 110.0kV, 97.0MHz :  
Terminal + HE strippers used. Chopper slits and ME-200  
focus slits have x-y halfwidths 2mm x 2mm.

(b) Same as (a) except SB has 0.0kV.

(c) Same as (a) except HE stripper removed.

Table 3. Emittance values for  $^{58}\text{Ni}(9,19)$  and  $^{160}(7,8)$  beams at  
linac entrance resulting from computer simulation of beam  
transport through the USP Pelletron system.

TABLE 1  
 BEAM STATISTICAL PARAMETERS AT LINAC ENTRANCE  
 58Ni(9, 19)

FWHM VALUES

	(a)	(b)	(c)
x (mm)	2.10	2.11	1.76
x' (mrad)	2.63	2.78	2.40
y (mm)	2.23	2.36	2.08
y' (mrad)	2.17	2.24	2.22
dE (keV)	657.51	61.51	719.76
dt (ns)	0.14	1.48	0.09
transmission	39%	39%	66%

TABLE 2  
 BEAM STATISTICAL PARAMETERS AT LINAC ENTRANCE  
 160(7,8)

	FWHM VALUES		
	(a)	(b)	(c)
x (mm)	4.39	4.16	3.90
x' (mrad)	1.08	1.07	0.54
y (mm)	1.55	1.49	0.93
y' (mrad)	2.11	2.26	2.21
dE (keV)	410.09	46.40	408.52
dt (ns)	0.09	1.06	0.06
transmission	35%	32%	64%

TABLE 3

BEAM QUALITY AT LINAC ENTRANCE : EMITTANCE VALUES <sup>a)</sup>							
BEAM <sup>b)</sup> 58Ni(9, 19)	fwhm values				ellipses		
	trans	xx' mm-mrad	yy' mm-mrad	$\Delta E \Delta t$ keV-ns	xx' mm-mrad	yy' mm-mrad	$\Delta E \Delta t$ keV-ns
TERMINAL STRIPPER ALONE <sup>c)</sup>	66%	4.0	4.6	65	-	-	-
HE STRIP. + TERMINAL STRIP	39%	5.5	4.8	94	4.8	3.0	85
BEAM <sup>b)</sup> 160(7, 8)							
TERMINAL STRIPPER ALONE <sup>c)</sup>	64%	2.1	2.0	26	-	-	-
HE STRIP. + TERMINAL STRIP.	35%	4.7	3.3	36	3.4	2.3	32

a) Emittances into terminal stripper

58Ni:  $xx' = 2.1$  mm-mrad     $yy' = 1.8$  mm-mrad     $\Delta E \Delta t = 2.2$  keV-ns

160 :  $xx' = 1.9$  mm-mrad     $yy' = 1.9$  mm-mrad     $\Delta E \Delta t = 4.4$  keV-ns

b) Chopper 5.0kV, 6.0MHz. SB 37kV, 97MHz for 58Ni:    SB 110kV, 97MHz for 160.

c) HE stripper assigned thickness  $0.0 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  and straggling 0.0 keV.

## FIGURE CAPTIONS

Fig.1 58Ni(9,19) beam transport from exit of HE accelerating tube to linac entrance. Chopper: 5.0kV, 6.0MHz and 0.0kV. Superbuncher: 37kV, 97MHz. Envelopes for the two chopper voltages are barely distinguishable.

**ELEMENT IDENTIFICATION:**

- |                             |                      |
|-----------------------------|----------------------|
| 1) HIGH ENERGY TUBE EXIT    | 7) SWITCHING MAGNET  |
| 2) MAG.QUAD.TRIPLET         | 8) MAG.QUAD.DOUBLET  |
| 3) RF CHOPPER               | 9) MAG.QUAD.TRIPLET  |
| 4) CHOP.SLITS + HE STRIPPER | 10) SUPERBUNCHER     |
| 5) HE-200 ANALYZING MAGNET  | 11) MAG.QUAD.TRIPLET |
| 6) MAG.QUAD.DOUBLET         | 12) LINAC ENTRANCE   |

Fig.2 The At histogram of 58Ni(9,19) beam pulse at linac entrance.  
 a)Chopper 5.0kV,6.0MHz : Superbuncher 37.0kV,97.0MHz  
 b)Chopper 5.0kV,6.0MHz : Superbuncher 0.0kV

Fig.3 X-coordinate emittance at linac entrance. Beam 58Ni(9,19).  
 Chopper 5.0kV,6.0MHz : SB 37.9kV,97.0MHz : Transmission 39%

Fig.4 Y-coordinate emittance at linac entrance. Beam 58Ni(9,19).  
 Chopper 5.0kV,6.0MHz : SB 37.0kV,97.0MHz : Transmission 39%

Fig.5 Longitudinal emittance at linac entrance. Beam 58Ni(9,19).  
 Chopper 5.0kV,6.0MHz : SB 37.0kV,97.0MHz : Transmission 39%

Fig.6 16O(7,8) beam transport from exit of HE accelerating tube to linac entrance. Element identification given in caption of fig.1. Chopper 5.0kV,6.0MHz and 0.0kV. SB 110.0kV,97.0MHz. Envelopes for the two different chopper voltages indistinguishable.



Fig.7 Comparison of envelopes for the transport between the HE accelerating tube and the linac entrance of 58Ni(9,19) and 160(7,8) beams. Dashed line is for 58Ni and solid line for 160. Elements same as in fig.1.

Fig.8 The At histogram of 160(7,8) beam pulse at linac entrance.

a) Chopper 5.0kV,6.0MHz: SB 110.0kV,97.0MHz.

b) Chopper 5.0kV,6.0MHz: SB 0.0kV

Fig.9 X-coordinate emittance at linac entrance. Beam 160(7,8).

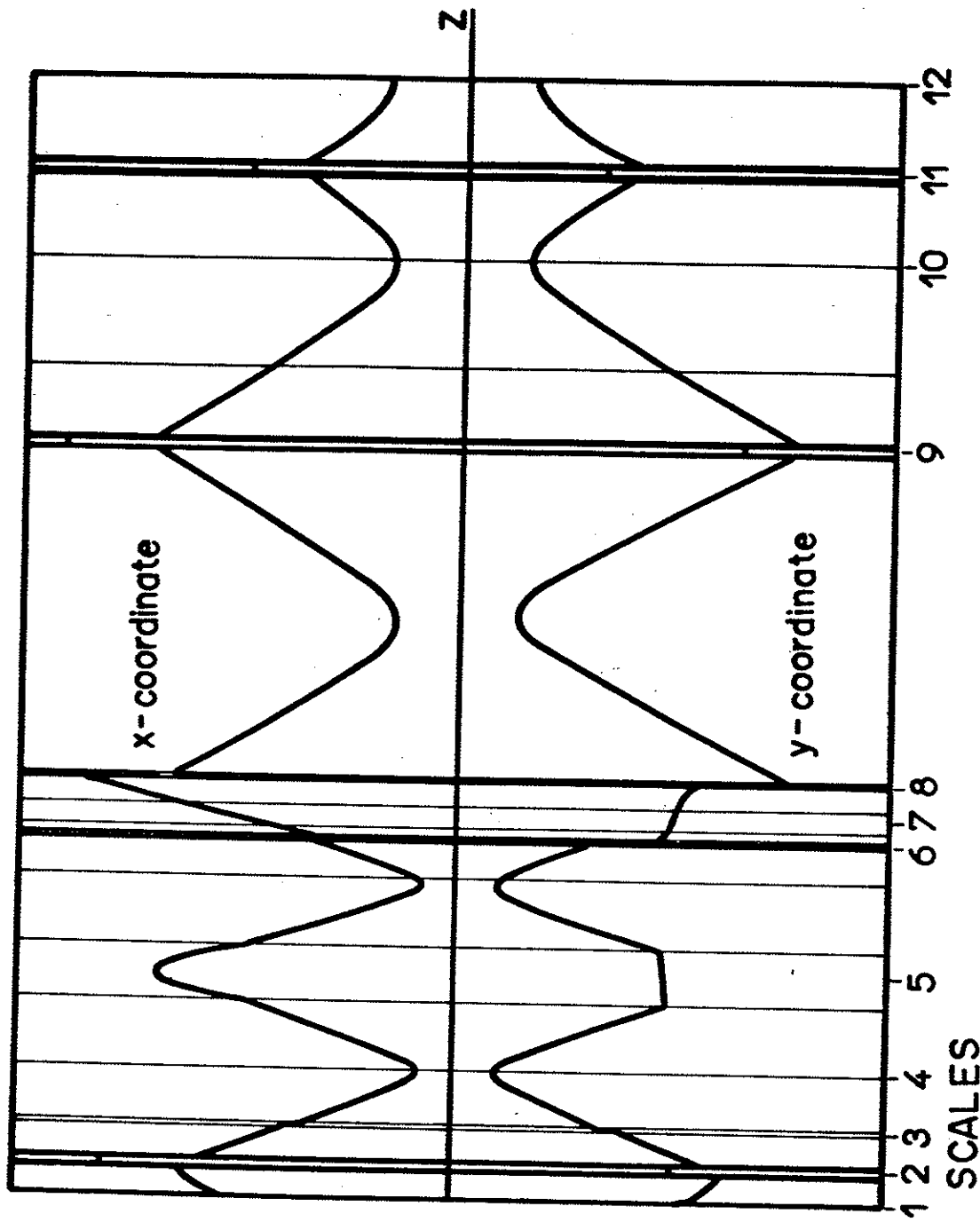
Chopper 5.0kV,6.0MHz: SB 110.0kV,97MHz :Transmission 35%

Fig.10 Y-coordinate emittance at linac entrance. Beam 160(7,8).

Chopper 5.0kV,6.0MHz:SB 110.0kV.97.0MHz:Transmission 35%

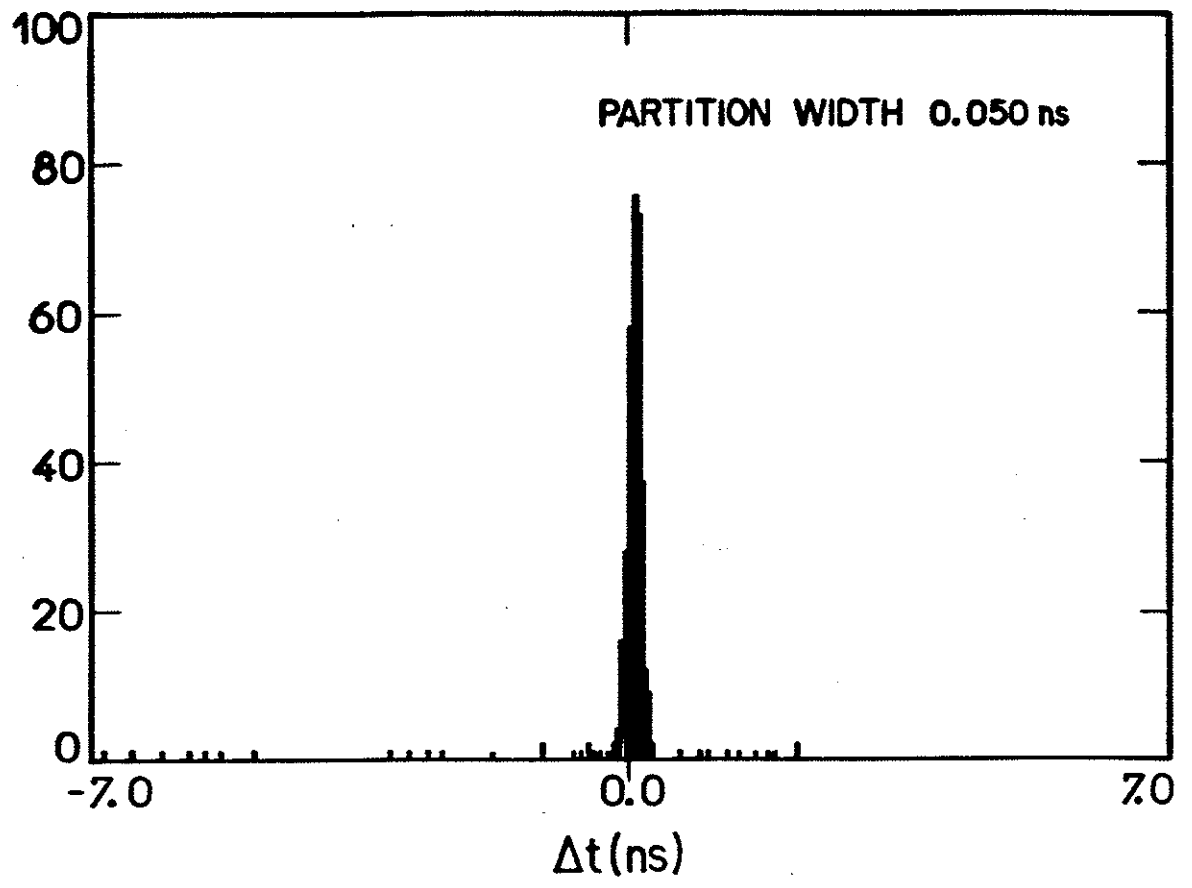
Fig.11 Longitudinal emittance at linac entrance. Beam 160(7,8).

Chopper 5.0kV,6.0MHz: SB 110.0kV,97.0MHz:Transmission 35%



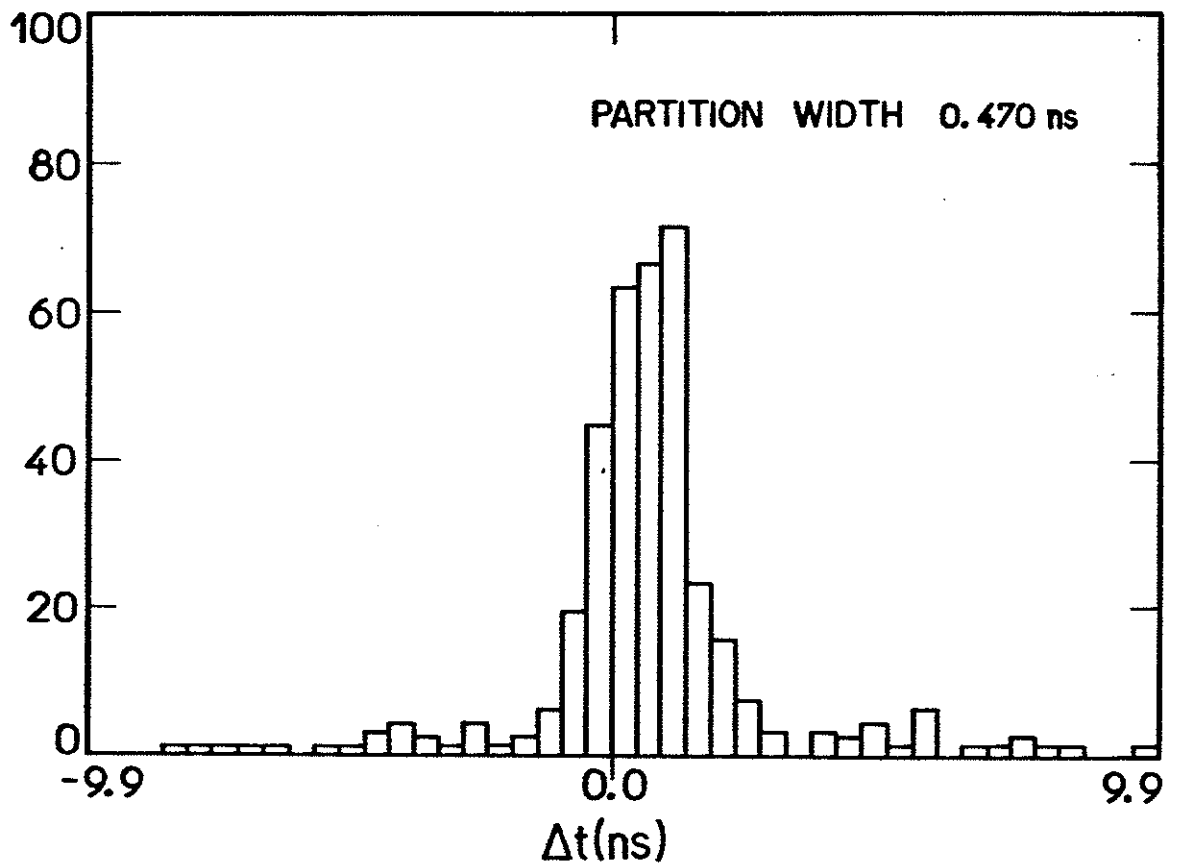
$X_{min} = 1.18 \text{ mm}$   
 $Y_{min} = 1.22 \text{ mm}$   
 $Z_{in} = 19.465 \text{ m}$   
 $X_{max} = 12.10 \text{ mm}$   
 $Y_{max} = 10.19 \text{ mm}$   
 $Z_{fin} = 62.715 \text{ m}$

FIG. 1



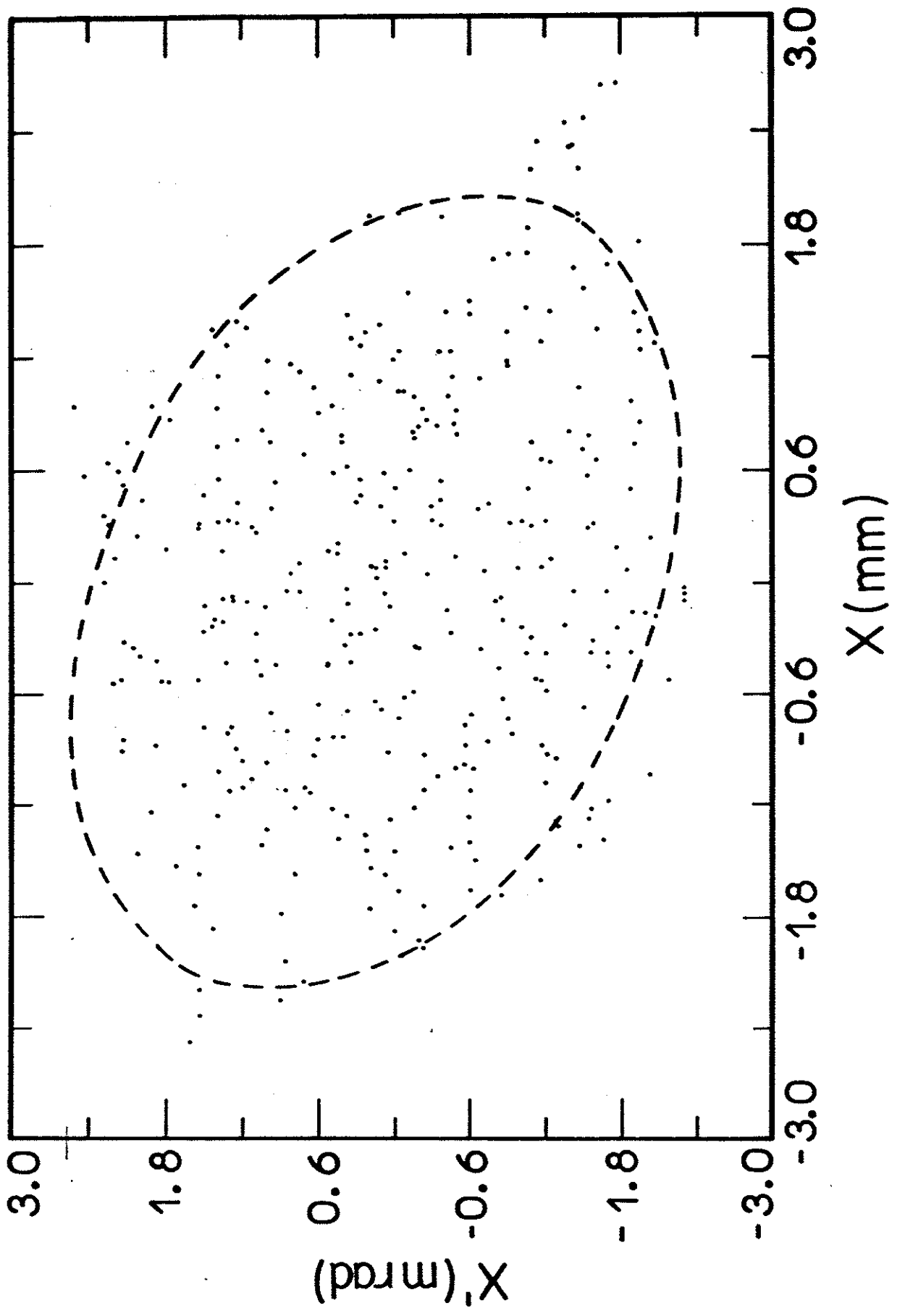
(a)

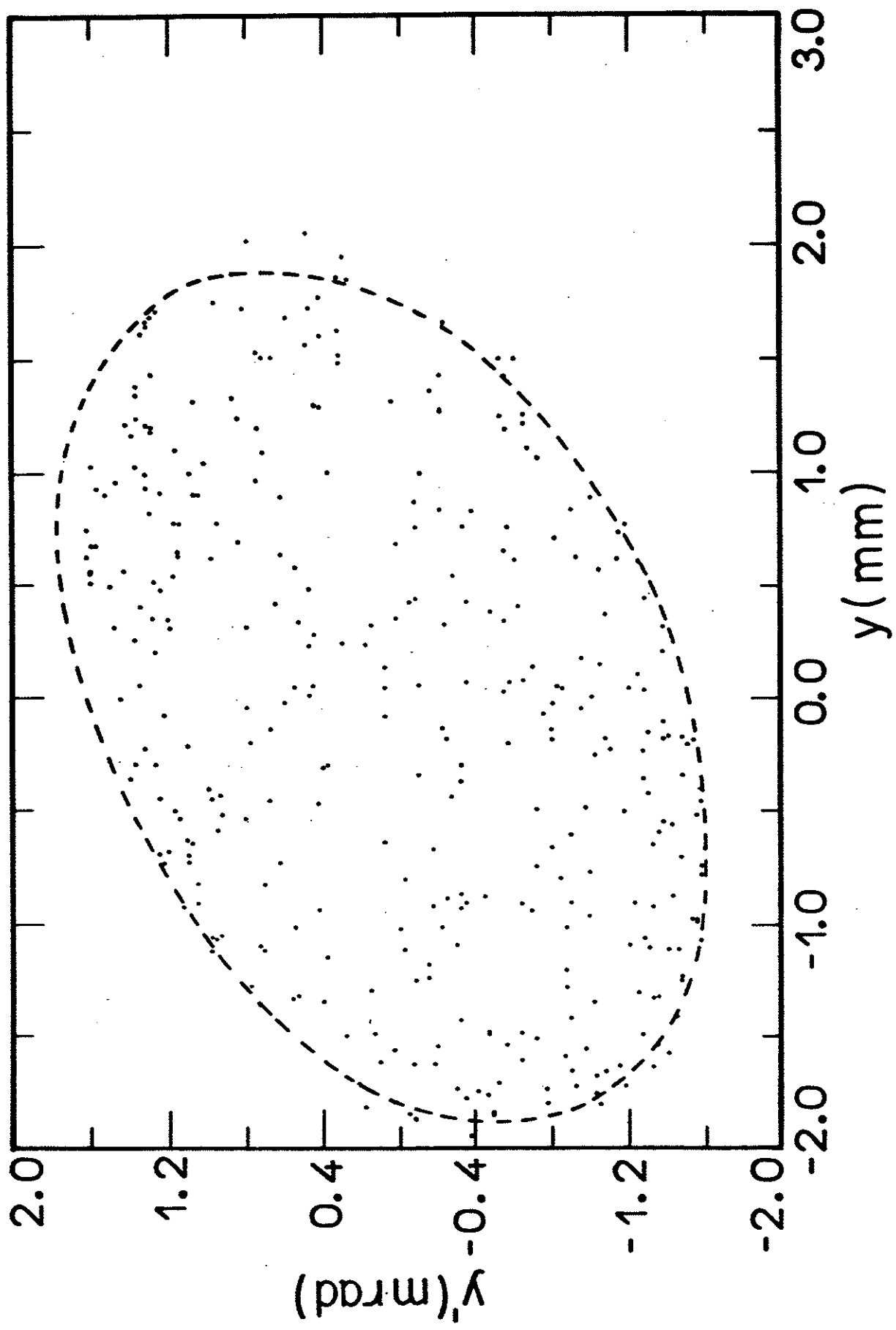
FIG. 2



(b)

FIG. 2





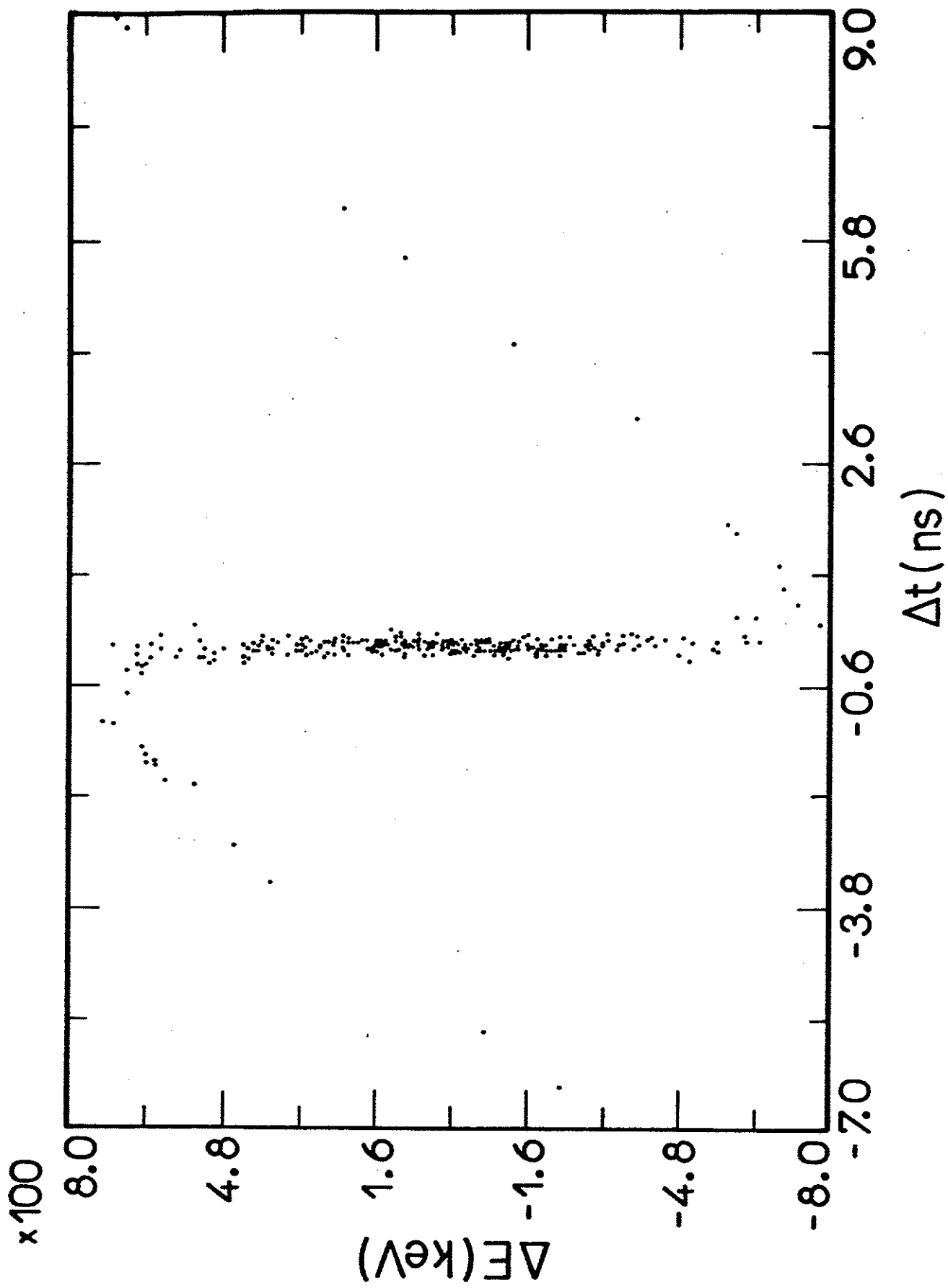
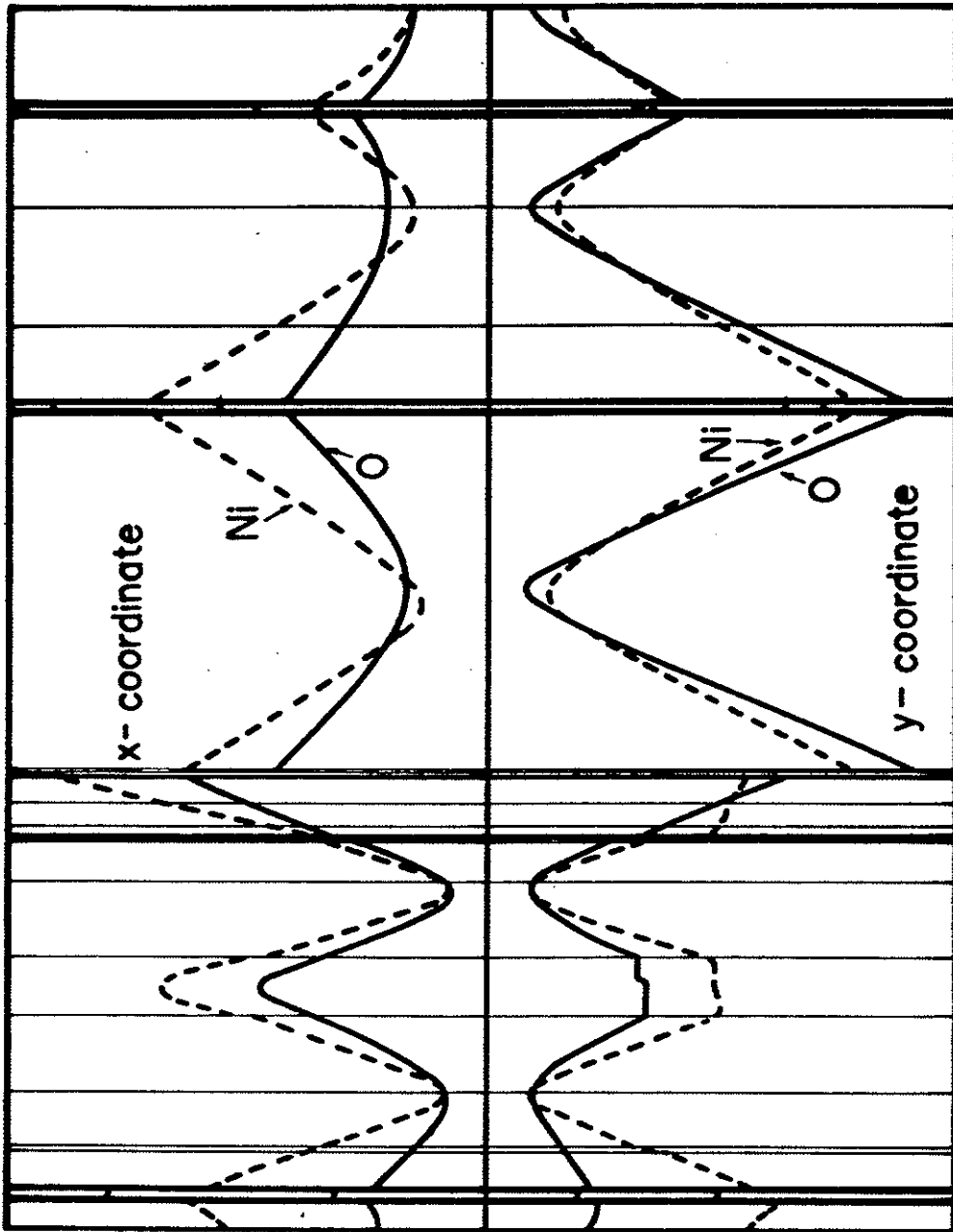
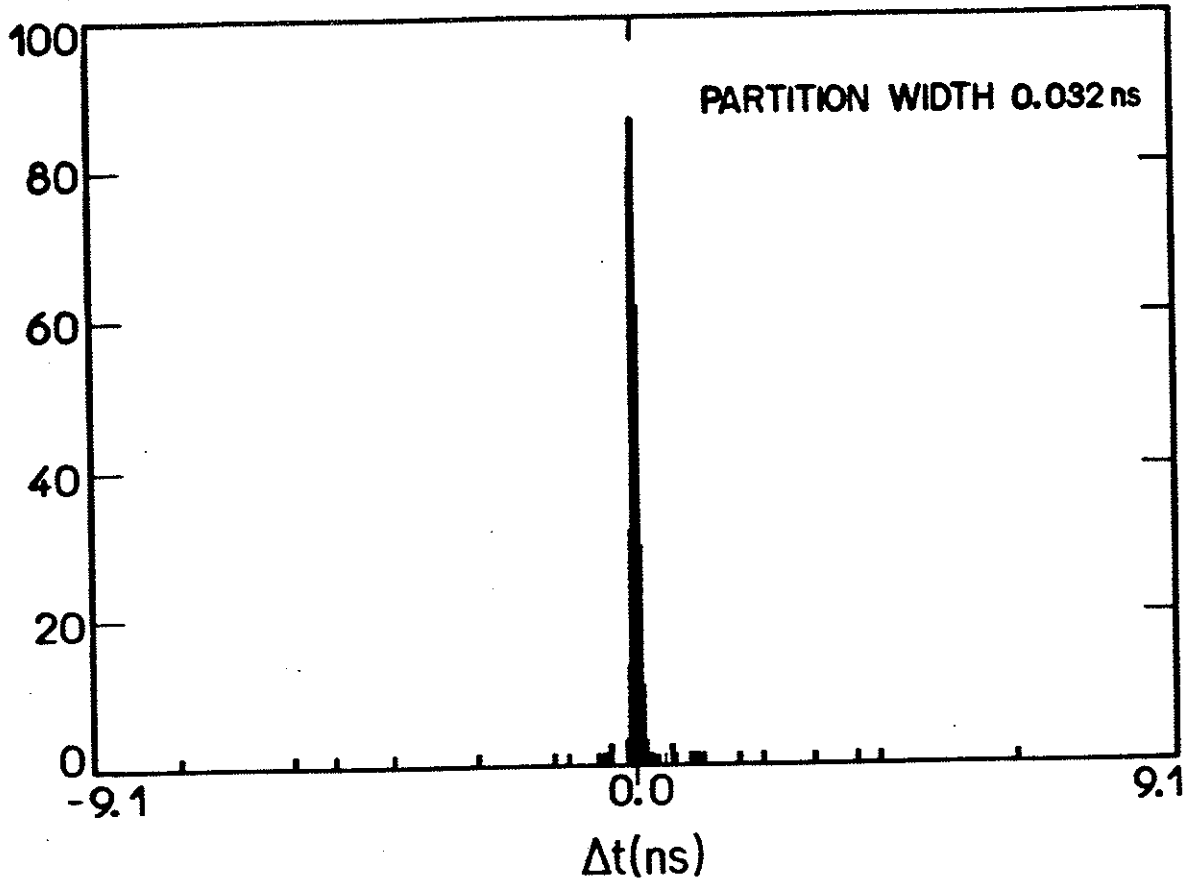


FIG. 5



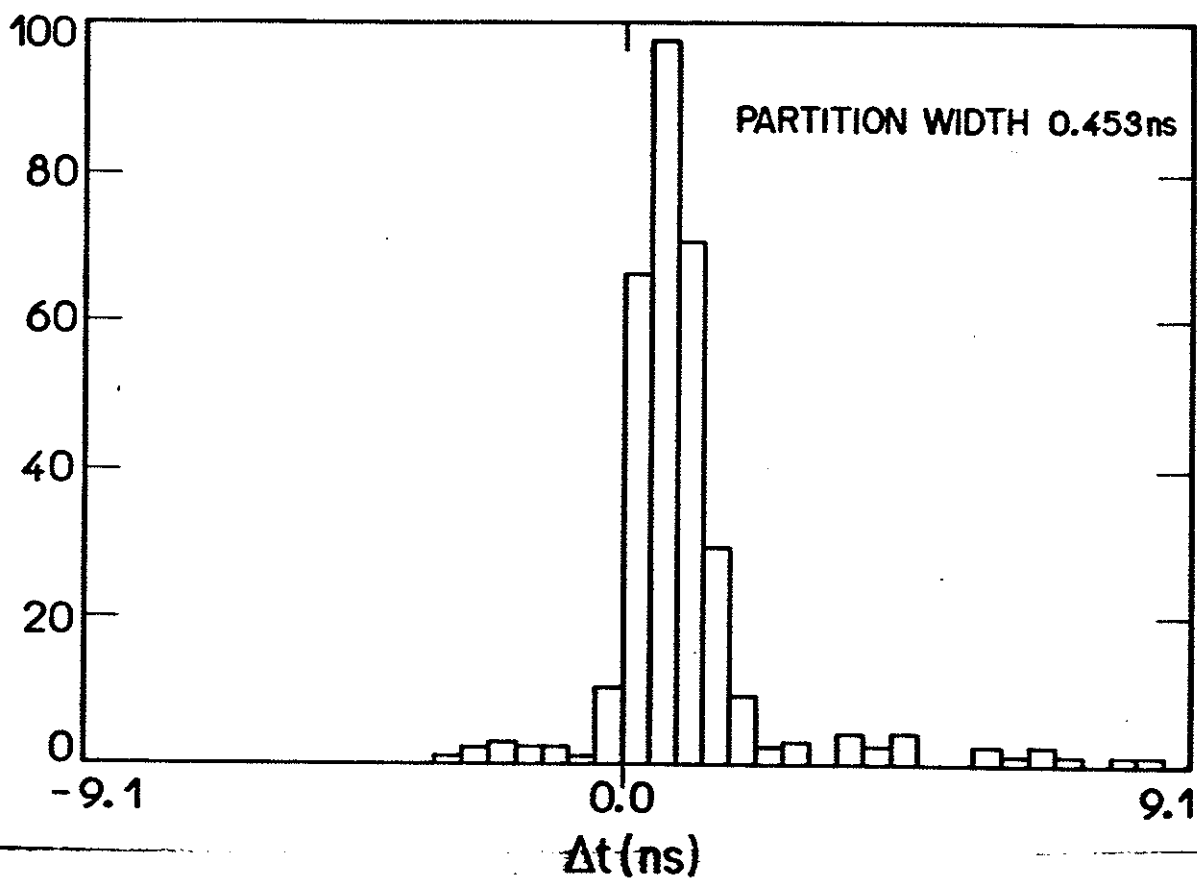
Ni - envelope		O - envelope	
$X_{min} = 1.18 \text{ mm}$	$X_{max} = 12.10 \text{ mm}$	$X_{min} = 1.13 \text{ mm}$	$X_{max} = 8.40 \text{ mm}$
$Y_{min} = 1.22 \text{ mm}$	$Y_{max} = 10.19 \text{ mm}$	$Y_{min} = 1.13 \text{ mm}$	$Y_{max} = 12.04 \text{ mm}$

FIG. 7



(a)

FIG. 8



(b)



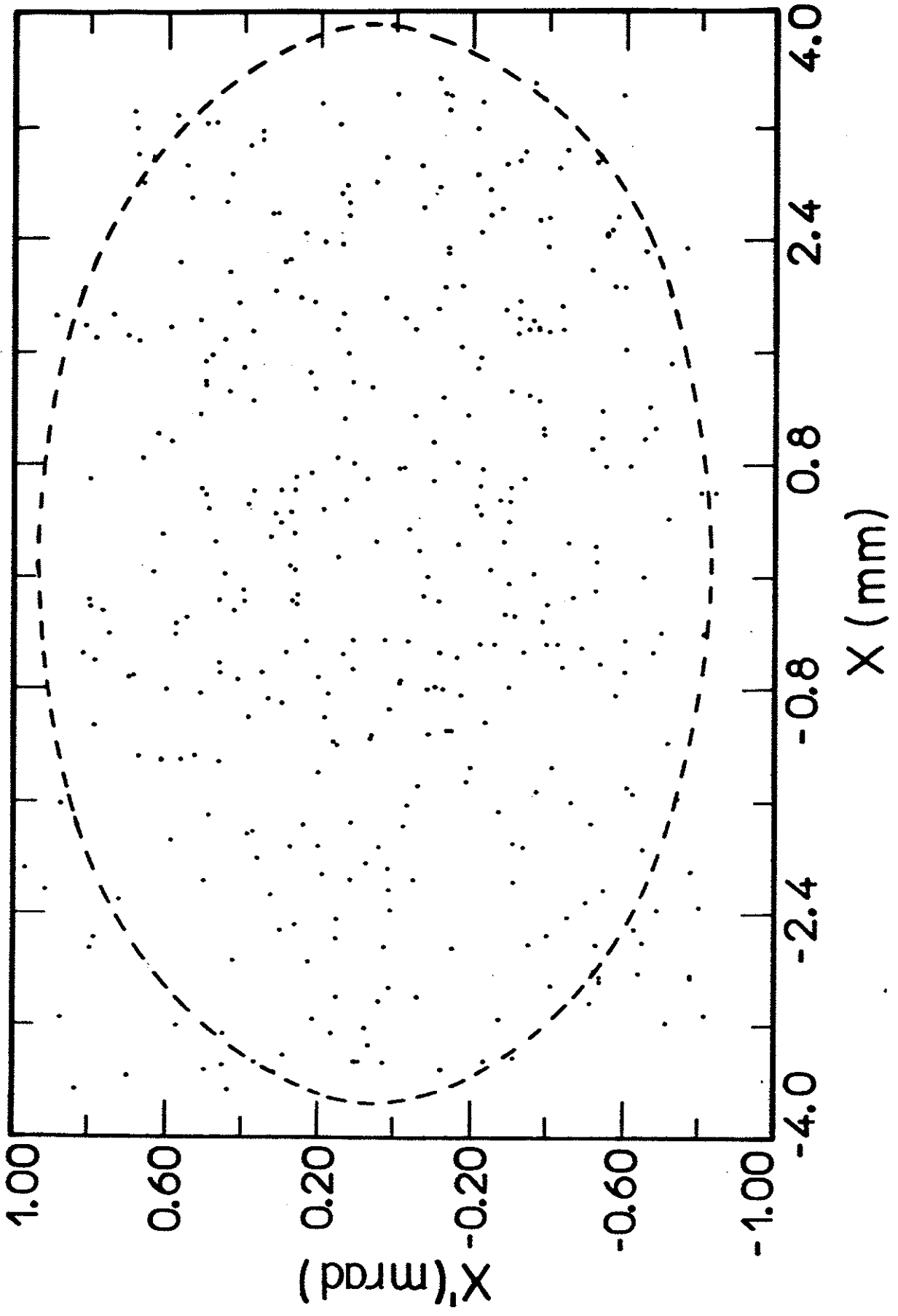


FIG. 9

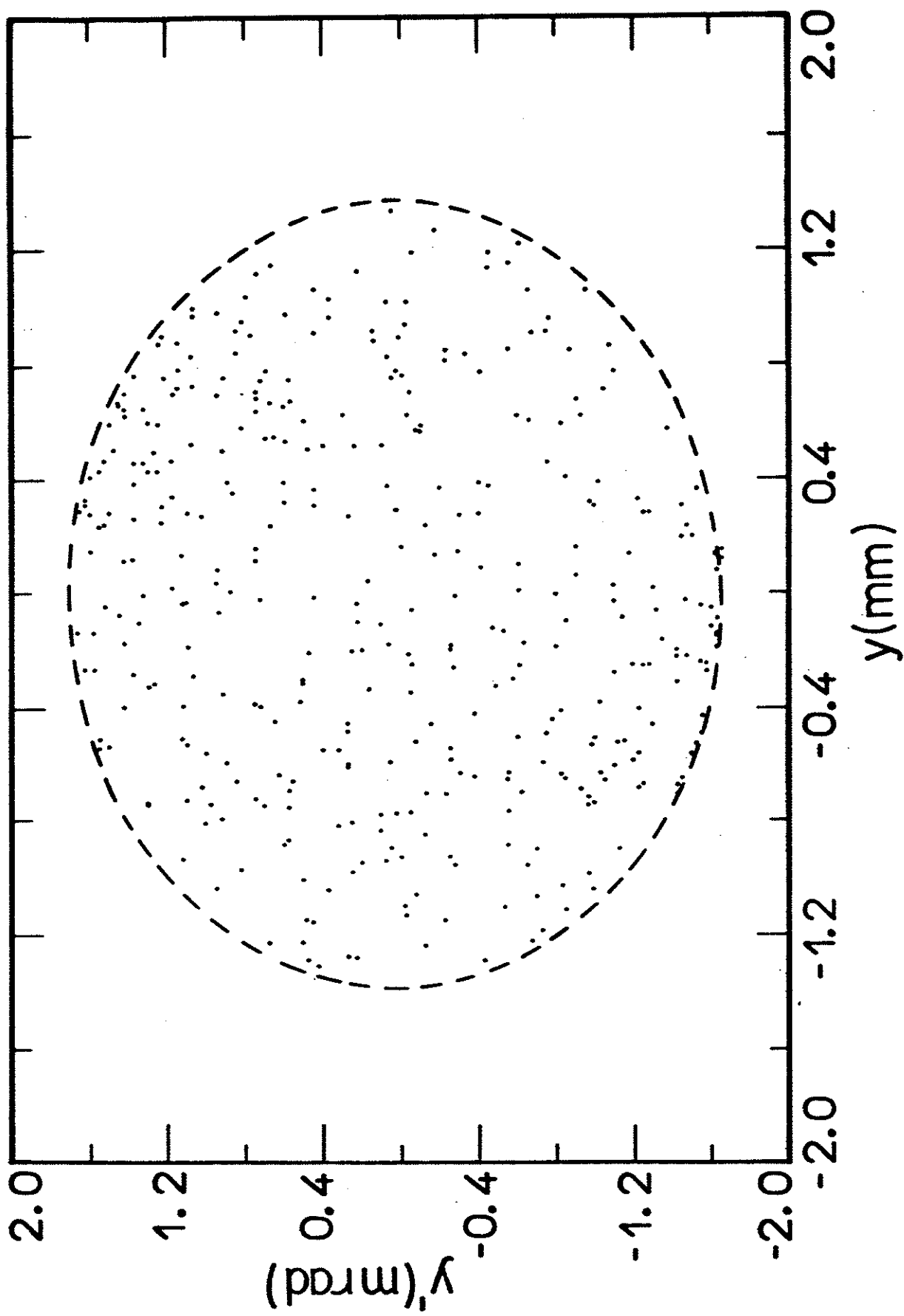
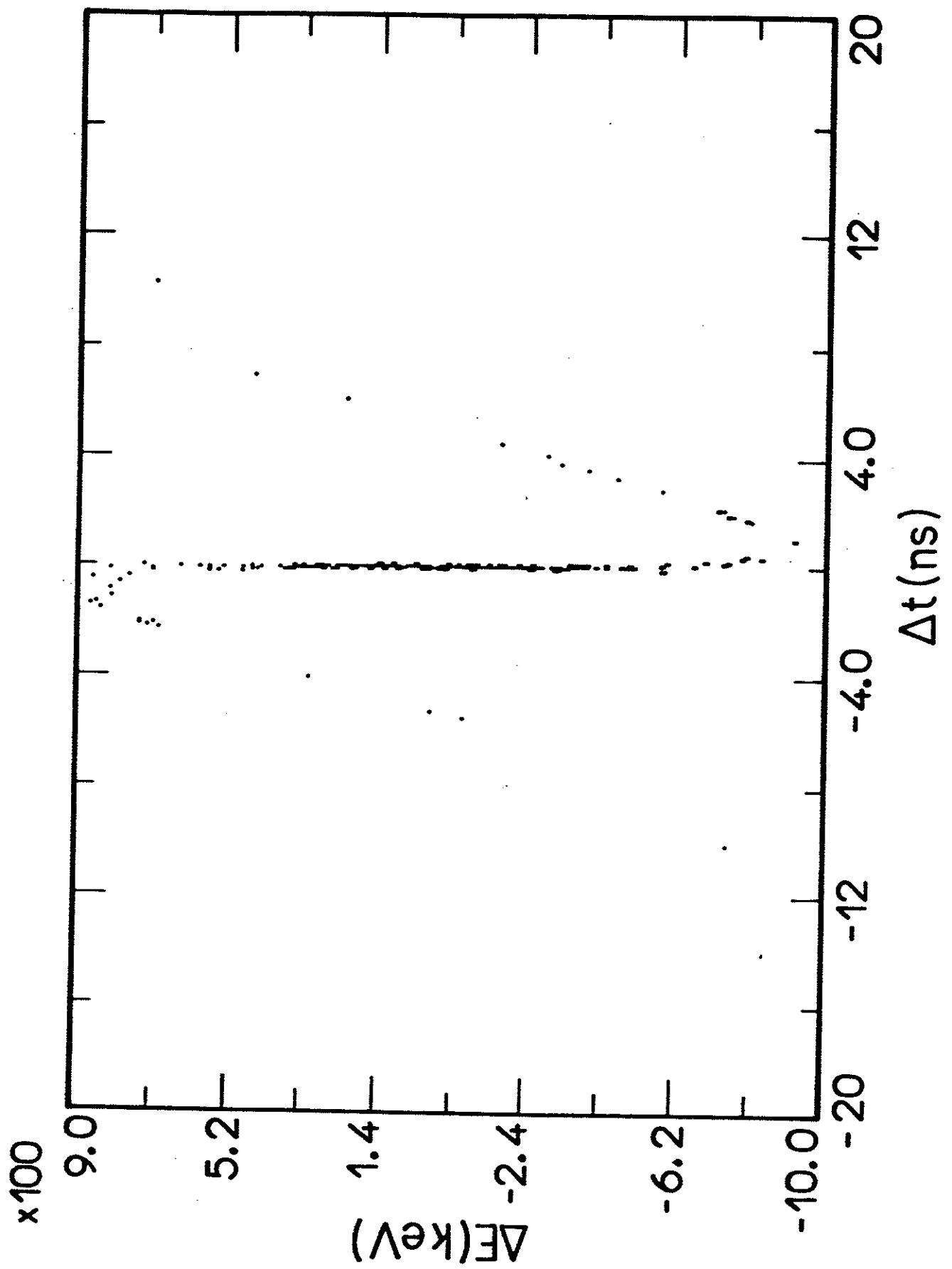
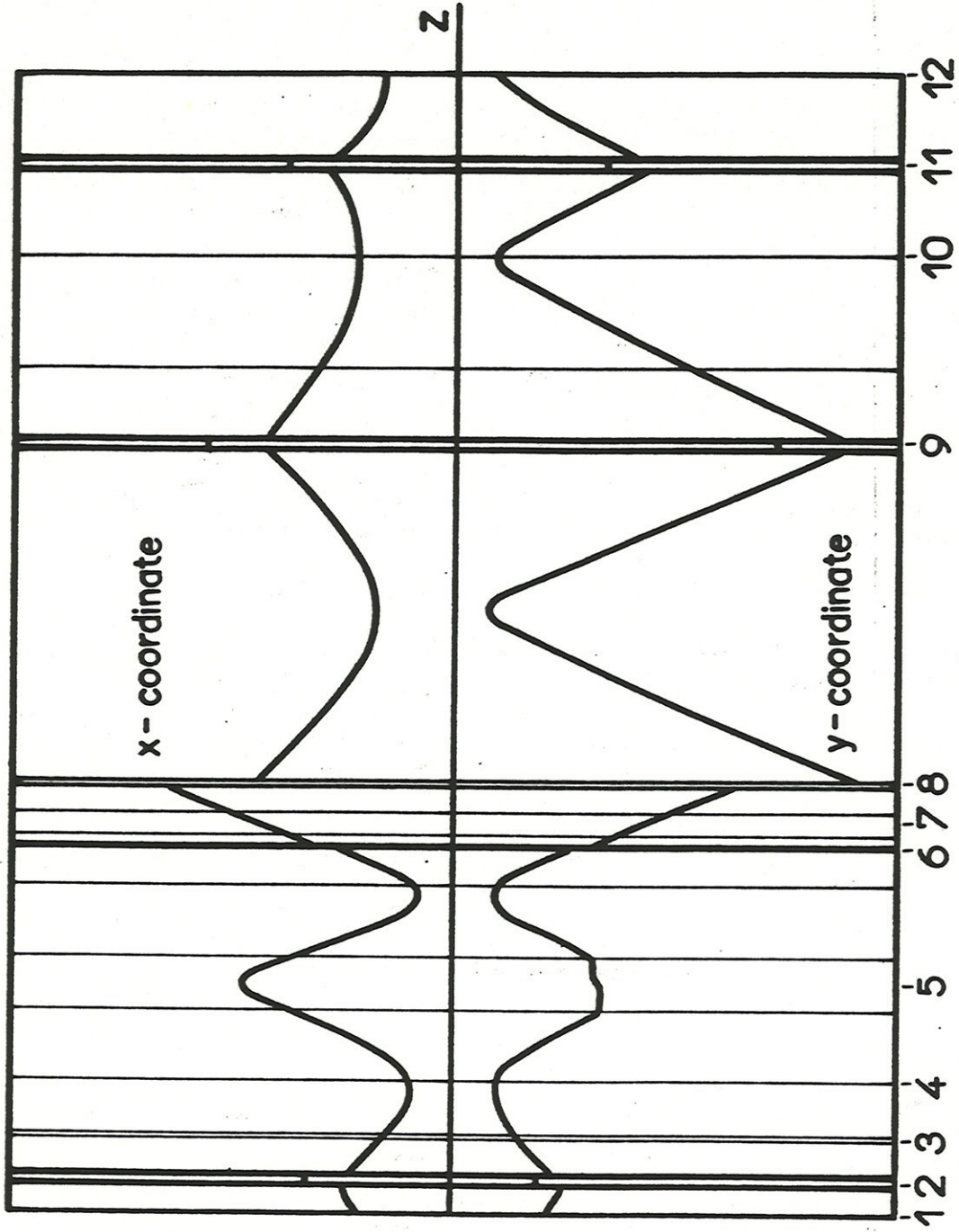


FIG. 10





**SCALES**

$X_{min} = 1.13 \text{ mm}$

$Y_{min} = 1.13 \text{ mm}$

$Z_{in} = 19.465 \text{ m}$

$X_{max} = 8.40 \text{ mm}$

$Y_{max} = 12.04 \text{ mm}$

$Z_{fin} = 62.715 \text{ m}$

## BEAM ENERGIES FOR DIFFERENT ARRANGEMENTS OF NIOBIUM SPLIT RING RESONATORS FOR THE USP SUPERCONDUCTING LINAC

J.C. Acquadro, E. Farrelly Pessoa and O. Sala  
*Laboratorio Pelletron, Departamento de Fisica Nuclear*  
*Universidade de Saõ Paulo, Caixa Postal 20516*  
*Saõ Paulo, 01498 S.P., Brasil.*

Calculations of the energy gain per nucleon for heavy ions in the range  $A=10$  to  $A=70$  have been made for different arrangements of the niobium split ring resonators which will comprise the cryostats of the USP superconducting linac. The results indicate the arrangement best suited for accelerating ion beams in this mass range.

### 1. Introduction

The design of the first two cryostats housing the niobium split ring resonators to be constructed in phase I of the heavy ion superconducting linac project at the USP Pelletron laboratory<sup>1)</sup> are modeled after the cryostats used by the ATLAS group<sup>2)</sup> at Argonne National Laboratories, USA. However, the possibility arose of adding an extra resonator to the first cryostat without incurring a significant change in the overall length. This has the advantage of providing more acceleration of the heavy ion beam. For the additional resonator a low  $\beta$  ( $\beta=0.060$ ) one is the indicated type since in this early stage of acceleration the matching to the beam velocities is closer than for the high  $\beta$  ( $\beta=0.105$ ) resonator. The second cryostat of phase I will remain similar to the ATLAS one with six high  $\beta$  resonators distributed in pairs interspersed by superconducting solenoids.

In order to check the effect of an extra resonator in the first cryostat, the computer code HIENER<sup>3)</sup>, which calculates the maximum energy gain for a beam of heavy ions through an accelerator

whose elements consist of drift tubes, rf split ring resonators and solenoids, was used. The input requires values of the mass, A, the charge state, q, and the initial kinetic energy of the beam plus a file describing the axial distribution of the elements along the cryostats.

The energy gain dU for a central particle as it passes through each resonator is given by <sup>4,5)</sup>

$$dU = qEL_r T (\cos\phi) \quad (1)$$

where,

q is the most probable beam charge state generated in the post Pelletron high energy stripper,

L<sub>r</sub> is the resonator length supplied as data in the program,

T is the transit time factor, supplied as data in the program, for the  $\beta=0.060$  and the  $\beta=0.105$  resonators operated at an rf frequency of 97MHz,

$\phi$  is the rf phase angle, which is chosen to maximize the energy gain of the particle through the resonator,

E is the average axial electric field (included in the input file) of the resonator when tuned to the resonant frequency of 97 MHz. Under these conditions the superconducting cavity consumes only 4 watts of power and possesses an extremely high Q-value ( $\approx 10^9$ ). Bead measurements, by the ATLAS group, of the axial electric field along the cavity gave values close to 3 MV/m for each type of resonator.

## 2.) Results and Discussion

The calculations of the maximum energy gains for ions in the mass range  $A=10$  to  $A=70$  were performed for two systems, one consisting of 13 resonators distributed in two cryostats (7 in the first and 6 in the second) and the other consisting of 19 resonators distributed in three cryostats (7, 6, and 6 respectively). The results are shown in fig.1 for three different configurations of each system corresponding to one, three and five low beta resonators with the remaining resonators of each system consisting of the high beta type. It may be seen that the configuration of three low beta resonators followed by ten high beta ones for the first two cryostats of our project offers the best compromise in energy per nucleon obtained for ion beams in the mass region  $A = 10$  to  $A = 70$ . This configuration is sketched in figure 2 along with the superconducting solenoids and drift lengths which are involved.

Also shown in fig.1 is a curve of energy per nucleon versus mass number obtained with the USP Pelletron which represents the energy per nucleon expected for ion beams at the entrance to the linac. At the exit of the second cryostat the gain in energy per nucleon is a factor of about three times more than the that obtained from the Pelletron alone. For a 58 Ni beam this represents an energy of about 250 MeV at the exit of the second cryostat.

The modularity feature which the new accelerator possesses is advantageous since it may be seen from fig.1 that each additional cryostat of six ( $\beta=.105$ ) resonators imparts an energy gain of about 2MeV/nucleon to the ion beam. Thus the 58Ni beam would have about 350 MeV energy at the exit of the third cryostat and so on.

At present the fabrication at Argonne National Laboratory, USA of the three low beta and 10 high beta niobium split ring resonators is well underway and the prospects for their delivery is early 1993.

#### ACKNOWLEDGEMENTS

We express our thanks to L. Bollinger, R. Pardo and K. Shepard at Argonne National Laboratories, USA for their helpful discussions concerning the USP superconducting linac.

One of the authors (EFP) would like to thank FINEP and CNEN for their support.

#### BIBLIOGRAPHY

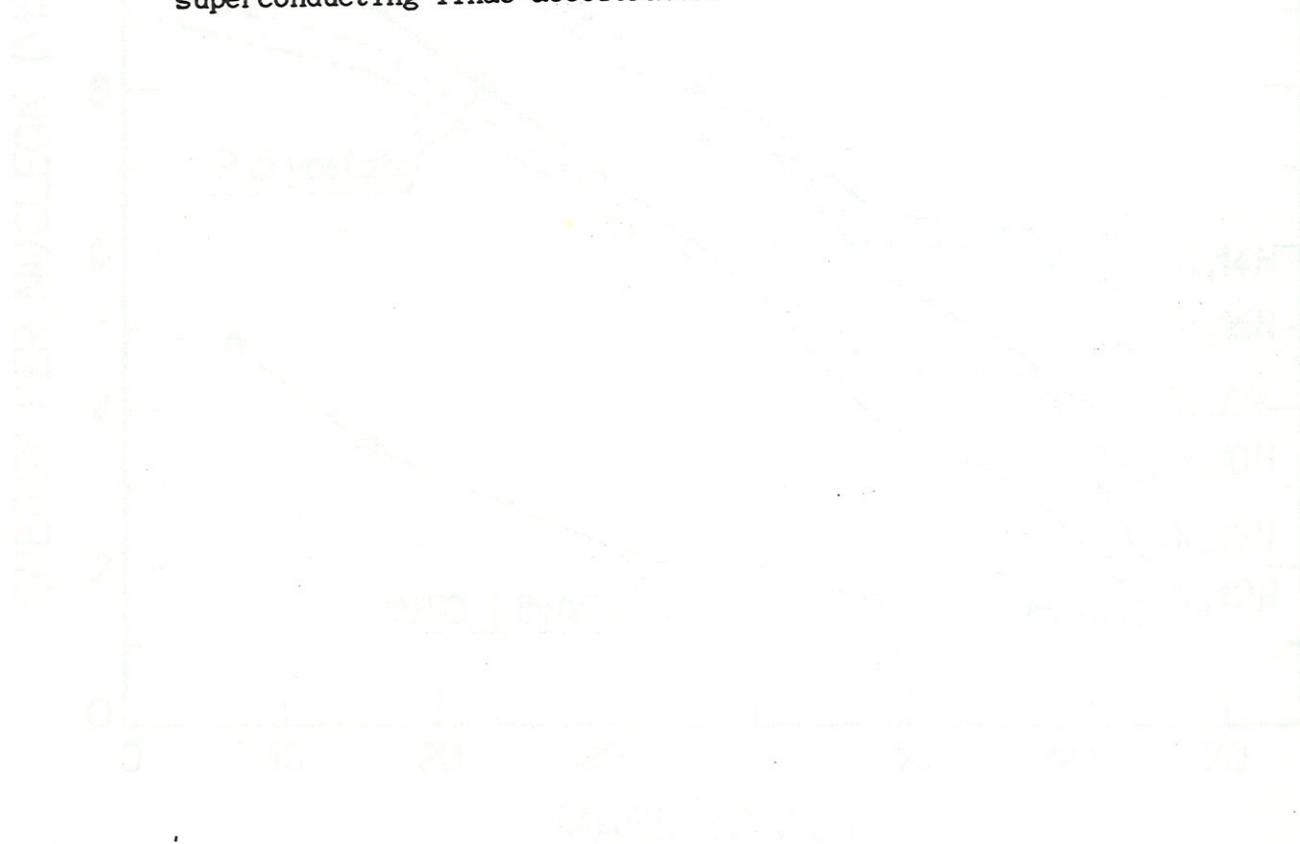
- 1.) Projeto Pelletron-Linac. Atualização da Proposta Original, Dept. de Física Nuclear, IFUSP, 1991.
- 2.) Atlas Proposal (1978), Argonne National Laboratories, USA.
- 3.) Computer Code HIENER . Courtesy of R. Pardo and K. Shepard, Argonne National Laboratories, USA.
- 4.) Humphries, Stanley Jr., Principles of Charged Particle Accelerators, John Wiley, New York, 1986.
- 5.) J.R. Delayen, Longitudinal Transit Time Factors of Short Independently Phased Accelerating Structures for Low Velocity Ions, Nucl. Instr. and Methods, A258 (1987).



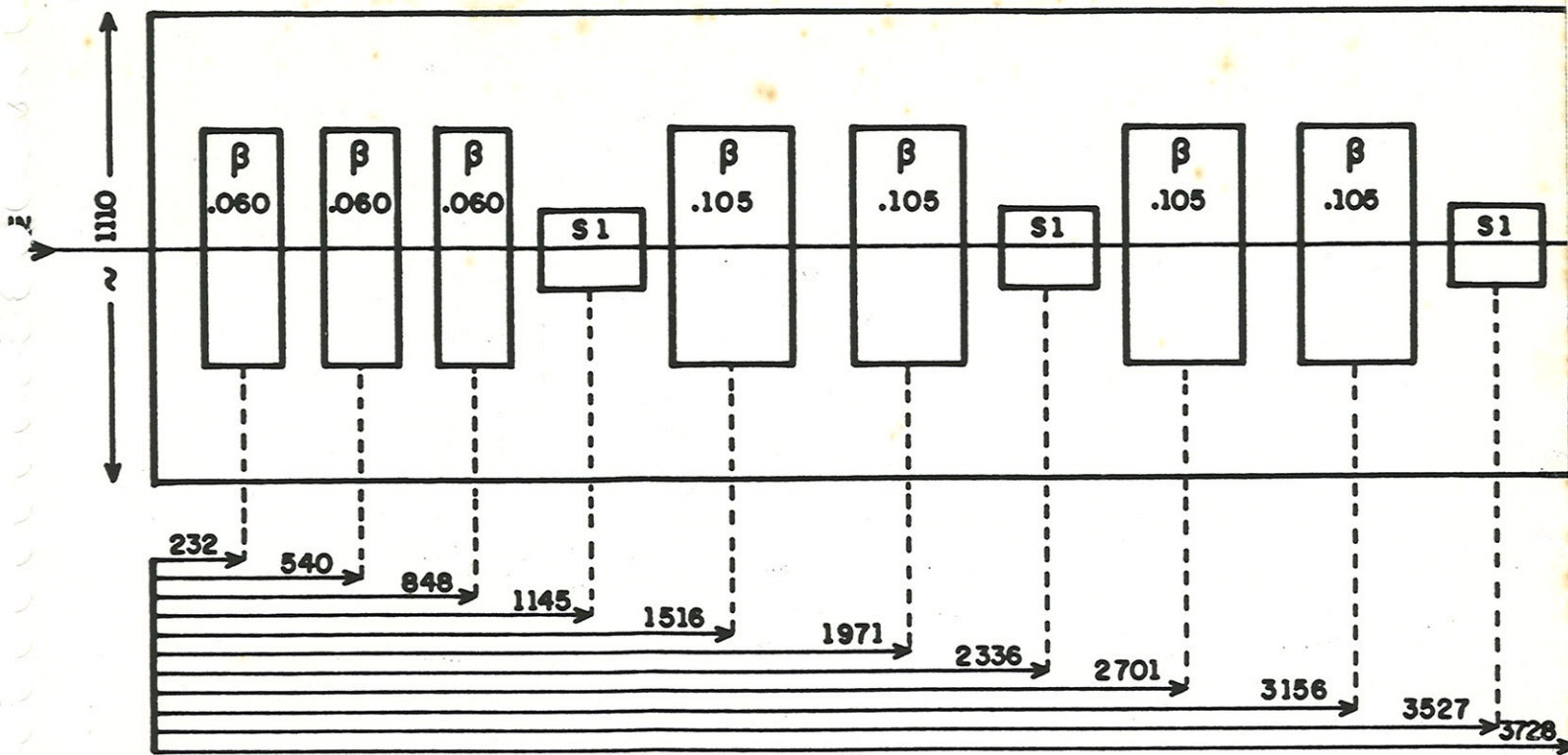
FIGURE CAPTIONS

Fig.1 Energy gain per nucleon versus ion mass number for various configurations of niobium split ring resonators.

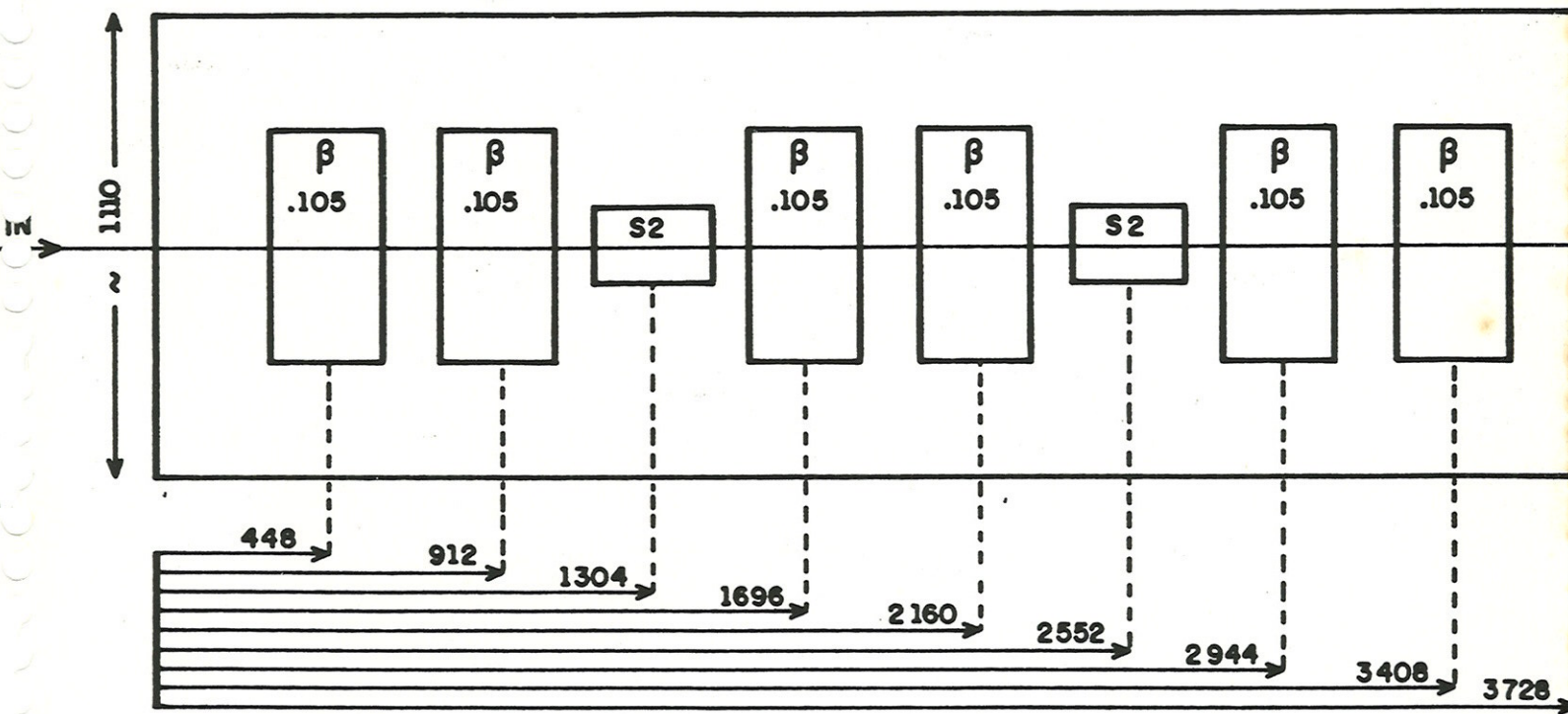
Fig.2 Sketch of the first two cryostats of the new USP superconducting linac accelerator.



# CRYO - 1



# CRYO - 2



DIMENSIONS: mm

FIG. 2