

650 - aceleração de partículas
Interações nucleares



SYS NO. 1358413

Instituto de Física
Universidade de São Paulo

**Sistema de RF-Timing para o acelerador USP
LINAC
Parte 1**

**V. P Likhachev, N. Added, W.R. Carvalho,
J. Takahashi, A.L. Bonini**

Publicação IF - 1581/2003

Sistema de RF-Timing para o acelerador USP LINAC Parte 1

V.P. Likhachev, N. Added, W.R. Carvalho, J. Takahashi, A.L. Bonini

Instituto de Física da Universidade de São Paulo,
C.P. 66318, 05315-970, São Paulo, SP, Brazil

Resumo

1 Introdução

O interesse em medir intervalos de tempo na faixa de subnanossegundos com alta precisão recebeu nos últimos anos um novo impulso, ligado com o estudo de modificação de decaimento de bárions Λ ($\tau = 263 ps$), Λ_c^+ ($\tau = 0,2 ps$) e Λ_b^0 ($\tau = 1,07 ps$) no meio nuclear. No futuro acelerador USP Linac, experimentos ligados com o estudo de decaimento de isômeros de forma em estados fundamental e excitado (estudo principal ou complementar para experimentos com partícula Λ), decaimento de níveis discretos (4^+ por exemplo), bem como sistemas de vóo exigem resolução de subnanossegundos. A resolução temporal de sistemas tradicionais é limitada a nível de flutuações temporais intrínsecas de pulsos de detector (*jitter*). O *jitter* típico de detectores mais rápidos não é compatível com os requisitos atuais da resolução temporal, e estimula a busca de novas soluções.

Esse trabalho é a primeira parte de um estudo de aspectos físicos e técnicos da construção de um sistema de RF timing no acelerador USP Linac.

2 O princípio de RF timing

O problema de *jitter* pode ser evitado usando-se o campo de rádio frequência (RF) como varredura de sinais de início (criação de Λ) e fim (decaimento de Λ) do evento, transformando t em deslocamento S (o princípio do osciloscópio comum). Para a realização desse método, os sinais de início (Start) e fim do evento (Stop) devem ter pequeno *jitter* e a micro estrutura de feixe deve ser adequada: a largura de micro pulso deve ser suficientemente pequena e o intervalo entre pulsos suficientemente grande.

O Processo de emissão de elétrons secundários (EM) pode ser usado como marcador de eventos. O pulso EM produzido pela passagem de íons de micro pulso do feixe é usado como sinal Start e o pulso EM produzido por produtos do decaimento como Stop. Elétrons secundários são emitidos por pequena espessura de alvo, em torno de $10^{-5} cm$, e por isso tem pequeno *jitter* ($0.1ps$)[1]. A energia dos elétrons secundários fica na faixa de eV.

O princípio de uso de RF para a medição de intervalos de tempo pode ser vista na fig.1. Pulsos EM são criados no alvo por:

1. micro pulsos de feixe e
2. produtos de decaimento

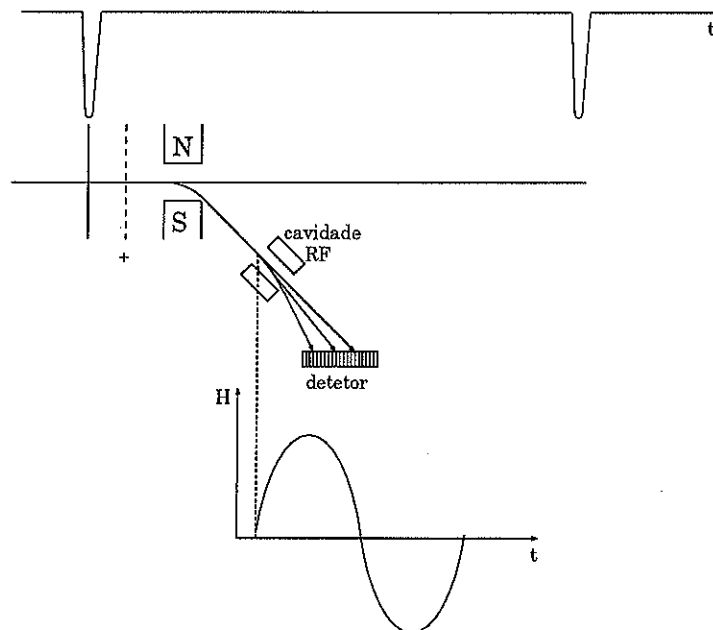


Figura 1: Princípio de funcionamento do uso de RF para a medição de intervalos de tempo.

Os elétrons são acelerados no campo elétrico homogêneo até a energia de 10 keV, são desviados por um eletro-ímã e passam através da cavidade com campo de RF. O campo magnético da onda estacionária na cavidade é perpendicular à direção de movimento de EM e atua na direção do desvio. O valor e o sentido do desvio depende da fase de RF na qual os EM se encontram ao passar pela cavidade. A fase de RF pode ser ajustada de maneira que o desvio seja proporcional ao tempo entre Start e Stop. Os pulsos de EM desviados pelo campo de RF são detectados por detectores sensíveis a posição (MWPC de baixa pressão). Neste caso, o Δt entre Start e Stop é transformado em um deslocamento espacial ΔS e o *jitter* dos detectores não influi mais na precisão da medição de Δt .

Esse princípio é aplicável em casos quando o evento inicia (nasce) durante o micro pulso do acelerador e termina (morre) no intervalo entre de micro pulsos (produção e decaimento de partículas ou ressonâncias, sistemas de tempo de voo).

3 Compressor RF de micro pulsos de feixe

Para realizar o sistema de RF timing no acelerador USP LINAC, é preciso adaptar a estrutura temporal do feixe aos requisitos desse sistema. De acordo com uma simulação numérica [2], o feixe do Linac na área experimental tem os seguintes parâmetros: Em regime de foco em tempo (bunch mode), o micro pulso do feixe de íons O^{16} (8+), com energia de $155 MeV$ tem dispersão (FWHM) em tempo $\Delta t = 0.1 ns$ e em energia $\Delta E = 0.74 MeV$; e em regime de resolução em energia (debunch mode) o feixe tem dispersão (FWHM) em tempo $\Delta t = 0.8 ns$ e em energia $\Delta E = 0.04 MeV$. É necessário reduzir essa dispersão em tempo por um fator de dez.

Em seguida nós estudamos a possibilidade de reduzir a largura do micro pulso, sem perda de intensidade, usando o ressonador de RF. O princípio de compressão temporal pode ser visto nas figs. 2 e 3. O Campo elétrico no ressonador oscila na direção do movimento dos elétrons, que são acelerados ou

freados dependendo da fase. A fase pode ser ajustada, de modo que quando a frente do micro pulso entra no ressonador a direção do campo é oposta ao movimento, freando os elétrons.

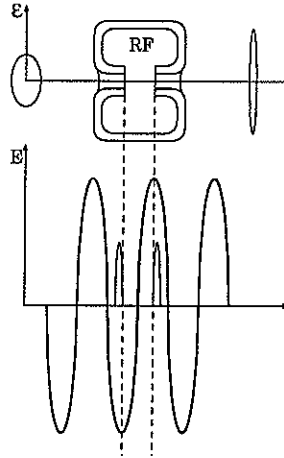


Figura 2: Variação temporal do campo elétrico em relação ao começo e fim do pulso. As elipses à esquerda e à direita na parte superior da figura representam o perfil do feixe no espaço de fase antes e depois da compressão.

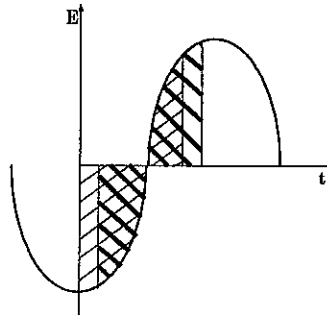


Figura 3: Variação da fase.

Para analisar os efeitos da passagem do micro pulso através do *gap* do ressonador RF, foi desenvolvida uma pequena suíte de programas simples, que utilizam os algoritmos descritos a seguir.

O pulso de largura temporal inicial total l_0 foi dividido em n pedaços, e cada pedaço foi analisado como um conjunto de três partículas de carga q e massa m : a primeira com energia igual à energia central K_0 do feixe e as outras duas com energia $K_0 + \Delta K$ e $K_0 - \Delta K$. Dessa forma, a dispersão em energia ΔK do feixe [2] foi levada em conta. O pedaço com $n = 0$ refere-se ao início do feixe e o n -ésimo pedaço ao fim. O intervalo temporal entre os pedaços é Δt (ver Fig.4). A forma do feixe é irrelevante nessa análise.

Em $t = 0$ o primeiro pedaço encontra-se na fronteira da região do *gap* do ressonador, desse modo, cada partícula entra no *gap* em $t = n\Delta t$. Considerando-se um campo elétrico $E = E_0 \cos(\omega t + \phi)$ na região do *gap* do ressonador, obtemos:

$$F = qE_0 \cos(\omega t + \phi) \Rightarrow$$

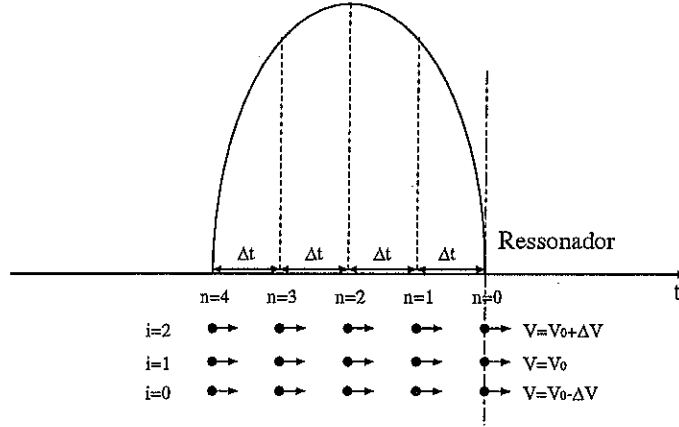


Figura 4: Pulso dividido em pedaços, cada pedaço é representado por 3 partículas carregadas.

$$\int_{V_0}^V dV = \frac{qE_0}{m} \int_{t_0=n\Delta t}^t \cos(\omega t + \phi) dt \Rightarrow$$

$$V(t) = \frac{qE_0}{m\omega} [\sin(\omega t + \phi) - \sin(\omega n\Delta t + \phi)] + V_0 \Rightarrow$$

$$S(t) = \frac{-qE_0}{m\omega} \left[\sin(\omega n\Delta t + \phi)(t - n\Delta t) + \frac{1}{\omega} [\cos(\omega t + \phi) - \cos(\omega n\Delta t + \phi)] \right] + V_0(t - n\Delta t)$$

Para se obter o tempo $t_{n,i}$ em que a n -ésima partícula com a i -ésima energia sai do *gap*, a seguinte equação transcendental foi resolvida numericamente, utilizando-se o método de Newton:

$$\frac{-qE_0}{m\omega} \left[\sin(\omega n\Delta t + \phi)(t_{n,i} - n\Delta t) + \frac{1}{\omega} [\cos(\omega t_{n,i} + \phi) - \cos(\omega n\Delta t + \phi)] \right] + V_{0,i}(t_{n,i} - n\Delta t) - d_1 = 0 \quad (1)$$

onde d_1 é o comprimento do *gap* do ressonador. Note que a equação depende de V_0 , logo, para cada pedaço n do pulso, três valores de t_n serão obtidos, um para cada partícula estudada (ver Fig.4).

Após o cálculo dos vários $t_{n,i}$ de saída da região de RF, é possível calcular a velocidade de saída do *gap*, utilizando-se:

$$V_{n,i}(t_{n,i}) = \frac{qE_0}{m\omega} [\sin(\omega t_{n,i} + \phi) - \sin(\omega n\Delta t + \phi)] + V_{0,i}$$

Com as velocidades $V_{n,i}$ de saída e tomando-se como nova origem de S o ponto de saída do *gap*, a posição S de cada partícula é definida pela equação (ver Fig. 5):

$$S_{n,i,t} = V_{n,i} \cdot (t - t_{n,i})$$

Analisando-se essa expressão em vários pontos, para $t \geq \max(t_{n,i})$, é possível encontrar a distância máxima $\Delta S(t)$ entre elas em cada ponto t estudado, além do ponto "focal" t_f de maior aproximação entre as partículas, isto é, o ponto t onde $\Delta S(t)$ é mínimo (ver Fig. 5):

$$\Delta S(t) = \max(S_{n,i,t}) - \min(S_{n,i,t})$$

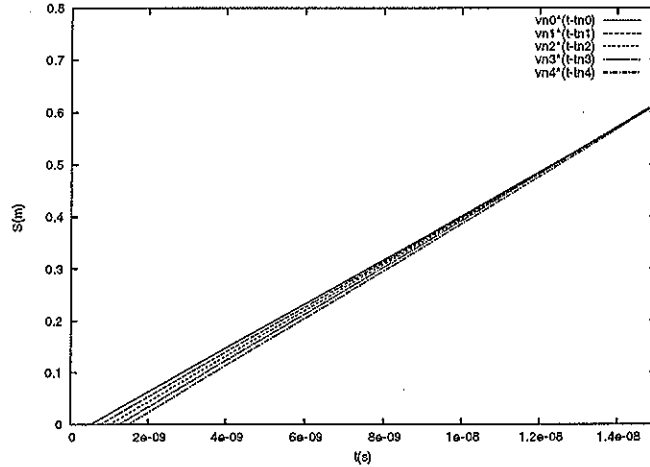


Figura 5: Gráfico de $S \times t$ para cinco partículas após a saída do *gap*.

$$\Delta S(t_f) = \min(\Delta S)$$

Uma estimativa da posição espacial S_f do “foco”, bem como a largura temporal l_1 do micro pulso, após a compressão, é obtida utilizando-se a velocidade média $\langle V_{n,i} \rangle$ das partículas (ver Fig. 7):

$$S_f = t_f \cdot \langle V_{n,i} \rangle$$

$$l_1 = \frac{\min(\Delta S)}{\langle V_{n,i} \rangle}$$

Para a otimização da fase ϕ , isto é, para encontrar o valor de ϕ para o qual obtém-se o menor valor de l_1 , o processo acima descrito foi repetido para vários valores de ϕ em torno de um valor central ϕ_0 (ver Fig 6):

$$\phi_0 = \frac{3\pi}{2} - \omega \bar{t}$$

onde \bar{t} é a posição temporal do meio do micro pulso inicial. Assim ϕ_0 é a fase que corresponde a um campo elétrico nulo quando o meio do pulso entra no *gap* do ressonador.

Variando-se o valor do parâmetro de entrada d_1 , podemos encontrar o respectivo valor ótimo de ϕ e a largura resultante l_1 , para cada ponto d_1 . Desse modo é possível encontrar o valor ótimo para o comprimento d_1 do *gap* do ressonador (ver Fig.8).

3.1 Resultados

Utilizando-se o programa, verificou-se que dividindo-se o micro pulso em $n \geq 11$ pedaços, o resultado já se aproxima bastante do obtido para um valor grande de n (o valor $n = 10000$ foi utilizado para esse teste), possibilitando assim a diminuição do tempo computacional necessário para os cálculos. Verificou-se também que o ϕ ótimo está na região $[\phi_0 - 0.5\phi_0, \phi_0 + 0.5\phi_0]$ para uma larga gama de parâmetros de entrada. Com exceção do último gráfico para o feixe de Ni, os resultados mostrados aqui foram obtidos utilizando-se $E_0 = 10MV/m$,

$l_0 = 900ps$, $q = 1.6 \cdot 10^{-19}C$, $m = 2 \times 1.67 \cdot 10^{-27}kg$, $V_0 = 0.144c$, dispersão $\Delta K = 40keV$ e dividindo-se o pulso em apenas 11 pedaços. Esses parâmetros referem-se ao feixe de de $^{16}O(+8)$ do LINAC com resolução em energia (debunch mode). Verificou-se que não é possível obter uma convergência temporal do feixe no caso do LINAC com resolução em tempo (bunch mode), devido à grande dispersão em energia. Os resultados obtidos para o feixe de $^{58}Ni(+19)$ com resolução em energia (debunch mode) estão na Fig. 9. Nesse caso utilizamos $l_0 = 2ns$, $q = 19 \times 1.6 \cdot 10^{-19}C$, $m = 58 \times 1.67 \cdot 10^{-27}kg$, $\Delta K = 60keV$, $V_0 = 0.094c$ e $E_0 = 15MV/m$.

A figura 6 mostra a largura temporal l_1 do feixe após a compressão em função de ϕ , para a frequência $f = 1 \times 97MHz$ e para o parâmetro otimizado $d_1 = 24cm$.

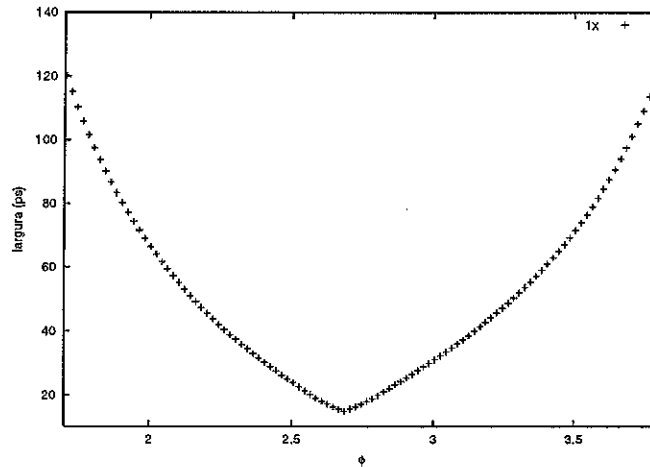


Figura 6: Gráfico da largura $l_1 \times \phi$ para um *gap* de largura $d_1 = 24cm$ e frequência $f = 1 \times 97MHz$.

A figura 7 mostra a largura temporal l_1 em função de S , e foi obtida utilizando-se parâmetros otimizados. No caso 1x: $f_1 = 1 \times 97MHz$, $d_1 = 24cm$ e $\phi = 2.686235$, e no caso 2x: $f_2 = 2 \times 97MHz$, $d_1 = 11cm$ e $\phi = 2.576588$.

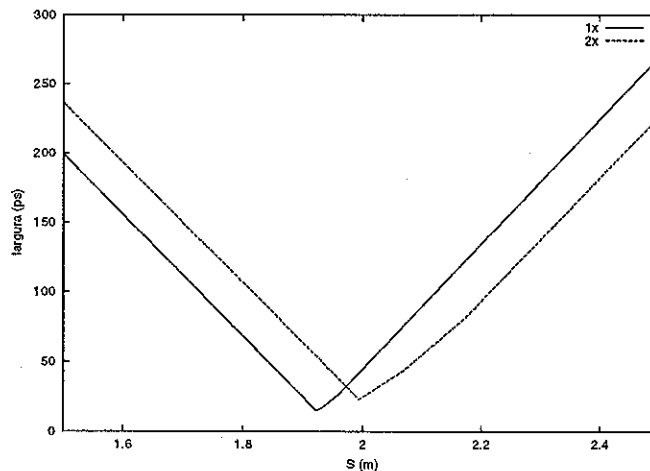


Figura 7: Gráfico da largura $l_1 \times S$ para duas frequências: $f = 1 \times 97MHz$ e $f = 2 \times 97MHz$. Os valores de d_1 e ϕ foram otimizados para cada caso.

A figura 8 mostra a largura l_1 em função do comprimento d_1 do *gap* do ressonador para três frequências. Observa-se que o comportamento é periódico, e que valores maiores da frequência levam a larguras l_1 maiores. Esse último resultado é interessante, já que maiores frequências levam a maiores derivadas do campo elétrico e conseqüentemente a maiores variações da aceleração. As causas desse efeito podem ser atribuídas a uma assimetria temporal causada pelos diferentes tempos de passagem pelo *gap* (mesmo motivo pelo qual o ϕ ótimo é diferente de ϕ_0) e ao aumento do tamanho d_1 ótimo do *gap*, ao se utilizar uma frequência menor, aumentando assim ação do campo elétrico.

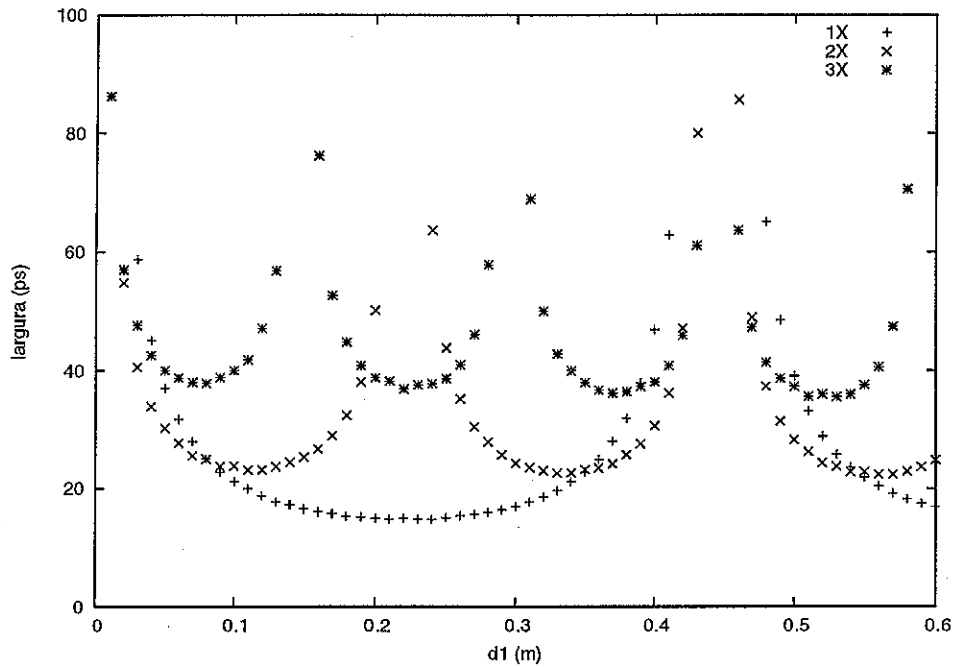


Figura 8: Gráfico da largura total de micropulso $l_1 \times d_1$ para três frequências: $f_1 = 1 \times 97MHz$, $f_2 = 2 \times 97MHz$ e $f_3 = 3 \times 97MHz$ e campo máximo $10MV/m$. Os valores de ϕ foram otimizados para cada caso.

A figura 9 mostra a largura l_1 em função do comprimento d_1 do *gap* do ressonador para duas frequências, no caso do feixe de níquel, utilizando nesse caso um campo de $15MV/m$.

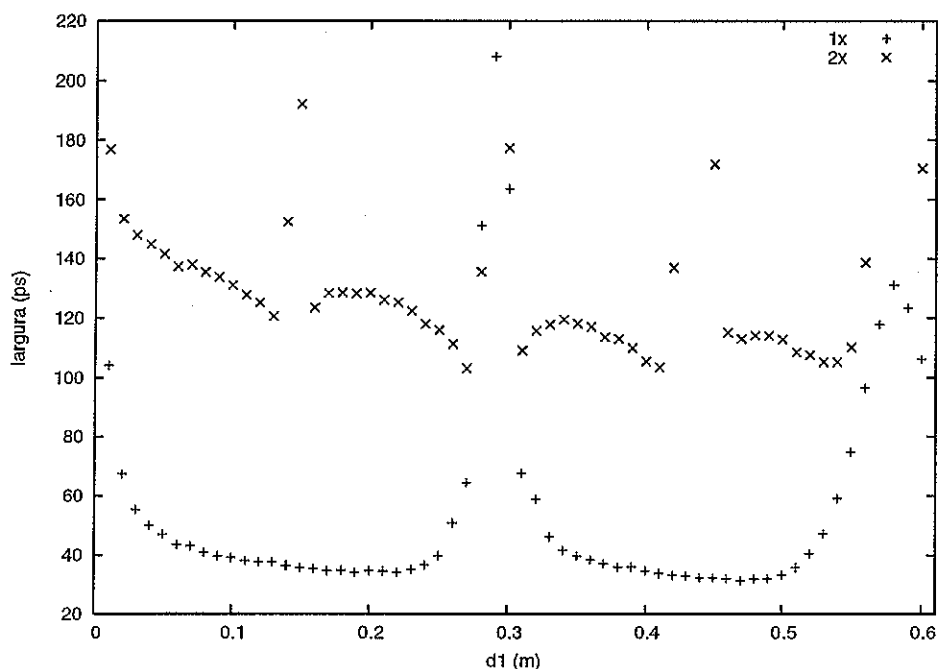


Figura 9: Gráfico da largura total de micropulso $l_1 \times d_1$, no caso do Ni, para duas frequências: $f_1 = 1 \times 97MHz$ e $f_2 = 2 \times 97MHz$, utilizando nesse caso um campo máximo de $15MV/m$. Os valores de ϕ foram otimizados para cada caso.

4 Conclusão

A RF-estrutura e os parâmetros de feixe do acelerador USP Linac permitem realizar compressão temporal de micro pulsos no alvo até $15ps$ (largura total, $FWHM \cong 7ps$) no caso do feixe de $^{16}O(+8)$ e de $31ps$ (largura total, $FWHM \cong 15ps$) no caso do feixe de $^{58}Ni(+19)$, sem perda da intensidade usando RF com um campo máximo de $10MV/m$ no caso do $^{16}O(+8)$ e $15MV/m$ no caso do $^{58}Ni(+19)$.

Para se obter larguras menores, será necessário utilizar ainda um *chopper* após o compressor, com inevitável perda de intensidade.

Referências

- [1] E.W. Emst and H. van Foerster, J. Appl. Phys. 26, 781 (1955)
- [2] J.C. Acquardo, E. Farrelly Pessoa, Nucl. Instr. Meth. in Phys. Research A 354 (1995)182

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
Instituto de Física
Cidade Universitária
Caixa Postal 66.318
05315-970 - São Paulo - Brasil