

Universidade Estadual de Campinas  
Instituto de Física Gleb Wataghin

Tese de Doutorado

MANIPULAÇÃO DA DENSIDADE ELETRÔNICA NO ESPAÇO  
DE FASE LONGITUDINAL EM FONTES DE LUZ SÍNCROTRON

Natalia Prado de Abreu

*Este exemplar corresponde à versão final  
da tese de doutorado defendida pela  
aluna Natalia Prado de Abreu e aprovada  
pela comissão julgadora.*

Orientador: Dr. Pedro Fernandes Tavares

*Campinas, 22 de março de 2007* Co-orientador: Prof. Dr. José Antônio Brum



Campinas, 2007



Secretaria de Pós-Graduação - Tel: (19) 3521-5305 - FAX: (19) 3521-4142

MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA TESE DE DOUTORADO DE **NATALIA PRADO DE ABREU – RA 992264**, APRESENTADA E APROVADA AO INSTITUTO DE FÍSICA “GLEB WATAGHIN” DA UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS, EM 16/03/2007.

**COMISSÃO JULGADORA:**

Prof. Dr. Pedro Fernandes Tavares (Orientador da Candidata) - LNLS

Prof. Dr. Renato Pakter – IF/UFRGS

Prof. Dr. Ricardo Magnus Osório Galvão – CBPF/RJ

Prof. Dr. Marcus Aloiizio Martinez de Aguiar – DFMC/IFGW/UNICAMP

Prof. Dr. Antonio Rubens Brito de Castro – DFMC/IFGW/UNICAMP

*Para Bernardo, luz da minha vida.*

“O coração está na fonte dos conhecimentos humanos de maior valor, conhecimentos que a razão não pode compreender nem justificar: as verdades da moral, da religião e da filosofia. À razão pertencem os conhecimentos científicos.”

Rogério Lacaz-Ruiz



## Agradecimentos

Gostaria de agradecer a todos que, de alguma forma, me ajudaram a concluir este trabalho. Meus sinceros agradecimentos aos funcionários do Laboratório Nacional de Luz Síncrotron, em especial ao grupo de Física de Aceleradores com quem aprendi muito, e também aos meus amigos e colegas da Unicamp.

Quero agradecer especialmente aos meus pais, Aline e Álvaro, e também à minha irmã Clarissa por terem sempre me apoiado, incentivado e por terem orgulho do que sou e faço. Com muito carinho agradeço também ao meu Tio Jorge pelas conversas e pela torcida para que tudo desse certo.

Finalmente meus sinceros agradecimentos ao meu companheiro e amigo Bernardo que me acompanhou de perto e foi imprescindível durante muitos momentos.

*“Valeu a pena? Tudo vale a pena  
Se a alma não é pequena.  
Quem quer passar além do Bojador  
Tem que passar além da dor.  
Deus ao mar o perigo e o abismo deu,  
Mas nele é que espelhou o céu.”*  
Fernando Pessoa

*“não fosse isso  
e era menos  
não fosse tanto  
e era quase”*  
(no meu entender: foi exato)  
Paulo Leminski



## Resumo

Esta tese investiga a dinâmica longitudinal não-linear do feixe de elétrons de alta intensidade circulante no anel de armazenamento do Laboratório Nacional de Luz Síncrotron (LNLS). Em particular, analisamos os efeitos sobre os modos de oscilação coerentes instáveis e sobre as características de equilíbrio dos pacotes de elétrons decorrentes da manipulação da distribuição de densidade eletrônica no espaço de fase longitudinal, realizada por meio de dois mecanismos distintos: a modulação em fase dos campos estacionários aceleradores e o uso de cavidades harmônicas. Determinamos a viabilidade do uso de cada uma das técnicas estudadas visando melhorar as propriedades do feixe dadas as características específicas e parâmetros do anel de armazenamento Brasileiro.

Observamos que a modulação em fase é um método capaz de amortecer modos de oscilação de pacotes acoplados (*coupled bunch modes*) do feixe de elétrons e apresentamos evidências teóricas e experimentais de que o mecanismo físico responsável por este amortecimento é o aumento da dispersão das frequências de oscilação incoerente dos elétrons dentro dos pacotes, efeito chamado de amortecimento Landau. Observamos também um aumento no tempo de vida do feixe de elétrons devido à diluição da densidade eletrônica, o que diminui a probabilidade de espalhamento elétron-elétron dentro dos pacotes, reduzindo assim a contribuição Touschek para a taxa de perda de elétrons. Atualmente a modulação em fase é utilizada rotineiramente em turno de usuários no anel de armazenamento do LNLS.

Uma análise teórica assim como simulações da ação de cavidades harmônicas passivas no anel do LNLS mostram que efeitos semelhantes são observados, no que se refere à estabilização de oscilações do feixe e ao aumento do tempo de vida, através dos mesmos mecanismos físicos presentes ao modularmos a fase dos campos de radiofrequência (RF). Há no entanto diferenças importantes nas características dos dois métodos: apesar da eficiência de operação dessas cavidades depender fortemente da corrente total armazenada, a distribuição natural de energias do feixe de elétron não é modificada, diferentemente do que ocorre quando usamos a modulação em fase; o aumento do tempo de vida em ambos os casos é muito parecido (da ordem de 30%) mas a cavidade harmônica, para determinados parâmetros de operação do anel de armazenamento, poder tornar o amortecimento de modos de oscilação de pacotes acoplados 16 vezes maior, enquanto que a modulação em fase aumenta o amortecimento por um fator 1.5.



# Abstract

This work investigates the nonlinear longitudinal dynamics of an intense electron beam at the Brazilian Synchrotron Light Source (LNLS electron storage ring). Our main interest lies in the effects of the longitudinal electron density manipulation (by means of RF phase modulation or through the use of harmonic cavities) on the beam Touschek lifetime, coupled bunch instabilities and the steady state characteristics of the circulating bunches. We also determine the viability of each technique and optimize their results given the specific needs and parameters of the Brazilian storage ring.

We show that phase modulation is efficient in damping coupled bunch instabilities of the circulating electron beam and present theoretical and experimental evidences that an increased spread of the electrons incoherent frequency inside the bunches is the physical mechanism responsible for this damping, also called Landau damping. We show, as well, an increase in the overall beam lifetime due to the dilution of the particle density inside the bunches, which decreases the probability of electron-electron scattering thus reducing the Touschek contribution to the electron loss rate. Since 2004, phase modulation has been used routinely during users shifts at the LNLS storage ring.

The effects of the presence a set of passive harmonic cavities were studied theoretically and using a simulation program. Similar effects, related to the damping of instabilities and increasing in lifetime, are also obtained when using passive harmonic cavities by the same physical mechanisms observed when using phase modulation. There are, however, some important differences between the two methods (harmonics cavities and phase modulation): even though the optimum conditions for operation of these cavities varies strongly with the stored current, this devices does not modify the natural energy distribution of the electron beam as observed when using phase modulation. Also, the increase in lifetime using both methods is similar (around 30%), but harmonics cavities can enhance the damping of coupled bunch modes by a factor of 16 while phase modulation provides an increase in damping by a factor 1.5.



# Índice

<b>Introdução Geral</b>	<b>1</b>
<b>Prólogo</b>	<b>5</b>
<b>I Modulação em Fase dos Campos Aceleradores de Radiofrequência</b>	<b>13</b>
<b>1 Introdução</b>	<b>15</b>
<b>2 Instabilidades coerentes multipacotes no anel do LNLS</b>	<b>19</b>
2.1 Modos longitudinais de pacotes acoplados no anel de armazenamento do LNLS	19
2.2 A modulação em fase como ferramenta no combate aos CBMs . . . . .	24
<b>3 Efeitos da modulação em fase sobre a dinâmica do feixe de elétrons</b>	<b>27</b>
3.1 Dinâmica hamiltoniana . . . . .	27
3.2 Efeitos do amortecimento por emissão de radiação . . . . .	30
3.3 Dinâmica para pequenas oscilações em torno dos pontos fixos . . . . .	33
3.4 Estabilização de CBMs via modulação em fase . . . . .	35
3.4.1 Amortecimento Landau . . . . .	35
3.4.2 Função transferência longitudinal . . . . .	38
<b>4 Simulação</b>	<b>45</b>
4.1 Equações de movimento . . . . .	46
4.2 Simulações de pacote único . . . . .	47
4.3 Simulações multipacotes . . . . .	48
<b>5 Experimentos</b>	<b>51</b>
5.1 Montagem experimental . . . . .	51
5.2 Resultados experimentais . . . . .	53
5.2.1 Formação das ilhas . . . . .	53
5.2.2 Amortecimento das oscilações coerentes . . . . .	56
5.2.3 Frequência de oscilação em torno dos pontos fixos . . . . .	57
5.2.4 Função transferência longitudinal . . . . .	57

<b>6 Conclusão</b>	<b>61</b>
<b>II Efeitos de uma Cavidade de Terceiro Harmônico na Dinâmica Longitudinal do Feixe de Elétrons</b>	<b>63</b>
<b>7 Introdução</b>	<b>65</b>
<b>8 Dinâmica longitudinal com uma cavidade harmônica</b>	<b>67</b>
8.1 Efeito na estabilidade do feixe de elétrons . . . . .	71
8.2 Projeto de uma cavidade de 3 <sup>o</sup> harmônico para o anel de armazenamento do LNS . . . . .	74
<b>9 Simulação dos efeitos de uma cavidade harmônica passiva</b>	<b>77</b>
<b>10 Resultados e conclusão</b>	<b>81</b>
<b>III Tempo de Vida</b>	<b>89</b>
<b>11 Teoria</b>	<b>91</b>
11.1 Espalhamento dos elétrons do feixe no gás residual . . . . .	92
11.2 Efeito Touschek . . . . .	92
11.3 Tempo de Vida Total . . . . .	94
11.4 Tempo de vida Touschek vs manipulação da densidade eletrônica longitudinal	94
<b>12 Resultados Experimentais</b>	<b>99</b>
12.1 Modelo . . . . .	99
12.2 Medidas e resultados . . . . .	99
12.2.1 Tempo de vida versus abertura física . . . . .	100
12.2.2 Tempo de vida versus corrente por pacote . . . . .	101
12.2.3 Tempo de vida versus tensão de aceleração . . . . .	102
12.2.4 Modo multipacote: tempo de vida versus corrente total e modulação em fase . . . . .	103
12.2.5 Modo de pacote único: tempo de vida e modulação em fase . . . . .	104
12.2.6 Modificações no tempo de vida devido à presença de uma cavidade de terceiro harmônico . . . . .	104
<b>13 Conclusão</b>	<b>109</b>
<b>Conclusão Geral</b>	<b>111</b>

---

<b>A</b>	<b>Instabilidades coerentes</b>	<b>113</b>
A.1	Instabilidades coerentes geradas por modos de ordem superior em cavidades de RF . . . . .	114
<b>B</b>	<b>Equação de Vlasov</b>	<b>117</b>
B.1	Equação de Fokker-Planck . . . . .	119
<b>C</b>	<b>Cálculo da frequência das ilhas no referencial do laboratório</b>	<b>121</b>
<b>D</b>	<b>Princípio de funcionamento de uma <i>Streak Camera</i></b>	<b>123</b>
<b>E</b>	<b>Tempo de Vida</b>	<b>125</b>
E.1	Interações do feixe com partículas do gás residual . . . . .	125
E.1.1	Espalhamento elástico . . . . .	125
E.1.2	Espalhamento inelástico . . . . .	127
E.1.3	Tempo de vida por espalhamento no gás . . . . .	129
E.1.4	Influência da geometria da câmara de vácuo no tempo de vida por espalhamento elástico . . . . .	130
E.2	Efeito Touschek . . . . .	138
E.2.1	Seção de choque por espalhamento Touschek . . . . .	139
E.2.2	Tempo de Vida Touschek . . . . .	139
<b>F</b>	<b>Automação das medidas de tempo de vida</b>	<b>143</b>
F.1	Modo de medida antigo . . . . .	143
F.2	Modo de medida novo . . . . .	145
<b>G</b>	<b>Publicações</b>	<b>151</b>



# Introdução Geral

## Radiação Síncrotron

Radiação síncrotron, ou luz síncrotron, é a radiação eletromagnética gerada por partículas carregadas, com energia ultrarelativística e cuja trajetória é defletida por um campo magnético. A luz síncrotron é normalmente produzida em anéis de armazenamento nos quais um feixe de partículas carregadas (tipicamente elétrons ou pósitrons) é mantido em uma trajetória aproximadamente circular por meio da ação de campos magnéticos estáticos. O nome "radiação síncrotron" tem origem no nome dado ao acelerador circular de partículas idealizado simultaneamente por E. McMillan e V. Veksler em 1945 e a primeira observação visual desta radiação aconteceu em 1947, nos laboratórios da General Electric em Nova Iorque, emitida de um feixe de elétrons de 100 MeV [1]. Este tipo de radiação, inicialmente considerado um efeito parasita e indesejado em aceleradores circulares contruídos para realizar colisões entre partículas, foi utilizado pela primeira vez em 1956 em experimentos de espectroscopia na região do ultravioleta e raios-X. Estas primeiras máquinas, não otimizadas para a produção de luz, constituem a primeira geração das fontes de luz síncrotron e a partir dos avanços das técnicas ligadas à utilização de radiação síncrotron (e.g., espectroscopia), anéis de armazenamento com a finalidade única de gerar radiação se espalharam pelo globo. Os primeiros anéis de armazenamento projetados especificamente para a geração de luz síncrotron, chamadas fontes de segunda geração, utilizam a radiação proveniente dos magnetos dipolares que produzem a curvatura da órbita dos elétrons. Com o aperfeiçoamento nas técnicas de construção e a necessidade de maior brilho em comprimentos de onda cada vez menores, surgiu a terceira geração das fontes de luz síncrotron, que compreendem a maior parte das fontes de luz construídas nos últimos anos. Nestas fontes, os principais dispositivos geradores de radiação são onduladores e *wigglers*: dispositivos que produzem uma distribuição de campos magnéticos que se alternam periodicamente ao longo da direção de propagação dos elétrons, gerando uma trajetória ondulada e também periódica, o que permite gerar radiação de mais alto brilho e/ou mais dura que aquela gerada nos magnetos dipolares.

A fonte de luz do Laboratório Nacional de Luz Síncrotron (LNLS) pode ser considerada intermediária entre fontes de segunda e terceira geração, um vez que foi projetada visando a instalação de dispositivos magnéticos tipo *wigglers* e onduladores mas também faz uso

intensivo da luz gerada em dipolos. No momento, a maior parte das linhas de luz<sup>1</sup> capta radiação de dipolos e apenas uma delas utiliza a luz gerada por um *wiggler*.

Mas, porque a radiação síncrotron é tão especial? Muitos experimentos em física e química utilizam a luz como ferramenta para analisar amostras. A espectroscopia analisa propriedades físicas e químicas de um material, enquanto que a estrutura de proteínas pode ser estudada via difração de raios-X. Existem muitas fontes disponíveis que produzem fótons de alta energia, como tubos de raios-X e lâmpadas especiais, mas geralmente estes dispositivos emitem de modo isotrópico. Na região do visível os lasers são amplamente utilizados e fornecem feixes luminosos, bem colimados e bastante potentes entretanto emitem somente em um dado comprimento dificultando a realização de uma varredura em energia, e não são capazes de produzir radiação na região dos raios-X.

Em contrapartida às fontes enumeradas acima, uma fonte de luz síncrotron produz um feixe de luz colimado, com polarização bem definida e estrutura temporal pulsada, além de cobrir uma ampla faixa do espectro eletromagnético que vai do infravermelho ao raios-X; são estas características que fazem da radiação síncrotron uma ferramenta tão diferenciada das demais.

## Parâmetros de desempenho das fontes de luz síncrotron

Em uma fonte de luz síncrotron existe um conjunto de parâmetros que descrevem, em grande parte, a qualidade do feixe de luz entregue aos usuários. Dentre estes parâmetros podemos ressaltar os seguintes: faixa espectral da radiação produzida, dimensões do feixe de elétrons, tempo de vida e estabilidade do feixe.

O espectro de emissão característico da luz gerada em um magneto dipolar é contínuo e é caracterizado por um parâmetro chamado energia crítica, que é definido como o valor que divide o espectro em duas partes com igual potência de emissão e está relacionada com a energia dos elétrons circulantes no anel de armazenamento bem como com o campo dos magnetos defletores. A qualidade óptica das fontes de luz síncrotron é caracterizada por um parâmetro chamado emitância transversal, que é o produto das dimensões espaciais e angulares da fonte na direção normal à de propagação dos elétrons, isto é, a área ocupada pelo feixe no espaço de fase transversal. Quanto maior a intensidade e menor a emitância, maior será o brilho da radiação produzida. No caso do anel de armazenamento do LNLS o valor da emitância horizontal é de 100 nm rad e da energia crítica da radiação emitida nos dipolos é 2.16 keV, o que o caracteriza como uma fonte de raios-X moles.

Em fontes de terceira geração, que operam com altas correntes<sup>2</sup>, o tempo de vida do

---

<sup>1</sup>Denomina-se linha de luz a instrumentação que é acoplada ao anel de armazenamento de elétrons e que utiliza o feixe de fótons gerados pelos elétrons circulantes ao atravessarem um magneto dipolar ou dispositivo de inserção. Cada linha de luz tem características próprias relacionadas à técnica de medida utilizada e ao tipo de trabalho a ser realizado.

<sup>2</sup>Por altas correntes queremos dizer algumas centenas de miliampéres. O anel de armazenamento do LNLS opera rotineiramente com uma corrente inicial de 250 mA.

feixe usualmente é limitado por espalhamento elétron-elétron a grandes ângulos no interior dos pacotes (espalhamento Touschek [2]). Neste processo, colisões elásticas entre elétrons podem transferir momento suficiente para que ambas partículas saiam da aceitância em momento do acelerador e sejam perdidas. Um tempo de vida mais longo é importante pois garante uma maior intensidade integrada de luz entregue aos usuários e diminui os transientes térmicos dos componentes das linhas de luz e do acelerador, que ocorrem a cada reinjeção.

Finalmente, outro parâmetro importante é a estabilidade do feixe; dentre os vários tipos de instabilidades presentes em anéis de armazenamento é possível destacar dois tipos importantes, os efeitos coletivos coerentes (e.g., oscilação dipolar do centróide do feixe) e incoerentes (e.g., oscilação dos elétrons individuais devido ao espalhamento no gás residual). Em ambos os casos estes efeitos deterioram a qualidade da luz entregue aos usuários, reduzindo o brilho e o tempo de vida.

É de interesse dos usuários que os parâmetros de desempenho listados acima sejam os melhores possíveis. Contudo nem todos estes parâmetros podem ser modificados independentemente dos demais. O anel de armazenamento do LNLS pode operar, por exemplo, em um modo de emitância mais baixa (aproximadamente 50 nm rad) mas isto acarreta em uma redução no tempo de vida uma vez que a densidade eletrônica nos pacotes é maior, aumentando assim a probabilidade de espalhamentos elétron-elétron. Por outro lado, para alterar a energia crítica seria necessário alterar o campo dos magnetos dipolares, o que pode significar repensar toda a rede magnética do acelerador.

## Otimização do tempo de vida e da estabilidade do feixe

Existem diversas maneiras de aumentar o tempo de vida Touschek como o aumento da aceitância em momento do anel de armazenamento e o aumento do tamanho vertical do feixe de elétrons. Entretanto a primeira solução possui limitações técnicas uma vez que a aceitância em momento está relacionada à rede magnética e a limitações do sistema de radiofrequência da máquina, que não são facilmente alterados, e a segunda causa uma redução de brilho. Uma outra maneira, bastante interessante de aumentar o tempo de vida Touschek é manipular a distribuição eletrônica na direção longitudinal, reduzindo a densidade e portanto diminuindo a probabilidade de colisões. Para isso é possível utilizar cavidades harmônicas que defocalizam o feixe na longitudinal, alongando os pacotes, ou a modulação em fase dos campos de RF, que modifica o poço de potencial médio visto pelos elétrons criando novas regiões de estabilidade, conseqüentemente aumentando o tamanho longitudinal efetivo dos pacotes.

Estes dois métodos apresentam também outra vantagem que os tornam interessantes; ao modificar a distribuição no espaço real eles alteram também a distribuição no espaço de frequências, aumentando a dispersão das frequências de oscilação incoerente dos elétrons. Esta dispersão auxilia no amortecimento de instabilidades longitudinais por meio de um

processo chamado amortecimento de Landau.

Nesta tese apresentamos um estudo detalhado dos efeitos da manipulação da densidade eletrônica no espaço de fase longitudinal em fontes de luz síncrotron a partir de duas técnicas distintas: modulação em fase dos campos de radiofrequência (RF) e por meio da utilização de cavidade harmônicas passivas. Na primeira parte da tese (Parte I), discutimos os efeitos da modulação em fase no segundo harmônico da frequência síncrotron sobre a dinâmica longitudinal do feixe de elétrons do anel de armazenamento do LNLS. Descrevemos os principais ingredientes que levam ao aumento da dispersão de frequências no interior dos pacotes e consequentemente ao amortecimento de um modo de oscilação longitudinal instável do feixe, mostrando que o amortecimento Landau é o principal responsável por esta estabilização. Na Parte II, calculamos os efeitos de uma cavidade de terceiro harmônico passiva na dinâmica dos elétrons utilizando os parâmetros do LNLS e analisamos seus efeitos sobre a estabilidade do feixe. Finalmente (Parte III), fazemos uma comparação da eficiência dos dois métodos, modulação em fase e cavidades harmônicas, no aumento do tempo de vida do feixe de elétrons. Mostramos que a modulação em fase, para certos parâmetros de operação, é um modo eficiente na estabilização, sendo também um método muito mais barato e de fácil implementação. Em contrapartida, as cavidades harmônicas, quando otimizadas, garantem maior estabilização e o mesmo aumento do tempo de vida observado quando utilizamos a modulação em fase, além de não deteriorar a distribuição natural de energia dos elétrons.

# Prólogo

## A fonte de luz do LNLS

A fonte de luz síncrotron do LNLS é baseada em um anel de armazenamento de elétrons de 1.37 GeV otimizado para produção de radiação (proveniente dos dipolos), com máximo fluxo na faixa do ultravioleta de vácuo e raios-X moles [3]. Existem também quatro seções retas disponíveis para instalação de dispositivos de inserção tipo *wigglers* e onduladores, que oferecem a opção de produção de radiação com mais brilho e na faixa de raios-X mais duros. Podem ser instalados ao redor do anel de 24 a 28 linhas de luz que utilizam a radiação proveniente dos 12 dipolos e de dispositivos de inserção e que atendem à demanda de uma comunidade cada dia mais ampla no Brasil (física, química, biologia, etc.). A Figura 0.1 mostra o espectro de fótons emitidos pelos dipolos e também por um *wiggler* multipolar híbrido, já instalado na fonte de luz, para 250 mA de corrente total armazenada. Além do anel de armazenamento, existem também os seguintes sistemas auxiliares: o acelerador linear (LINAC) de 120 MeV, a linha de transporte e o anel síncrotron injetor (Booster) de 500 MeV. A disposição geral do complexo de aceleradores é mostrada na Figura 0.2.

Pulsos de elétrons são produzidos em um canhão termo-iônico e chegam ao acelerador linear com uma energia de 80 keV; este feixe é então acelerado por um conjunto de 4 estruturas aceleradoras, com cerca de 3 metros cada uma, até uma energia de 120 MeV. Os elétrons acelerados no LINAC são levados através de uma linha de transporte até o síncrotron injetor onde são novamente acelerados até uma energia de 500 MeV e então injetados no anel principal. Este processo é repetido a uma taxa de aproximadamente um pulso a cada seis segundos até que um número adequado de elétrons, correspondendo a uma corrente de aproximadamente 250 mA, estejam circulando no anel de armazenamento. Neste momento, o processo de injeção é interrompido e a energia do feixe é aumentada até o valor nominal de 1.37 GeV. A Tabela 0.1 mostra os principais parâmetros da fonte de luz síncrotron do LNLS.

Os elétrons são mantidos no anel de armazenamento por campos magnéticos criados por eletroímãs (dipolos, quadrupolos, etc.) que compõe a rede magnética e encontram-se ao longo da máquina, determinando uma órbita fechada ideal. Este campo guia possui elementos focalizadores (quadrupolos), responsáveis por manter o feixe de elétrons em torno desta órbita ideal e também elementos responsáveis por corrigir as aberrações cromáticas (sextupolos) geradas pelos quadrupolos. A descrição do movimento dos elétrons é feita em

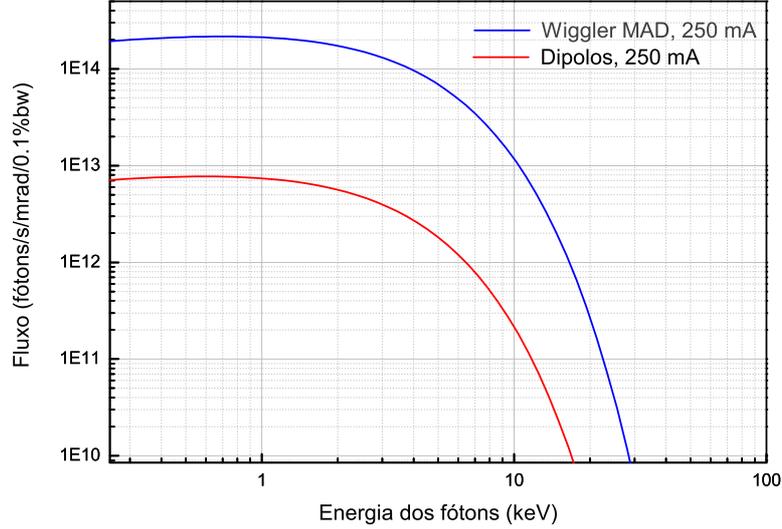


Figura 0.1: Fluxo de fótons produzidos nos dipolos e no wiggler em função da energia dos fótons emitidos.

termos de coordenadas relativas à esta órbita sendo que a posição instantânea é identificada pelo conjunto de coordenadas  $(s, x, y)$ , sendo  $s$  a distância ao longo da órbita (azimutal) a partir de algum ponto de referência,  $x$  a distância horizontal (radial) e  $y$  a distância vertical (ver Figura 0.3). Devido à forma e distribuição dos campos ao longo do acelerador, os elétrons executam movimentos quase-periódicos estáveis em torno da órbita ideal em todos os planos de movimento (longitudinal e transversal). O movimento transversal é caracterizado pelas funções betatron  $(\beta_x(s)$  e  $\beta_y(s))$  e pela função dispersão  $(\eta(s))$  que definem o envelope das oscilações das partículas e são características da rede magnética. É possível descrever o movimento dos elétrons neste plano a partir de uma solução pseudo-harmônica da seguinte forma [5]:

$$x(s) = \sqrt{\beta_x(s)\epsilon_x} \cos[\omega_x t + \phi_x(s)] + \eta(s)\delta(s) \quad (0.1)$$

$$y(s) = \sqrt{\beta_y(s)\epsilon_y} \cos[\omega_y t + \phi_y(s)] \quad (0.2)$$

onde  $\epsilon_{x,y}$  é uma constante de movimento (invariante de Courant-Snyder),  $\omega_{x,y}$  a frequência característica em cada um dos planos transversais (também chamada de sintonia transversal),  $\phi_{x,y}$  é o avanço de fase (que é uma quantidade definida pela rede magnética assim como as funções betatron) e  $\delta(s)$  o desvio de energia do elétron em relação à partícula ideal.

No plano longitudinal, a dinâmica dos elétrons é definida pelo poço de potencial cri-

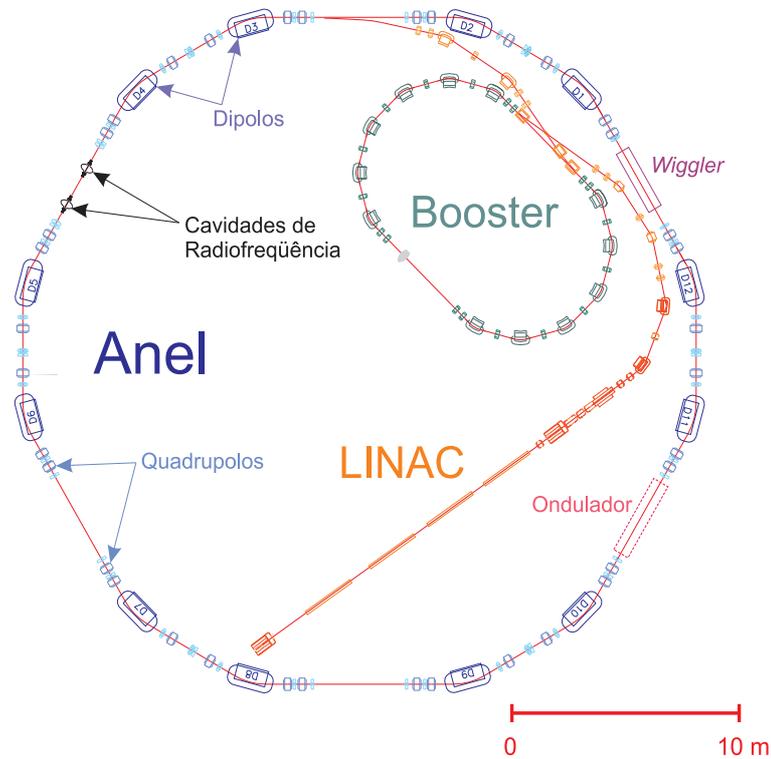


Figura 0.2: Desenho esquemático da fonte de luz síncrotron do LNLS. Mostramos neste desenho os principais componentes da fonte de luz: os dipolos, os quadrupolos e as cavidades de RF instaladas. Estão indicadas também a posição do wiggler e onde será instalado o ondulador que está sendo construído no LNLS.

ado pelas cavidades de radiofrequência. A cada volta os elétrons perdem energia devido à emissão de radiação; esta perda é compensada quando atravessam as cavidades de radiofrequência presentes ao longo da máquina. Nestas cavidades ressonantes, é estabelecido um campo acelerador oscilante no tempo que é responsável por definir a estrutura temporal do feixe em pacotes de elétrons distantes entre si por um período de RF. No anel de armazenamento do LNLS é possível armazenar de 1 (modo de operação de pacote único) até 148 pacotes (modo de operação multipacote), este número é um parâmetro importante da máquina chamado de número harmônico ( $h$ ).

O sistema de radiofrequência do anel do LNLS é composto por duas cavidades aceleradoras em formato de sino construídas no Síncrotrone Trieste (ELETTRA/Itália) operando na frequência de 476.066 MHz, sendo cada uma alimentada por uma estação de RF independente. Os sistemas que alimentam as cavidades são idênticos e foram instalados no final de 2003 juntamente com a segunda cavidade<sup>3</sup>. Ambas cavidades localizam-se no

<sup>3</sup>Até então o acelerador do LNLS operava com uma única cavidade. A duplicação do sistema foi implementada com o objetivo de aumentar a corrente armazenada, assim como compensar a potência de luz síncrotron adicional emitida por dispositivos de inserção (*wigglers* e onduladores) que serão futuramente instalados no anel.

Tabela 0.1: Principais parâmetros do anel de armazenamento do LCLS. [4]

Parâmetro	Símbolo	Valor
Energia do feixe de elétrons	$E$	1.37 GeV
Dispersão natural de energia	$\Delta E/E = \sigma_\epsilon \sigma_\epsilon$	$5.4 \times 10^{-4}$
Circunferência	$C$	93.2 m
Frequência de RF	$f_{rf}$	476.066 MHz
Número harmônico	$h$	148
Fator de Compactação de Momento	$\alpha$	$8.3 \times 10^{-3}$
Energia perdida por volta	$U_0$	114 keV
Fase síncrona <sup>‡</sup>	$\phi_s$	166.8°
Frequência Síncrotron <sup>‡</sup>	$f_s$	26 kHz

<sup>‡</sup> Calculado para uma tensão de aceleração de  $V_{rf}=500$  kV.

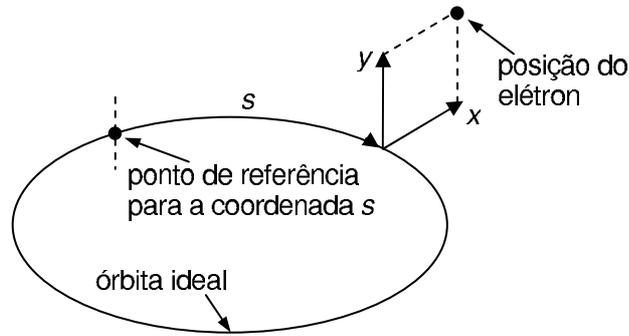


Figura 0.3: Sistema de coordenadas utilizado para descrever o movimento dos elétrons em um anel de armazenamento.

mesmo trecho reto do anel, estando a segunda a uma distância de um e meio comprimentos de onda de RF (aproximadamente 60 cm) da primeira (ver Figura 0.2). Cada uma das estações de potência possui sua central de controle de temperatura que trabalha dentro de uma faixa de 40 a 75°C com uma flutuação menor que 0.1°C. Para sintonizar as cavidades utiliza-se um sistema de deformação elástica ao longo do seu eixo axial ligado a um sistema de realimentação. Êmbolos metálicos podem também ser introduzidos nas cavidades de modo a alterar sua geometria modificando as frequências de seus modo ressonantes.

## Equação de movimento longitudinal de um elétron

Como já foi mencionado anteriormente, a energia dos elétrons não é constante, estes ao se moverem ao longo no anel de armazenamento em uma órbita curva perdem energia na forma de radiação. Apesar da energia perdida em uma volta ser pequena em relação à energia total dos elétrons, esta deve ser compensada pelo sistema de aceleração. Assim, devido à maneira com que os elétrons perdem energia e como esta é repostada nas cavidade

aceleradoras, os elétrons executam oscilações na direção longitudinal que são conhecidas como *oscilações síncrotron* e que são estáveis sob certas condições. Para descrever este movimento eletrônico vamos partir da relação entre o comprimento da órbita percorrida por uma partícula e sua energia, dada por [5]

$$\frac{\delta l}{L} = \eta \frac{\epsilon}{E_0} \quad (0.3)$$

em que  $L$  é o comprimento da órbita nominal,  $E_0$  é a energia da partícula que percorre esta órbita nominal (também chamada de partícula síncrona) e  $\delta l$  e  $\epsilon$  são os desvios em relação ao comprimento percorrido e energia da partícula síncrona. O coeficiente  $\eta^4$  (fator de deslocamento de fase) é dado por

$$\eta = \alpha - \frac{1}{\gamma} \quad (0.4)$$

onde  $\alpha$  é o fator de compactação de momento, que é propriedade da rede magnética, e  $\gamma$  o fator de Lorentz para os elétrons. No caso do anel de armazenamento do LNLS  $\eta > 0$  e portanto quanto maior a energia dos elétrons ( $\epsilon > 0$ ) mais longa também será sua trajetória. Na Figura 0.4 está um esquema do movimento de três elétrons com diferentes energias, sendo que a partícula central é a síncrona e portanto recebe na cavidade exatamente a energia gasta em um volta. Na Figura 0.4A as partículas, tanto na posição A quanto na B, chegam à cavidade aceleradora no mesmo momento que a partícula síncrona. Na volta seguinte (Figura 0.4B), de acordo com a relação (0.3) a partícula com energia maior chega depois e a de energia menor antes da partícula síncrona. No caso da posição A, a partícula atrasada em relação à partícula síncrona receberá menos energia da cavidade nesta volta, enquanto aquela com energia menor receberá mais energia. Desse modo, as partículas com energia diferentes da nominal executam um movimento oscilatório em torno da partícula síncrona, sendo seu movimento estável. Para a posição B, como a derivada da onda estacionária tem sinal oposto, a partícula com maior energia sempre receberá mais energia e vice-versa: desse modo, partículas com energias diferentes da nominal irão divergir do ponto central, caracterizando uma posição instável. Este é o chamado princípio de estabilidade de fase.

Suponha que um elétron tem desvio de energia  $\epsilon$  e desvio de tempo  $\tau = 0$ . Então, na volta seguinte, pela equação (0.3) sua posição no tempo, em relação à partícula síncrona, terá mudado de

$$\Delta\tau = -\eta \frac{L}{c} \frac{\epsilon}{E_0} = -\eta \frac{\epsilon}{E_0} T_0, \quad (0.5)$$

sendo  $T_0$  o período de revolução e  $c$  a velocidade do elétrons que consideramos, neste caso, igual a velocidade da luz. Assim, a taxa com que  $\tau$  muda no tempo é

$$\frac{\Delta\tau}{T_0} = \frac{d\tau}{dt} = -\eta \frac{\epsilon}{E_0}. \quad (0.6)$$

---

<sup>4</sup>No caso do anel de armazenamento do LNLS temos que  $\gamma \approx 2680$ , ou seja,  $\alpha \gg 1/\gamma$  de modo que podemos fazer a seguinte aproximação :  $\eta \approx \alpha$ .

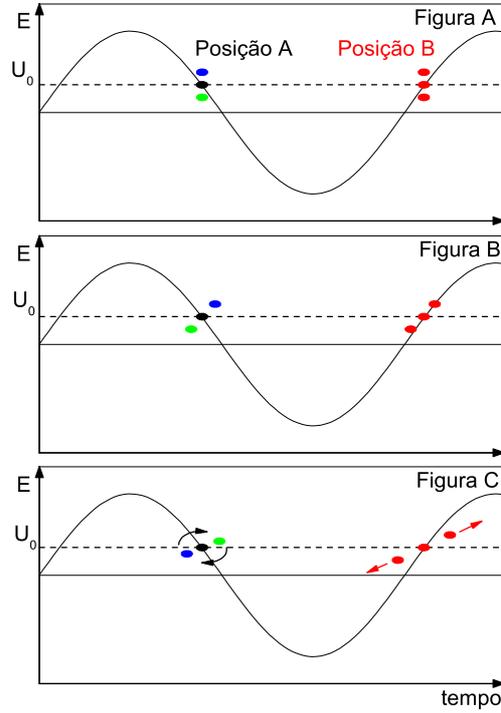


Figura 0.4: *Princípio da estabilidade de fase na dinâmica longitudinal, neste caso a posição A é estável e a B instável. (A) Inicialmente as três partículas encontram-se na mesma posição em relação ao tempo de chegada na cavidade aceleradora mas com energias um pouco diferentes. (B) A partícula central recebe na cavidade exatamente a quantidade de energia perdida em uma volta ( $U_0$ ) e sempre passa na cavidade a intervalos de tempo iguais, portanto a fase relativa partícula-onda estacionária é fixa. Esta é a chamada partícula síncrona. As demais partículas por receberem mais ou menos energia irão chegar na cavidade antes ou depois da partícula síncrona na volta seguinte. (C) As partículas executam oscilações em torno da partícula síncrona ou, no caso da posição B, divergem da posição de equilíbrio sendo perdidas.*

A variação de energia em uma volta é dada por

$$\epsilon = eV(\tau) - U_{rad}(\epsilon) \quad (0.7)$$

onde  $eV(\tau)$  é a energia adquirida na cavidade de RF e  $U_{rad}(\epsilon)$  a energia perdida em uma volta. Portanto a taxa de variação temporal da energia relativa é

$$\frac{\epsilon}{T_0} = \frac{d\epsilon}{dt} = \frac{eV(\tau) - U_{rad}(\epsilon)}{T_0}. \quad (0.8)$$

A tensão de aceleração pode ser descrita por uma onda senoidal estacionária de modo que

$$V(\tau) = V_{rf} \sin[\omega_{rf}\tau + \phi_s] \quad (0.9)$$

em que  $\phi_s$  é a fase síncrona, ou seja, a fase com que a partícula síncrona chega na cavidade e que é definida como  $\phi_s = \arcsin(U_{rad}(\epsilon = 0)/eV_{rf}) = \arcsin(U_0/eV_{rf})$  sendo que  $\pi/2 < \phi_s < \pi$  e definimos  $\bar{\phi}_s = \pi - \phi_s$ <sup>5</sup>.

É conveniente escrever as equações acima em termos da fase da partícula em relação à onda estacionária na cavidade de RF. Portanto fazendo  $\phi = \omega_{rf}\tau$ , em que  $\omega_{rf}$  é a frequência do modo fundamental da cavidade, e reescrevendo  $\epsilon/E_0 = \delta$ , temos

$$\frac{d\phi}{dt} = -\eta\omega_{rf}\delta, \quad (0.10)$$

$$\frac{d\delta}{dt} = \frac{eV_{rf} \sin(\phi + \bar{\phi}_s) - U_{rad}(\delta)}{T_0 E_0}. \quad (0.11)$$

As variáveis  $(\delta, \phi)$  são canonicamente conjugadas e a partir delas podemos definir o diagrama no espaço de fase, que representa as possíveis trajetórias das partículas. Estes diagramas, calculados fazendo  $U_{rad}(\delta) = U_0$ , estão esquematizados na Figura 0.5 para diferentes valores da fase síncrona.

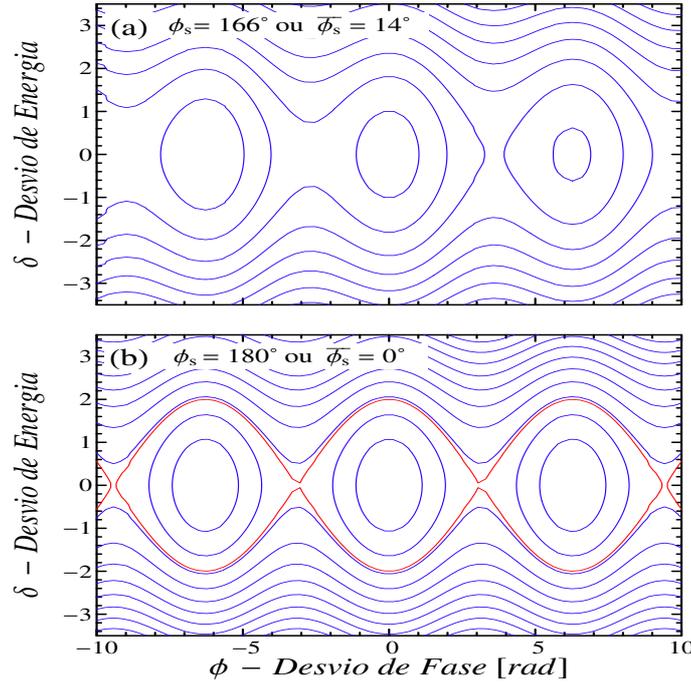


Figura 0.5: Espaço de fase longitudinal para dois valores diferentes de fase síncrona  $\phi_s$ ,  $166^\circ$  e  $180^\circ$ . A linha vermelha no gráfico (b) é a separatriz e tomamos  $U_{rad}(\delta) = U_0$ .

Calculando a segunda derivada de (0.10) e substituindo (0.11) na nova equação encon-

<sup>5</sup>É conveniente definir este novo ângulo pois nesse caso temos que tanto o seno como o cosseno de  $\bar{\phi}_s$  são quantidades positivas.

tramos que

$$\frac{d^2\phi}{dt^2} = -\eta\omega_{rf} \frac{d\delta}{dt} \quad (0.12)$$

$$= -\frac{\eta\omega_{rf}}{T_0E_0} [eV_{rf} \sin(\phi + \bar{\phi}_s) - U_{rad}(\delta)]. \quad (0.13)$$

No limite de pequenos deslocamentos podemos expandir as funções  $V(\phi)$  e  $U_{rad}(\delta)$  até primeira ordem em  $\delta$  e  $\phi$  apenas

$$eV(\phi) = U_0 + V_{rf} \cos \bar{\phi}_s \phi \quad (0.14)$$

$$U_{rad}(\delta) = U_0 + \left. \frac{dU_{rad}}{d\delta} \right|_0 \delta = U_0 - \frac{2\gamma_d T_0 E_0}{\eta\omega_{rf}} \frac{d\phi}{dt} \quad (0.15)$$

substituindo o resultado em (0.13) teremos

$$\frac{d^2\phi}{dt^2} - 2\gamma_d \frac{d\phi}{dt} + \omega_s^2 \phi = 0 \quad (0.16)$$

onde

$$\omega_s = \sqrt{\frac{\eta e V_{rf} \cos \bar{\phi}_s}{T_0 E_0}} \quad (0.17)$$

$$\gamma_d = \frac{D}{2T_0} \quad (0.18)$$

que são a frequência síncrotron e a taxa de amortecimento radiativo, respectivamente. Note que a equação de movimento nada mais é do que a equação de um pêndulo amortecido.

Nesta tese, estudamos duas técnicas de manipulação da distribuição de partículas no espaço de fase longitudinal visando alongar os pacotes de elétrons e obter maior estabilidade do feixe. Em ambos os casos, alteramos a forma dos campos aceleradores estacionários  $eV(\phi)$  que compõe o poço de potencial no qual ficam capturados os pacotes de elétrons. Analisamos primeiramente a modulação em fase, que consiste em modificar a tensão de aceleração introduzindo um termo oscilante:

$$V(\phi) = V_{rf} \sin [\phi + \bar{\phi}_s + A_m \cos(\omega_m t)], \quad (0.19)$$

onde  $\omega_m$  é a frequência de modulação e  $A_m$  a amplitude da modulação, de modo que a equação de movimento fica

$$\frac{d^2\phi}{dt^2} + 2\gamma_d \frac{d\phi}{dt} + \frac{\omega_s^2}{\cos \bar{\phi}_s} \sin [\bar{\phi}_s + \phi + A_m \cos(\omega_m t)] = 0. \quad (0.20)$$

A segunda técnica analisada é o uso de cavidades ressonantes de terceiro harmônico, que modificam  $eV(\phi)$  por meio da adição de um termo da forma:

$$V(\phi) = V_{rf} [\sin(\phi + \bar{\phi}_s) + k \sin(n\phi + \phi_h)], \quad (0.21)$$

onde  $n = 3$ ,  $k$  é a razão da tensão excitada nas cavidades harmônicas e nas cavidades aceleradoras e  $\phi_h$  é a fase harmônica e é uma característica do sistema de cavidades de 3<sup>o</sup> harmônico.

## Parte I

# Modulação em Fase dos Campos Aceleradores de Radiofrequência



# Capítulo 1

## Introdução

Estudos relativos à modulação em fase e amplitude dos campos aceleradores de radiofrequência (RF) foram iniciados na década de 1990, quando uma série de experimentos clássicos que visavam compreender aspectos básicos de dinâmica não-linear longitudinal foram realizados. Inicialmente feitos em aceleradores de hádrons [6, 7, 8, 9, 10], estes experimentos, além do interesse na parte não-linear da dinâmica das partículas, pretendiam também medir os efeitos limitantes do tempo de vida devido ao ruído de RF, desenvolver técnicas de extração super-lenta (*super-low extraction*) e ainda usar realimentação paramétrica para curar certas instabilidades multi-pacotes. Foram estes experimentos que lançaram as bases fundamentais para o entendimento e futura aplicação da modulação em fase e amplitude em anéis de elétrons usados como fontes de luz síncrotron [11, 12] visando principalmente o controle da densidade de partículas [13, 14], o aumento do tempo de vida [15] e a redução da amplitude das instabilidades de pacotes acoplados (*coupled bunch modes* - CBMs) [15, 16, 17]. Alguns dos trabalhos feitos investigam os efeitos da modulação em fase dos campos de RF próxima ao primeiro ou terceiro harmônico da frequência síncrotron [15, 18, 19], enquanto outros (como o trabalho aqui apresentado) [16] são focados no segundo harmônico.

Os benefícios da modulação em fase já foram observados em vários anéis de armazenamento [10, 14, 15, 16] tanto em relação ao alongamento do tempo de vida dos pacotes como com relação ao amortecimento dos modos de oscilação CBMs instáveis do feixe, levando ao estabelecimento desta técnica como procedimento operacional rotineiro em muitos laboratórios, incluindo o LNLS. No entanto, apesar do uso amplo deste procedimento, a natureza dos processos físicos que geram estes efeitos ainda não é perfeitamente compreendida. Com relação ao efeito sobre o tempo de vida, está bem estabelecido que a modulação em fase leva a uma redução da densidade eletrônica nos pacotes, aliviando os efeitos de espalhamento elétron-elétron a grandes ângulos (espalhamento Touschek) e isto pode ser também observado no anel de armazenamento do LNLS, sendo um efeito particularmente importante para operação no modo de pacote único em que a corrente armazenada por pacote é significativamente maior que a corrente armazenada no modo de operação multi-pacotes (ver Capítulo 12 desta tese). Por outro lado, os efeitos de redução da amplitude de CBMs ainda carecem de modelos quantitativos, sendo que a mera diluição (e correspondente redução da

corrente de pico ou redução das componentes de alta frequência no espectro dos pacotes) não é suficiente para explicar os resultados experimentais. A maior parte dos trabalhos disponíveis na literatura são baseados em simulações (*tracking* de partículas no espaço de fase longitudinal) para operação em modo de pacote único. Estas simulações são custosas e sua aplicação ao caso de maior interesse de operação em modo multi-pacotes esbarra na necessidade de simultaneamente acompanhar a evolução do centróide de (no caso do LNLS) 148 pacotes, ao mesmo tempo que a estrutura interna destes pacotes é levada em conta (com um grande número de macro-partículas para representar cada pacote).

A motivação original que levou à utilização da modulação em fase dos campos de RF no anel de armazenamento do LNLS surgiu após a ampliação do sistema de radiofrequência que incluiu a adição de uma segunda cavidade aceleradora, no final de 2003 [20]. A partir da instalação deste novo sistema, foi observada uma instabilidade no feixe de elétrons ligada a uma oscilação dipolar longitudinal relacionada a um modo de ordem superior (*higher order mode* - HOM) presente na nova cavidade e com uma frequência de 903 MHz. Esta oscilação era responsável por variações abruptas da intensidade da luz síncrotron captada nas estações experimentais localizadas ao redor do anel, dificultando, e em alguns casos até mesmo inviabilizando, a realização de experimentos dos usuários do LNLS. Foi feita então a caracterização dos modos da cavidade e identificado o modo longitudinal L1 (relacionado ao CBM #133) como o principal gerador da instabilidade observada. Como não foi possível encontrar uma condição de operação para a nova cavidade livre de instabilidades, a solução encontrada foi a utilização de modulação em fase do sinal de RF com uma frequência próxima ao dobro da frequência síncrotron, que provoca um grande amortecimento na amplitude do CBM reduzindo assim a flutuação de órbita.

O modelo teórico proposto nesta tese para elucidar este fenômeno parte da descrição hamiltoniana da dinâmica longitudinal sob a ação da modulação em fase e tem no aumento da decoerência gerada pela distribuição de frequências naturais de oscilação imposta pela modulação em fase a base física para o amortecimento das oscilações. Este fenômeno (*Landau Damping*) é conhecido na física de aceleradores como um mecanismo importante para prover estabilidade ao feixe armazenado em seus três graus de liberdade. Nesta aplicação específica, modificamos o formalismo conhecido do cálculo de tempo de amortecimento de Landau para incluir as distribuições de frequências geradas pela modulação em fase e obter os correspondentes diagramas de estabilidade.

Esta parte da tese está estruturada da seguinte maneira. O Capítulo 2 descreve o que nos levou a utilizar a modulação em fase dos campos de RF rotineiramente no anel de armazenamento do LNLS. Em seguida, o Capítulo 3 descreve as equações de movimento dos elétrons sob ação da modulação em fase no segundo harmônico da frequência síncrotron utilizando o formalismo hamiltoniano assim como os efeitos e modificações que devem ser feitas neste formalismo devido à presença do amortecimento radiativo. Ainda no Capítulo 3, apresentamos o cálculo da distribuição das partículas no espaço de fase utilizando a equação de Fokker-Planck e a análise da dinâmica para pequenas oscilações em torno dos pontos

fixos estáveis criados devido à modulação em fase. Neste capítulo, também calculamos a função transferência longitudinal e o diagrama de estabilidade para os casos com e sem modulação em fase mostrando que, quando a modulação em fase é ligada, a área estável disponível aumenta. No Capítulo 4 apresentamos resultados de simulações de pacote único e multipacotes. No Capítulo 5 apresentamos resultados de experimentos em que medimos a formação das ilhas, a frequência para pequenas oscilações dos elétrons em torno dos pontos estáveis criados pela modulação em fase, o aumento do amortecimento devido à modulação e a função transferência longitudinal, verificando os resultados obtidos utilizando o modelo teórico e na simulação . Finalmente, as conclusões são apresentadas no Capítulo 6.



## Capítulo 2

# Instabilidades coerentes multipacotes no anel do LNLS

A dinâmica dos elétrons em um anel de armazenamento é determinada basicamente por campos magnéticos estáticos (dipolos, quadrupolos, etc) que guiam e focalizam o feixe de elétrons e também por campos elétricos estacionários responsáveis pela reposição da energia perdida via radiação. Entretanto, os elétrons interagem também com campos auto-excitados (campos de rastro ou *wake fields*). Estes campos são alterados pela presença de paredes metálicas (câmara de vácuo) e podem excitar oscilações instáveis no feixe ou mesmo levar à perda da corrente armazenada. Nas seções a seguir, descrevemos a observação de um modo instável presente no feixe de elétrons no LNLS logo após a instalação de uma segunda cavidade de RF, as tentativas feitas para afastar a frequência ressonante do modo excitado, responsável pela oscilação do feixe, de frequências naturais do feixe de elétrons e também a solução encontrada, na forma da modulação em fase dos campos de RF, para amortecer a instabilidade.

### 2.1 Modos longitudinais de pacotes acoplados no anel de armazenamento do LNLS

No caso do anel de armazenamento do LNLS, as cavidades aceleradoras são as principais estruturas capazes de reter campos de rastro por longos períodos, se comparados com o período entre passagem dos pacotes, podendo acoplar o movimento de muitos pacotes de elétrons. Em particular, nos meses que se seguiram à instalação de uma nova cavidade [21], observamos uma instabilidade no feixe que causava uma variação rápida da intensidade da luz nas estações experimentais ao longo da máquina. A assinatura típica desta instabilidade é uma distorção de órbita apenas no plano horizontal como mostrada na Figura 2.1. Esta flutuação na órbita apresenta simetria 6, mesma simetria do anel, e aparece como uma rápida transição entre dois estados. As amplitudes típicas destas distorções podem ser separadas em dois blocos principais:

1. Com amplitudes médias de  $\pm 20\mu m$  e perceptíveis em todas as estações experimentais

Tabela 2.1: Principais parâmetros do anel de armazenamento do LNLS.

Parâmetros	Símbolo	Valor
Energia do feixe de elétrons	E	1.37 GeV
Dispersão natural de energia	$\sigma_\epsilon$	$5.4 \times 10^{-4}$
Circunferência	C	93.252 m
Frequência de RF	$f_{rf}$	476.066 MHz
Número harmônico	h	148
Fator de Compactação de Momento	$\alpha$	$8.3 \times 10^{-3}$
Energia perdida por volta	$U_0$	114 keV
Fase síncrona <sup>‡</sup>	$\phi_s$	166.8°
Frequência Síncrotron <sup>‡</sup>	$f_s$	26 kHz

<sup>‡</sup> Calculado para uma tensão de aceleração de  $V_{rf}=500$  kV, valor utilizado rotineiramente em turno de usuários.

ao longo da máquina ou,

2. Com amplitudes de  $\pm 3\mu m$  que, mesmo estando dentro dos limites de estabilidade da máquina de  $\pm 5\mu m$ , são detectadas nas linha mais sensíveis

Em qualquer um destes casos parecia surpreendente que variações tão pequenas na posição (da ordem de 3% do tamanho rms de feixe) pudessem ser perceptíveis pelas linhas de luz.

A origem desta flutuação da órbita está relacionada com uma oscilação dipolar longitudinal de grande amplitude causada pela interação do feixe de elétrons com um HOM excitado na nova cavidade. Quando uma oscilação de fase dipolar é excitada no feixe de elétrons ocorre também uma oscilação no desvio de energia relativo dado por  $\delta = \delta_0 \cos \Omega_s t$  onde  $\Omega_s$  é a frequência síncrotron e esta, por sua vez, pode ser relacionada com uma oscilação na órbita horizontal através da seguinte equação:

$$x_\epsilon(s, t) = \delta(t)\eta(s) + \delta(t)^2\eta_1(s) \quad (2.1)$$

onde  $s$  é a coordenada longitudinal,  $\delta(t)$  o desvio relativo de energia,  $\eta(s)$  a dispersão de primeira ordem (valor máximo da ordem de 1 m) e  $\eta_1(s)$  a função dispersão de segunda ordem (valor máximo da ordem de 10 m). É a amplitude da oscilação em energia ( $\delta_0$ ) que varia no tempo apresentando saltos quando os pacotes entram em ressonância com o HOM presente na cavidade. Como as oscilações de energia são mais rápidas que o tempo de amostragem dos monitores de posição (BPMs) instalados na máquina (a frequência de oscilação síncrotron é da ordem de 26 kHz enquanto que a frequência de amostragem dos BPMs é da ordem de 0.5 Hz) o que se observa é apenas o valor médio destas oscilações, ou seja

$$\langle x_\epsilon(s) \rangle = \frac{1}{2}\eta_1(s)\delta_0^2 \quad (2.2)$$

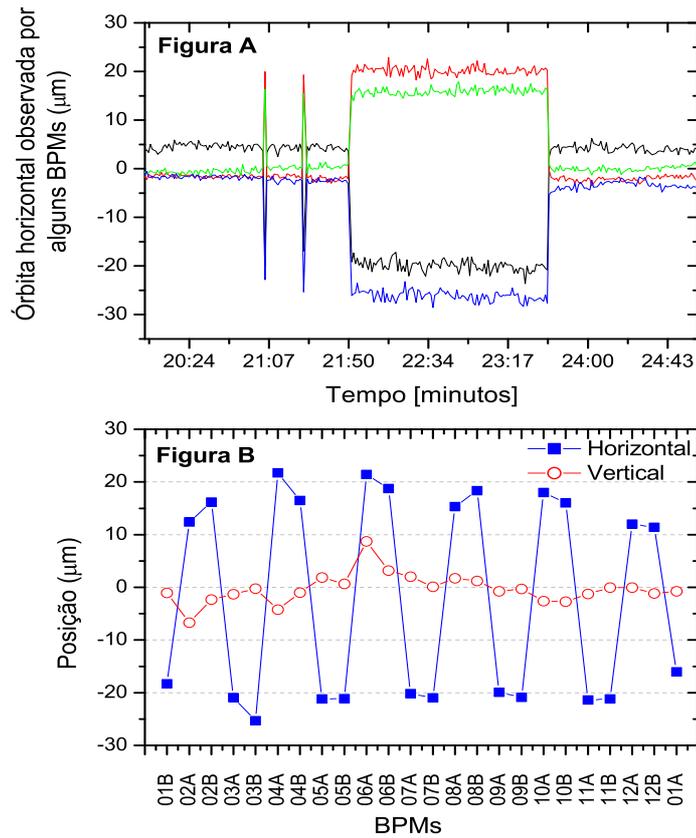


Figura 2.1: *Distorção de órbita provocada por um modo acoplado (CBM) excitado por um HOM longitudinal da cavidade de RF. (A) Gráfico da evolução no tempo da posição horizontal do feixe de elétrons observada em quatro diferentes pontos do anel de armazenamento. (B) Variação da órbita ao longo de todo o anel (o eixo horizontal indica o número do monitor de posição) ocorrida no momento do primeiro salto da órbita observado por volta dos 21 minutos. Este gráfico é obtido subtraindo-se a órbita logo após o salto abrupto da órbita logo antes do mesmo salto.*

que, de acordo com as observações, é da ordem de 20 ou 3  $\mu m$ , mas a amplitude máxima destas oscilações é

$$x_\epsilon^{max}(s) = \delta_0 \eta(s) = \sqrt{\frac{2\langle x_\epsilon \rangle}{\eta_1(s)}} \eta(s), \quad (2.3)$$

ou seja, em torno de 2 mm ou 0.8 mm respectivamente (aproximadamente 400% e 100% do tamanho do feixe), de modo que  $x_\epsilon^{max}$  aparece nas linhas de luz como um aumento efetivo do tamanho horizontal do feixe, o que causa a queda da intensidade da luz síncrotron recebida. O importante aqui é que, enquanto o efeito da oscilação longitudinal sobre a posição horizontal do centróide do feixe é de **segunda ordem** (e portanto fraco), o efeito sobre a largura do feixe é de **primeira ordem** e se torna perceptível para as linhas de luz. De fato, ao medirmos a dispersão não-linear da máquina observamos que esta apresenta o mesmo padrão das flutuações medidas pelos BPM's, como mostrado na Figura 2.2.

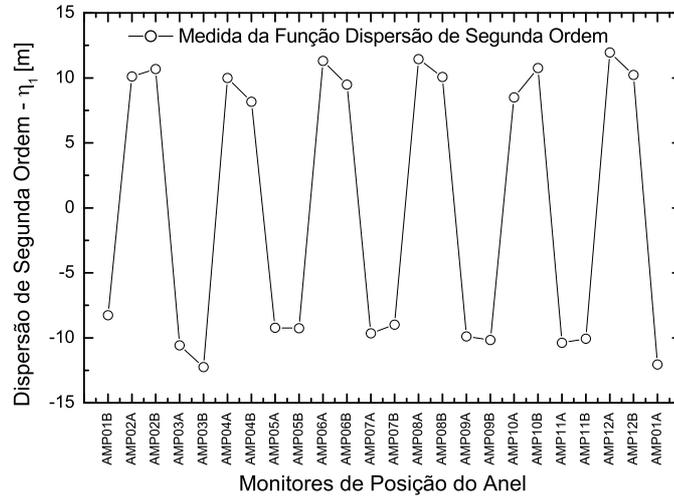


Figura 2.2: Medida da dispersão de segunda ordem do anel de armazenamento do LNLS.

Na tentativa de solucionar o problema desta instabilidade longitudinal utilizando um método passivo, fizemos varreduras em função da temperatura das cavidades e posição dos êmbolos de modo a mapear os pontos de operação das cavidades e encontrar condições de operação estáveis. Para identificar os HOMs potencialmente danosos à estabilidade do feixe, medimos o comportamento de vários modos em função da temperatura e posição dos êmbolos. Em seguida comparamos estes resultados com medidas feitas anteriormente na cavidade do Síncrotron Injetor<sup>1</sup>, checando seus deslocamentos de frequência com dados retirados de simulações<sup>2</sup>. O procedimento adotado para analisar os efeitos dos HOMs é o mesmo utilizado em outros anéis de armazenamentos que possuem cavidades de RF similares

<sup>1</sup>A cavidade do Síncrotron Injetor foi caracterizada em bancada enquanto as cavidades do anel foram medidas em laboratório apenas à temperatura ambiente.

<sup>2</sup>O comportamento dos modos nas cavidades foi simulado utilizando o programa Urmelt [22].

às instaladas no LNLS, como o ELETTRA e o ANKA [23], e consiste em determinar a taxa de crescimento das instabilidades CBMs como função da temperatura e posição do êmbolo.

Tabela 2.2: Principais modos longitudinais presentes na cavidade A.

Modo	f (MHz)	$R_s/Q$ ( $\Omega$ )	$Q_L$	$T_C$ ( $^{\circ}C$ )	CBM n
L1	904.128	29.7	20000	74	133
L3	1356.89	5.4	4000	31	126
L5	1538.25	9.5	4000	54	34
L9	2040.125	8.2	25000	28	43

Os resultados das varreduras mostraram que para a cavidade antiga existe uma vasta região de estabilidade. Contudo, para a nova cavidade esta região é extremamente reduzida ficando difícil definir uma posição livre de instabilidades. Com estas varreduras foi possível apenas encontrar uma posição em que as flutuações de órbitas de grande amplitude (tipo 1) estavam ausentes, no entanto as de pequena amplitude permaneciam inalteradas e bastante frequentes. Uma lista dos principais modos da cavidade nova encontra-se na Tabela 2.2 onde apresentamos os seguintes parâmetros [23]:

- Modo - Nomenclatura dada ao modo acoplado em que "L" refere-se aos modos em que o campo elétrico está na direção longitudinal. O número à direita é relativo à ordem crescente de frequências. Portanto, L1 é o primeiro modo longitudinal, ou seja aquele com a menor frequência;
- $R_s$  - Impedância shunt da cavidade;
- $Q$  - Fator de qualidade do modo;
- $Q_L$  - Fator de qualidade carregado, ou seja, fator de qualidade modificado devido a presença de acoplamento da cavidade com o meio externo (linha de transmissão + gerador);
- $T_C$  - temperatura crítica do modo, ou seja, temperatura na qual a frequência do modo casa com a frequência de um modo de oscilação acoplado (CBM);
- CBM n - Número relativo ao modo acoplado que indica a relação de fase entre os pacotes quando o modo é excitado [Apêndice A].

o valor de  $R_s/Q$  foi obtido através de simulações enquanto que o valor de  $Q_L$  foi medido na nova cavidade.

O principal problema que encontramos foi afastar o ponto de operação da nova cavidade do modo L1 pois, apesar da temperatura crítica para este modo encontrar-se justamente na borda do intervalo coberto pelo sistema de controle de temperatura da cavidade, sua

freqüência central é relativamente insensível a variações nos parâmetros de sintonia da cavidade (temperatura e posição do êmbolo). Fizemos várias tentativas para afastar a freqüência deste modo o máximo possível, todavia, o intervalo de variações de temperaturas e posições do êmbolo mostrou-se insuficiente para atingirmos regiões de estabilidade.

A Figura 2.3 mostra os valores calculados para a taxa de crescimento de instabilidades CBM associadas aos modos da cavidade nova e também mostra o valor da taxa de amortecimento radiativo do anel do LNLS, que para 1.37 GeV é de  $1/\tau_{rad} \approx 270 \text{ s}^{-1}$ . Para que o HOM não excite oscilações instáveis no feixe é necessário que a taxa de crescimento desta instabilidade esteja abaixo da linha de amortecimento radiativo. Note a ausência de uma região livre de modos para o caso da nova cavidade.

## 2.2 A modulação em fase como ferramenta no combate aos CBMs

Como não foi possível encontrar uma solução passiva para conter as instabilidades foi necessário utilizar um elemento ativo que amortecesse principalmente o modo L1 e a ferramenta utilizada foi a modulação em fase dos campos aceleradores de RF próximo ao segundo harmônico da freqüência síncrotron, que se mostrou extremamente eficaz em reduzir as instabilidades CBM.

Na Figura 2.4, a linha central corresponde a um harmônico da freqüência de revolução do feixe e as linhas laterais (*sidebands*) dipolares estão localizadas a uma distância de  $f_s$  do harmônico central. Este harmônico possui uma freqüência que é próxima da freqüência ressonante do modo instável L1 (903 MHz) e a razão entre as amplitudes da linha dipolar e a portadora central é proporcional à amplitude da oscilação dipolar excitada. A Figura 2.4 mostra o espectro do feixe elétrons medido por um monitor tipo botão; a supressão da linha dipolar do harmônico #281 da freqüência de revolução por aproximadamente 40 dB ilustra bem o amortecimento criado devido à modulação em fase dos campos de RF.

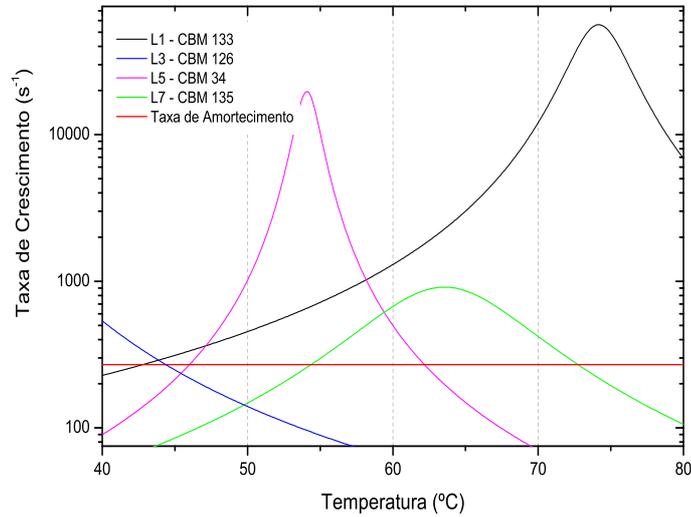


Figura 2.3: Cálculo da taxa de crescimento dos modos de ordem superior principais presentes na cavidade de RF nova (cavidade A, instalada em 2003) do LNLS.

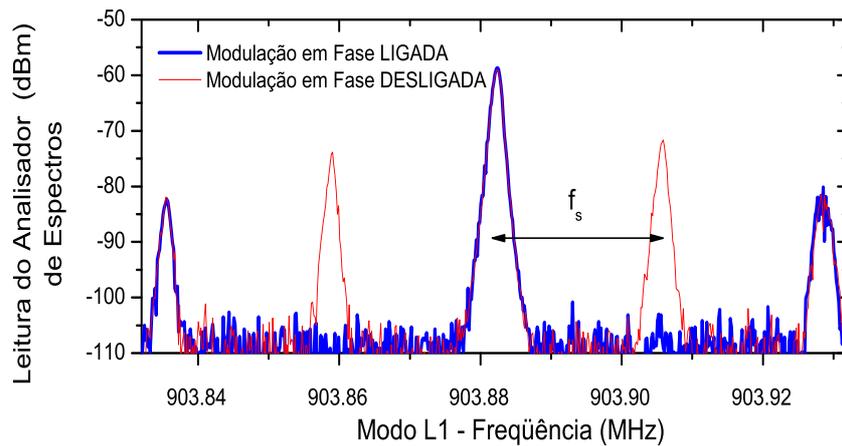


Figura 2.4: Espectros de um feixe multipacote mostrando a amplitude da linha dipolar correspondente à oscilação excitada pelo modo L1 da cavidade de RF nos casos com e sem modulação em fase. Note que a linha praticamente desaparece quando a modulação é ligada.



## Capítulo 3

# Efeitos da modulação em fase sobre a dinâmica do feixe de elétrons

### 3.1 Dinâmica hamiltoniana

É possível desenvolver uma explicação para os efeitos observados quando aplicamos a modulação em fase utilizando um formalismo hamiltoniano em que a modulação produz uma ressonância paramétrica no sistema. O ponto de partida são as equações de movimento para as coordenadas fase e desvio de energia que, no caso do sistema com modulação em fase, são [10, 19][Prólogo]

$$\frac{d\phi}{dt} = \omega_s \times \delta \quad (3.1)$$

$$\frac{d\delta}{dt} = -\frac{\omega_s}{\cos \bar{\phi}_s} [\sin(\bar{\phi}_s + \phi + A_m \sin \omega_m t) - \sin \bar{\phi}_s] \quad (3.2)$$

onde  $\omega_s = 2\pi f_s$  é a frequência síncrotron,  $\bar{\phi}_s = \pi - \phi_s$  em que  $\phi_s$  é a fase síncrona,  $A_m$  é a amplitude de modulação e  $\omega_m$  é a frequência de modulação. Daí podemos escrever o Hamiltoniano completo da seguinte maneira

$$\begin{aligned} H(\delta, \phi) &= \frac{\omega_s \delta^2}{2} + \omega_s \tan \bar{\phi}_s [\sin \phi \cos(A_m \sin \omega_m t) + \cos \phi \sin(A_m \sin \omega_m t)] \\ &- \omega_s \cos \phi \cos(A_m \sin \omega_m t) + \omega_s \sin \phi \sin(A_m \sin \omega_m t) - \omega_s \phi \tan \bar{\phi}_s \end{aligned}$$

passando para variáveis ângulo-ação utilizando a seguinte transformação

$$\delta = -\sqrt{2\tilde{J}} \sin \tilde{\psi} \quad \text{e} \quad \phi = \sqrt{2\tilde{J}} \cos \tilde{\psi} \quad (3.3)$$

teremos o seguinte Hamiltoniano

$$\begin{aligned} H(\tilde{J}, \tilde{\psi}) &= \omega_s \tilde{J} \sin^2 \tilde{\psi} + \omega_s \tan \bar{\phi}_s \sin[\sqrt{2\tilde{J}} \cos \tilde{\psi} + A_m \sin \omega_m t] \\ &- \omega_s \cos[\sqrt{2\tilde{J}} \cos \tilde{\psi} + A_m \sin \omega_m t] - \omega_s \sqrt{2\tilde{J}} \tan \bar{\phi}_s \cos \tilde{\psi} \end{aligned}$$

Expandindo os termos em seno e cosseno em funções de Bessel teremos que

$$H(\tilde{J}, \tilde{\psi}) = \omega_s \tilde{J} \sin^2 \tilde{\psi} - \omega_s \tilde{J}_0(\sqrt{2\tilde{J}}) - 2\omega_s \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^k \tilde{J}_{2k}(\sqrt{2\tilde{J}}) \cos(2k\tilde{\psi})$$

$$\begin{aligned}
& - \omega_s \tan \bar{\phi}_s \sqrt{2\tilde{J}} \cos \tilde{\psi} + \omega_s \tan \bar{\phi}_s \sqrt{2\tilde{J}} \sin(\omega_m t) \tilde{J}_0(\sqrt{2\tilde{J}}) \\
& + 2\omega_s \tan \bar{\phi}_s \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k \tilde{J}_{2k+1}(\sqrt{2\tilde{J}}) \cos[(2k+1)\tilde{\psi}] \\
& + \omega_s A_m \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k \tilde{J}_{2k+1}(\sqrt{2\tilde{J}}) \sin[\omega_m t \pm (2k+1)\tilde{\psi}]_{\text{ímpares}} \\
& + \omega_s \tan \bar{\phi}_s A_m \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^k \tilde{J}_{2k}(\sqrt{2\tilde{J}}) \sin[\omega_m t \pm 2k\tilde{\psi}]_{\text{pares}}
\end{aligned}$$

neste caso aparecem todas as ressonância possíveis, tanto pares  $\sin[\omega_m t - 2k\tilde{\psi}]$  quanto ímpares  $\sin[\omega_m t - (2k+1)\tilde{\psi}]$ <sup>1</sup>.

Restringindo a análise para o caso de ressonâncias pares próximas do segundo harmônico da frequência síncrotron ( $k=2$ ), portanto desprezando os termos de ressonância de ordem superior, e utilizando as seguintes expressões e aproximações

$$\begin{aligned}
\sin^2 \theta &= \frac{1}{2}[1 - \cos 2\theta] \\
J_0(\sqrt{2x}) &\approx 1 - \frac{x}{2} + \frac{x^2}{16}
\end{aligned} \tag{3.4}$$

encontramos que

$$\begin{aligned}
H(\tilde{J}, \tilde{\psi}) &= \omega_s \tilde{J} - \frac{\omega_s \tilde{J}}{16} - \omega_s - \frac{\omega_s \tilde{J}}{2} \cos 2\tilde{\psi} - 2\omega_s \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^k \tilde{J}_{2k}(\sqrt{2\tilde{J}}) \cos(2k\tilde{\psi}) \\
& - \omega_s \tan \bar{\phi}_s \sqrt{2\tilde{J}} \cos \tilde{\psi} + \omega_s \tan \bar{\phi}_s \sqrt{2\tilde{J}} \sin(\omega_m t) \tilde{J}_0(\sqrt{2\tilde{J}}) \\
& + 2\omega_s \tan \bar{\phi}_s \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k \tilde{J}_{2k+1}(\sqrt{2\tilde{J}}) \cos[(2k+1)\tilde{\psi}] \\
& - \omega_s \tan \bar{\phi}_s A_m \tilde{J}_2(\sqrt{2\tilde{J}}) \sin(\omega_m t - 2\tilde{\psi})
\end{aligned}$$

O Hamiltoniano do sistema é dependente do tempo e para eliminar esta dependência é possível fazer uma nova transformação canônica para um sistema de referência em rotação com velocidade angular  $\omega_m/2$  e que gira no sentido horário em relação ao referencial do laboratório. Para tanto utilizamos a seguinte função geratriz do tipo dois

$$F_2(J, \tilde{\psi}) = \left( \tilde{\psi} - \frac{\omega_m t}{2} - \frac{\pi}{4} \right) J \tag{3.5}$$

de modo que as novas variáveis conjugadas serão

$$\tilde{J} = \frac{\partial F_2}{\partial \tilde{\psi}} = J \quad \text{e} \quad \psi = \frac{\partial F_2}{\partial J} = \tilde{\psi} - \frac{\omega_m t}{2} - \frac{\pi}{4} \tag{3.6}$$

e o novo Hamiltoniano do sistema será

$$K = H(J, \psi) + \frac{\partial F_2}{\partial t} = H(J, \psi) - \frac{\omega_m}{2} J. \tag{3.7}$$

<sup>1</sup>Os termos com o sinal positivo (+) não caracterizam ressonância.

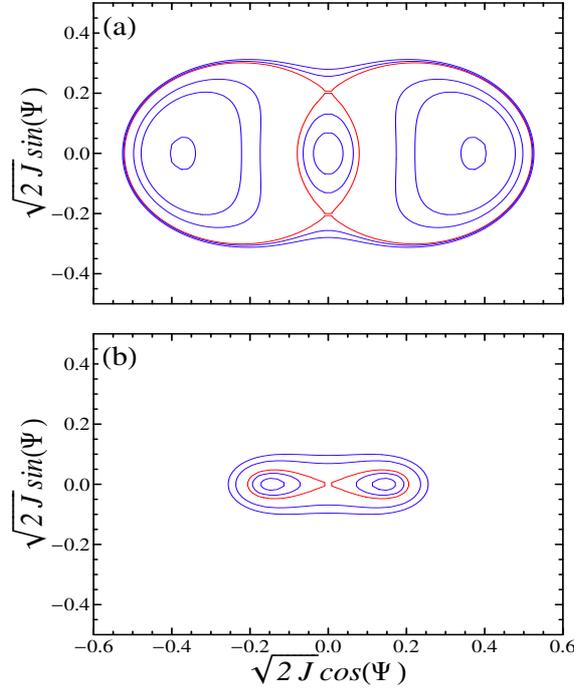


Figura 3.1: Espaço de fase longitudinal para um pacote sob a ação da modulação em fase para duas frequências de modulação diferentes. A linha vermelhas são a separatriz para cada um dos casos e em (a)  $\omega_m \leq (2 - \epsilon/2)\omega_s$  e (b)  $(2 - \epsilon/2) < \omega_m < (2 + \epsilon/2)$

Finalmente, o Hamiltoniano das trajetórias das partículas no espaço de fase no referencial em rotação é dado pela média temporal de  $K$ , ou seja

$$\langle K \rangle_t = \left( \omega_s - \frac{\omega_m}{2} \right) J - \frac{\omega_s J^2}{16} + \frac{\omega_s \epsilon}{4} J_2(\sqrt{2J}) \cos 2\psi \quad (3.8)$$

em que  $\epsilon = A_m \tan \bar{\phi}_s$  e  $J_2$  é a função de Bessel de ordem 2, que pode ser aproximada por

$$J_2(\sqrt{2J}) \approx \frac{J}{4} - \frac{J^2}{24}. \quad (3.9)$$

Utilizando apenas o primeiro termo da expansão (3.9) e reescrevendo o Hamiltoniano encontramos que

$$\langle K \rangle_t = \left( \omega_s - \frac{\omega_m}{2} \right) J - \frac{\omega_s J^2}{16} + \frac{\omega_s \epsilon J}{4} \cos 2\psi \quad (3.10)$$

Os pontos fixos deste Hamiltoniano são as soluções de

$$\frac{\partial \langle K \rangle_t}{\partial J} = 0 \quad \frac{\partial \langle K \rangle_t}{\partial \psi} = 0 \quad (3.11)$$

tal que

$$J_{SFP} = \begin{cases} 8 \left( 1 - \frac{\omega_m}{2\omega_s} \right) + 2\epsilon & , \quad \omega_m \leq (2 + \epsilon/2)\omega_s \\ 0 & , \quad \omega_m > (2 + \epsilon/2)\omega_s \end{cases} \quad (3.12)$$

relacionados a  $\psi_{SFP} = 0, \pi$ , que são estáveis, e

$$J_{UFP} = \begin{cases} 8 \left(1 - \frac{\omega_m}{2\omega_s}\right) - 2\epsilon & , \quad \omega_m \leq (2 - \epsilon/2)\omega_s \\ 0 & , \quad (2 - \epsilon/2) < \omega_m < (2 + \epsilon/2)\omega_s \end{cases} \quad (3.13)$$

relacionados aos ângulos  $\psi_{UFP} = \pi/2, 3\pi/2$  e são pontos instáveis. Além do ponto central  $J_{SFP} = 0$  para  $\omega_m < (2 - \epsilon/2)$  e  $\omega_m > (2 + \epsilon/2)$ .

Assim o efeito da modulação é criar novas regiões estáveis no espaço de fase além do ponto central  $(\delta, \phi) = (0, 0)$ . Dependendo da amplitude e frequência da modulação aplicada teremos a formação de duas ou três ilhas dependendo se  $\omega_m > (2 - \epsilon/2)\omega_s$  ou  $\omega_m \leq (2 - \epsilon/2)\omega_s$  respectivamente. O espaço de fase longitudinal para cada uma das situações descritas é mostrado na Figura 3.1 e o diagrama de formação dos pontos fixos está no esquema da Figura 3.2.

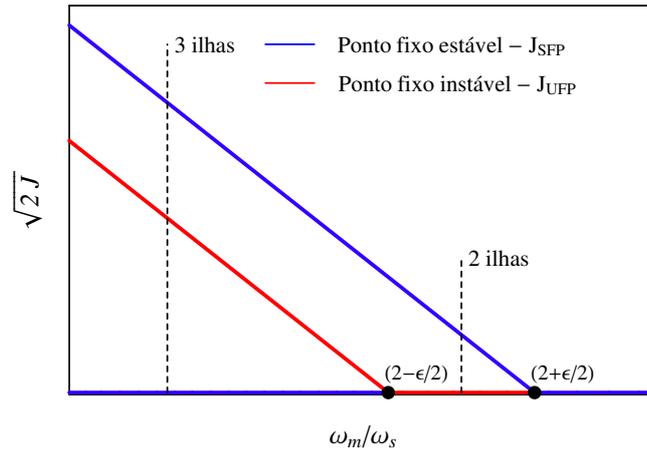


Figura 3.2: Amplitude dos pontos fixos em função da frequência de modulação. Cada curva corresponde a dois pontos fixos possíveis no espaço de fase com  $\psi_{SFP} = 0$  e  $\pi$  ou  $\psi_{UFP} = \pi/2$  e  $2\pi/3$ . O ponto fixo em  $J = 0$  corresponde à origem. Note que dependendo do valor da frequência de modulação, para uma dada amplitude de modulação fixa, existem regiões em que há a formação de 2 ou 3 ilhas.

### 3.2 Efeitos do amortecimento por emissão de radiação

Os cálculos feitos na seção anterior não consideram os efeitos da perda de energia pelos elétrons ao emitir radiação, o que leva a um amortecimento das oscilações no interior do pacote. Logo, é importante saber quando este amortecimento pode destruir ou modificar os efeitos da modulação em fase e a criação das ilhas.

A equação de movimento para uma partícula sob a ação da modulação em fase pode ser

escrita como [16, 24]

$$\frac{d^2\phi}{dt^2} + 2\gamma_d \frac{d\phi}{dt} + \frac{\omega_s^2}{\cos\phi_s} \sin(\phi_s + \phi + \phi_m) = 0 \quad (3.14)$$

onde

$$\phi_m = A_m \cos(\omega_m t). \quad (3.15)$$

Se expandirmos o termo senoidal da equação supondo que  $A_m \ll \phi \ll 1$  rad, encontramos que

$$\frac{d^2\phi}{dt^2} + 2\gamma_d \frac{d\phi}{dt} + \omega_s^2 [1 + \epsilon \cos(\omega_m t)] \phi = -f_0 \cos(\omega_m t) - \alpha_1 \phi^2 + \alpha_2 \cos(\omega_m t) \phi^2 + \beta \phi^3 \quad (3.16)$$

com

$$\epsilon = A_m \tan \bar{\phi}_s, \quad f_0 = \omega_s^2 A_m, \quad \alpha_1 = \frac{1}{2} \omega_s^2 \tan \bar{\phi}_s, \quad (3.17)$$

$$\alpha_2 = \frac{1}{2} \omega_s^2 A_m, \quad \beta = \frac{1}{6} \omega_s^2 \quad (3.18)$$

como  $\tan \bar{\phi}_s$  e  $A_m^2$  são muito menores que 1 rad, podemos desprezar os termos proporcionais a estas quantidades de modo que a equação de movimento resultante será

$$\frac{d^2\phi}{dt^2} + 2\gamma_d \frac{d\phi}{dt} + \omega_s^2 [1 + \epsilon \cos(\omega_m t)] \phi = \beta \phi^3 \quad (3.19)$$

Partindo da análise padrão de equações com ressonâncias paramétricas [25], temos que a solução da equação (3.19) deve ser da forma

$$\phi(t) = a(t) \cos\left(\frac{\omega_m}{2}t\right) + b(t) \sin\left(\frac{\omega_m}{2}t\right) \quad (3.20)$$

onde supomos que as funções  $a(t)$  e  $b(t)$  variam lentamente com o tempo de modo que termos de ordem superior em  $\dot{a}$  e  $\dot{b}$  podem ser omitidos bem como termos de ordem superior em  $\epsilon$  e  $\gamma_d$ . Substituindo a solução (3.20) em (3.19) encontramos um conjunto de equações para  $a$  e  $b$

$$2\dot{a} + 2\gamma_d a + (\alpha + \delta\omega)b + kb(a^2 + b^2) = 0 \quad (3.21)$$

$$2\dot{b} + 2\gamma_d b + (\alpha - \delta\omega)a - ka(a^2 + b^2) = 0 \quad (3.22)$$

em que

$$\alpha = \frac{\omega_s \epsilon}{2}, \quad k = \frac{\omega_s}{8}, \quad \delta\omega = \omega_m - 2\omega_s \quad (3.23)$$

Inicialmente, para as partículas serem capturadas pela ressonância paramétrica, os coeficientes  $a(t)$  e  $b(t)$  devem ser crescentes, ou seja, a amplitude de oscilação das partículas

---

<sup>2</sup>Considerando uma tensão de aceleração total de 500 kV temos que  $\tan \bar{\phi}_s \approx 0.25$  e os valores típicos utilizados para a amplitude de modulação em fase não ultrapassam 50 mrad, enquanto  $\omega_s \approx 170000$  rad/s.

deve aumentar com o tempo. Desconsiderando os termos de ordem três de (3.21) e (3.22) encontramos que

$$\dot{a} + \gamma_d a + \frac{\alpha + \delta\omega}{2} b = 0 \quad (3.24)$$

$$\dot{b} + \gamma_d b + \frac{\alpha - \delta\omega}{2} a = 0 \quad (3.25)$$

e tomando soluções na forma  $e^{st}$  teremos que

$$s = -\gamma_d \pm \frac{\sqrt{\alpha^2 - \delta\omega^2}}{2} \quad (3.26)$$

Para que as oscilações da partícula aumentem com o tempo é necessário que ao menos uma das soluções tenha parte real positiva. Desse modo é necessário que  $\alpha > 2\gamma_d$  e  $|\delta\omega| < \sqrt{\alpha^2 - 4\gamma_d^2}$  e a amplitude de modulação mínima para que a partícula tenha uma amplitude de oscilação crescente e supere o amortecimento radiativo deve ser<sup>3</sup>

$$A_m \geq \frac{4\gamma_d}{|\tan\phi_s|\omega_s} \approx 0.026 \text{ rad} \quad (3.27)$$

Quando a amplitude de oscilação da partícula for suficientemente grande efeitos não-lineares serão importantes e a amplitude de oscilação atingirá um valor de equilíbrio. Neste caso podemos tomar as equações (3.21) e (3.22) fazendo  $\dot{a} = \dot{b} = 0$  para encontrar as amplitudes de saturação. Reescrevendo  $a = \sqrt{2r} \cos\theta$  e  $b = \sqrt{2r} \sin\theta$  encontramos que

$$r = \frac{-\delta\omega \pm \sqrt{\alpha^2 - 4\gamma_d^2}}{2k} \quad (3.28)$$

$$\tan\theta = \frac{-\alpha \pm \sqrt{\alpha^2 - 4\gamma_d^2}}{2\gamma_d} \quad (3.29)$$

Fazendo  $\gamma_d = 0$  na equação (3.28) encontramos que o valor da amplitude de saturação é dado pelas posições dos pontos fixos já calculadas na seção 3.1, em que utilizamos o formalismo hamiltoniano. Podemos então definir uma amplitude efetiva de modulação<sup>4</sup>, que engloba a competição entre os efeitos de excitação e amortecimento das partículas no pacote da seguinte forma

$$A_m^{eff} = \sqrt{A_m^2 - \left(\frac{4\gamma_d}{|\tan\phi_s|\omega_s}\right)^2} \quad (3.30)$$

esta quantidade é particularmente importante quando lidamos com a dinâmica hamiltoniana, que não considera os efeitos de radiação, para fazer previsões dos resultados experimentais. Portanto o efeito da emissão de radiação é causar um amortecimento dos pontos fixos, ou seja, ao introduzimos o amortecimento radiativo, observamos que as posições das

<sup>3</sup>Calculado para uma tensão de aceleração total de 500 kV.

<sup>4</sup>Há também uma pequena mudança na variável ângulo devido ao amortecimento radiativo mas esta é muito menor que a mudança na amplitude de modulação sentida pelas partículas e será desconsiderada no momento.

ilhas laterais são mais próximas do centro do pacote entretanto as demais características derivadas utilizando o formalismo hamiltonian não são modificadas. Deste ponto em diante utilizaremos  $A_m^{eff}$  ao invés de  $A_m$ , quando os efeitos de amortecimento não são desprezíveis frente aos efeitos da modulação em fase sobre a dinâmica dos elétrons.

### 3.3 Dinâmica para pequenas oscilações em torno dos pontos fixos

Nas duas seções anteriores calculamos as principais características introduzidas devido a presença da modulação em fase e também os efeitos do amortecimento radiativo nas propriedades gerais de cada pacote. A partir desta seção vamos derivar as características de cada uma das estruturas formadas no espaço de fase utilizando o Hamiltoniano (3.10) expandido em torno de cada uma das ilhas. Calculamos primeiramente como os elétrons preenchem cada ilha, ou seja, a distribuição eletrônica em torno de cada ponto fixo. Neste caso levamos novamente em consideração os efeitos da emissão de radiação mas focando apenas sua contribuição como um mecanismo responsável por definir um tamanho efetivo das ilhas. Finalmente, calculamos a frequência de oscilação dos elétrons em torno de cada ponto fixo.

Vamos agora analisar o movimento das partículas próximas a cada ponto fixo estável. Para isso devemos expandir o Hamiltoniano (3.10) em torno de cada ponto fixo com coordenadas  $(J_0, \psi_0)$  usando a seguinte transformação

$$\delta' = -\sqrt{2J} \sin \psi + \sqrt{2J_0} \sin \psi_0 \quad \phi' = \sqrt{2J} \cos \psi - \sqrt{2J_0} \cos \psi_0. \quad (3.31)$$

Temos que a expansão até segunda ordem em  $\delta'$  e  $\phi'$  é a seguinte

$$\begin{aligned} J &\approx J_0 + \frac{\delta'^2 + \phi'^2}{2} \\ J^2 &\approx J_0^2 + J_0(\delta'^2 + \phi'^2) + 2J_0(\delta'^2 \sin^2 \psi_0 + \phi'^2 \cos^2 \psi_0) \\ J \cos 2\psi &\approx J_0 \cos 2\psi_0 + \frac{\phi'^2 - \delta'^2}{2} \\ J^2 \cos 2\psi &\approx J_0^2 \cos 2\psi_0 + J_0 \left( \frac{\phi'^2 - \delta'^2}{2} \right) + J_0 \cos 2\psi_0 \left( \frac{\delta'^2 + \phi'^2}{2} \right). \end{aligned} \quad (3.32)$$

Substituindo as expansões em (3.8) e usando (3.9) até segunda ordem teremos que

$$H' = \frac{A}{2} \delta'^2 + \frac{B}{2} \phi'^2 + \text{termos de ordem superior} \quad (3.33)$$

com

$$A = \omega_s - \frac{\omega_m}{2} - \frac{\omega_s J_0}{8} - \frac{\omega_s J_0}{4} \sin^2 \psi_0 - \frac{\omega_s \epsilon}{4} \quad (3.34)$$

$$B = \omega_s - \frac{\omega_m}{2} - \frac{\omega_s J_0}{8} - \frac{\omega_s J_0}{4} \cos^2 \psi_0 + \frac{\omega_s \epsilon}{4}. \quad (3.35)$$

Desse modo, como o Hamiltoniano tem a mesma forma do Hamiltoniano de um oscilador harmônico, podemos calcular a forma da distribuição de partículas no espaço de fase utilizando a equação de Fokker-Planck que resulta em gaussianas centradas na posição de cada ponto fixo e cujas larguras rms são [Apêndice B]

$$\sigma_{\delta'} = \sqrt{\frac{\kappa}{\gamma_d}} \quad \text{e} \quad \sigma_{\phi'} = \sqrt{\frac{A}{B}} \sigma_{\delta'} \quad (3.36)$$

Para calcular efeitos de distorção do poço de potencial na frequência de oscilação das partículas tomamos termos até  $\phi'^4$  e  $\delta'^4$  e reescrevemos o Hamiltoniano<sup>5</sup> na seguinte forma

$$H' = \frac{A}{2} \delta'^2 + \frac{B}{2} \phi'^2 - \frac{\omega_s \sqrt{2J_{SFP}}}{16} \phi'^3 - \frac{\omega_s}{16} \left( \frac{\phi'^4 + \delta'^4}{4} \right) - \frac{\omega_s \epsilon}{24} \left( \frac{\phi'^4 - \delta'^4}{4} \right) \quad (3.37)$$

Mudando de variáveis para

$$\phi' = \sqrt{2J'} \sqrt{\frac{A}{B}} \cos \Psi' \quad \text{and} \quad \delta' = -\sqrt{2J'} \sqrt{\frac{B}{A}} \sin \Psi' \quad (3.38)$$

encontramos que o novo Hamiltoniano é

$$\begin{aligned} H(J', \Psi') &= \sqrt{ABJ'} - \frac{\omega_s}{4} \sqrt{J_{SFP}} \left( \frac{A}{B} \right)^{3/4} J'^{3/2} \cos^3 \Psi' \\ &\quad - \frac{\omega_s}{16} \left( 1 + \frac{2\epsilon}{3} \right) \frac{A}{B} J'^2 \cos^4 \Psi' - \frac{\omega_s}{16} \left( 1 - \frac{2\epsilon}{3} \right) \frac{A}{B} J'^2 \sin^4 \Psi' \end{aligned} \quad (3.39)$$

e a frequência não perturbada para pequenas oscilações em torno dos pontos fixos é  $\omega = \sqrt{AB}$ .

Usando a técnica de perturbação canônica [26] podemos montar a seguinte função geratriz

$$F_2(\Psi', I) = \Psi' I + G_3(I) \sin 3\Psi' + G_1(I) \sin \Psi' \quad (3.40)$$

em que  $G_1(I)$  e  $G_3(I)$  são escolhidas de modo que o termo em  $J^{3/2}$  seja cancelado e são da forma

$$G_1(I) = \frac{3\omega_s \sqrt{J_{SFP}}}{4\omega} \left( \frac{A}{B} \right)^{3/4} J'^{3/2} \quad (3.41)$$

$$G_3(I) = \frac{3\omega_s \sqrt{J_{SFP}}}{12\omega} \left( \frac{A}{B} \right)^{3/4} J'^{3/2}. \quad (3.42)$$

<sup>5</sup>Para o caso da expansão até ordem 4 em  $\delta'$  e  $\phi'$  os coeficientes A e B no Hamiltoniano são modificados para

$$\begin{aligned} A &= \omega_s - \frac{\omega_m}{2} - \frac{\omega_s J_0}{8} - \frac{\omega_s J_0}{4} \sin^2 \psi_0 - \frac{\omega_s \epsilon}{4} \left( 1 - \frac{J_0}{6} + \frac{J_0}{4} \cos 2\psi_0 \right) \\ B &= \omega_s - \frac{\omega_m}{2} - \frac{\omega_s J_0}{8} - \frac{\omega_s J_0}{4} \cos^2 \psi_0 + \frac{\omega_s \epsilon}{4} \left( 1 + \frac{J_0}{6} + \frac{J_0}{4} \cos 2\psi_0 \right) \end{aligned}$$

Desse modo, fazendo a nova transformação de variáveis e promediando em  $\Psi$  chegamos ao seguinte Hamiltoniano

$$\langle H \rangle_{\Psi}(I) \approx \omega I - \frac{\omega_s}{16} I^2 \left[ \frac{3}{8} \frac{A^2 + B^2}{A^2 B^2} + \frac{\epsilon}{4} \frac{A^2 - B^2}{A^2 B^2} \right] - \frac{15 \omega_s^2 \sqrt{I_{SFP}}}{16 \omega} \left( \frac{A}{B} \right)^{3/2} I^2 \quad (3.43)$$

cuja frequência de revolução em torno dos pontos fixos para uma partícula cuja amplitude de oscilação é  $\hat{\phi}$  com respeito a este ponto é

$$\omega(\hat{\phi}) \approx \omega \left( 1 - \frac{3 \omega_s}{16} \frac{A^2 + B^2}{A^2 |B|} \frac{\hat{\phi}^2}{8} \right), \quad (3.44)$$

onde os parâmetros relativos à modulação em fase estão incluídos nos coeficientes  $A$  e  $B$ .

## 3.4 Estabilização de CBMs via modulação em fase

### 3.4.1 Amortecimento Landau

No Capítulo 2 vimos que modos de ordem superior presentes nas cavidades de RF podem causar instabilidades no feixe e que muitas vezes estas oscilações possuem tempo de crescimento muito maiores que o tempo de amortecimento radiativo e portanto não são excitadas. Entretanto mesmo para tempos de crescimento menores as instabilidades CBM não serão necessariamente excitadas pois existe um outro mecanismo responsável por estabilizar o feixe chamado amortecimento de Landau. Nos parágrafos seguintes descrevemos o mecanismo físico responsável pelo amortecimento de Landau seguindo a teoria descrita em [27].

A equação de movimento de uma partícula do feixe sob a ação de uma força externa, pode ser aproximada pela equação de um oscilador harmônico forçado

$$\ddot{x} + \omega_0^2 x = F \sin \omega t \quad (3.45)$$

em que  $\omega$  é a frequência do modo coletivo que excita o feixe. A solução para esta equação é

$$x(t) = \frac{F}{\omega_0^2 - \omega^2} \left( \sin \omega t - \frac{\omega}{\omega_0} \sin \omega_0 t \right) + x_0 \cos \omega_0 t + \frac{\dot{x}_0}{\omega_0} \sin \omega_0 t \quad (3.46)$$

em que  $x_0$  e  $\dot{x}_0$  são as condições iniciais para  $t = 0$ . Como estamos interessados apenas no movimento excitado por uma força externa, no caso o HOM presente na cavidade, vamos supor que  $x_0 = 0$  e  $\dot{x}_0 = 0$  de modo que ficamos apenas com o primeiro termo da solução. A Figura 3.3A mostra um gráfico com  $x(t)$  para diferentes valores de  $\omega$ . Note que quanto maior é a diferença entre a frequência excitante e a frequência fundamental do sistema menos energia é transferida do modo para a partícula e mais rápido a excitação e o movimento da partícula ficarão defasados fazendo com que toda a energia absorvida seja devolvida ao modo. Esta é a essência do amortecimento de Landau, uma vez que um sistema de partículas possui uma dispersão de frequências em torno da frequência natural teremos que

inicialmente uma grande parte do sistema irá responder à excitação externa. Após um certo tempo, o número de partículas que continuam em fase com a força externa torna-se cada vez menor fazendo com que a oscilação do sistema como um todo, ou seja, do seu centro de massa, seja amortecida.

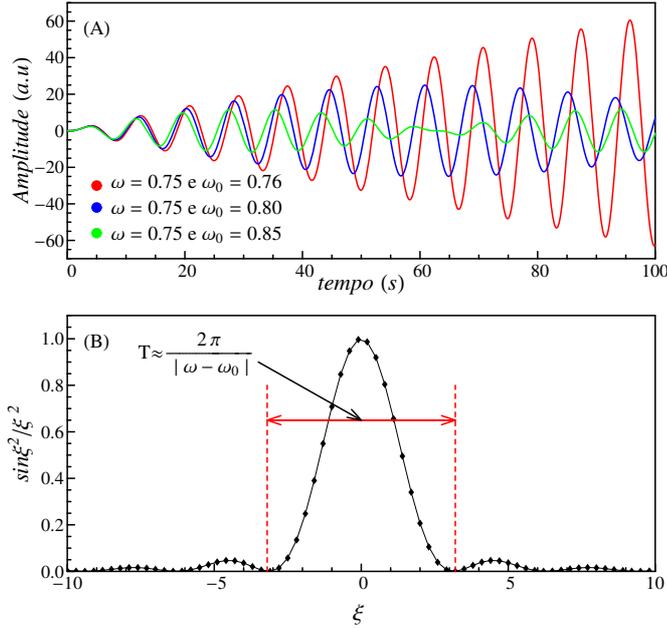


Figura 3.3: A) Relação de fase entre a força excitante e o movimento da partícula. B) Função  $\frac{\sin^2 \xi}{\xi^2}$ .

Vamos calcular a potência média fornecida pela força externa ao sistema

$$\langle P(T) \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T \dot{x} F \sin \omega t dt \approx \left[ \frac{F^2 \omega}{4(\omega + \omega_0)} \frac{\sin^2 \xi}{\xi^2} \right] T \quad (3.47)$$

em que  $\xi = \frac{1}{2}(\omega - \omega_0)T$ . Na Figura 3.3B mostramos um gráfico da função  $\frac{\sin^2 \xi}{\xi^2}$ . Observe que a coerência do movimento das partículas vai se perdendo com o tempo, ou seja cada vez menos partículas são afetadas pela força externa. Este tempo que o sistema leva para perder a coerência é da ordem de  $T \approx 2\pi/|\omega - \omega_0|$  e pode ser utilizado para estimar o tempo de amortecimento introduzido por uma dada distribuição de freqüências do feixe.

Para um pacote sob o efeito da modulação em fase podemos considerar que a distribuição de partículas no espaço de freqüências é

$$\Psi'_0(\omega) = \frac{N_c}{\Delta\omega_c} e^{-(\omega_c - \omega)/\Delta\omega_c} H(\omega_c - \omega) + \frac{N_i}{\Delta\omega_i} e^{-(\omega_i - \omega)/\Delta\omega_i} H(\omega_i - \omega),$$

em que o coeficiente  $c$  refere-se a ilha central, o coeficiente  $i$  às ilhas laterais, já que a freqüência das ilhas laterais é degenerada,  $\Delta\omega_k$  é dispersão em freqüência em cada ilha e

$H(x)$  é a função degrau

$$H(x) = \begin{cases} 1 & \text{se } x \geq 0 \\ 0 & \text{se } x < 0 \end{cases} \quad (3.48)$$

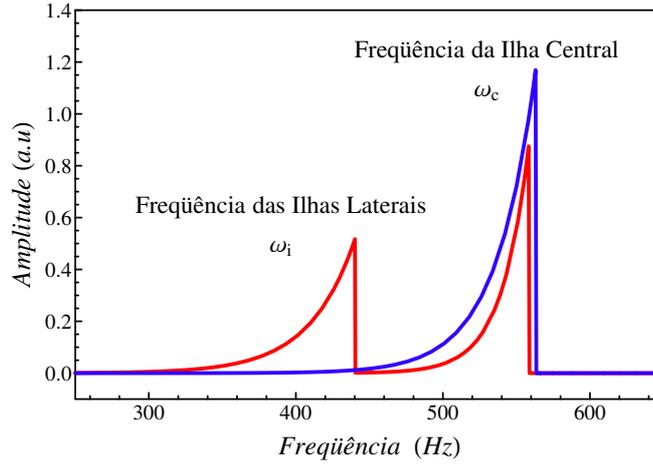


Figura 3.4: Esquema da densidade eletrônica no espaço de frequências no sistema de referência que gira no espaço de fase com velocidade angular  $\omega_m/2$ . (linha azul) sem modulação e (linha vermelha) frequência das ilhas central e laterais.

Para estimar o tempo de amortecimento, definimos a dispersão de frequências de um pacote como

$$\Delta\omega = \sqrt{\langle\omega^2\rangle} = \left[ \int \omega^2 \Psi'_0(\omega) d\omega \right]^{1/2} \quad (3.49)$$

e usando a relação  $T \approx 2\pi/|\omega - \omega_0|$  temos que a razão entre o tempo de amortecimento total para um feixe com e sem modulação é

$$\frac{\tau_{mod}}{\tau_{nat}} = \frac{\Delta\omega_{nat}/2\pi + 1/\tau_{rad}}{\Delta\omega_{mod}/2\pi + 1/\tau_{rad}}. \quad (3.50)$$

A dispersão natural de frequências para um pacote sem modulação em fase, no caso do anel de armazenamento do LNLS, é  $\Delta\omega_{nat} \approx 160$  Hz e o tempo total de amortecimento, incluindo o efeito da emissão de radiação, é  $\tau_{nat} \approx 3$  ms. Supondo que metade das partículas estão na ilha central e que a amplitude e frequência de modulação em fase são 50 mrad e 50 kHz respectivamente, temos que a dispersão de frequências no pacote será  $\Delta\omega_{mod} \approx 490$  Hz que corresponde a um tempo de amortecimento total, calculado utilizando as equações (3.49) e (3.50), de  $\tau_{mod} \approx 2.2$  ms. Sabendo que o tempo de crescimento da instabilidade excitada pelo modo L1 é 3.3 ms vemos que, utilizando a modulação em fase, somos capazes de afastar o feixe do limiar de estabilidade colocando-o em uma situação confortável e efetivamente amortecendo o modo acoplado.

### 3.4.2 Função transferência longitudinal

Vamos agora fazer um cálculo mais detalhado dos efeitos da modulação em fase sobre a estabilidade do feixe de elétrons circulante. Para isso vamos inicialmente calcular a função transferência longitudinal (*Beam Transfer Function* - BTF), que nada mais é do que a resposta do feixe a uma excitação harmônica externa, quando não há modulação em fase e em seguida vamos rever a derivação adicionando a contribuição da modulação em fase e comparar os resultados. Finalmente, vamos calcular os efeitos da modulação em fase sobre o diagrama de estabilidade e observar que ao ser ligada a modulação aumenta a área estável disponível para o feixe de elétrons [27].

#### Sem modulação em fase

Quando uma excitação externa é aplicada a um feixe de elétrons, a equação que rege o movimento de cada partícula, na aproximação para pequenas oscilações em torno de um ponto estável, é [28]

$$\ddot{\tau} + 2\gamma_d \dot{\tau} + \omega_s^2 \tau = F_0 e^{-j\omega t} \quad (3.51)$$

em que  $\tau$  é a diferença temporal em relação ao elétron síncrono,  $F_0$ <sup>6</sup> é a amplitude da força externa e  $\omega$  é a frequência de excitação. Se considerarmos que esta força externa excita um movimento dipolar do pacote como um todo, teremos que a densidade de partículas no espaço de fase longitudinal será dada por

$$\Psi(r, \theta, t) = \Psi_0(r) + \Psi_1(r) e^{-j(\omega t - \theta)} \quad (3.52)$$

neste caso  $\Psi_0$  é a densidade não perturbada,  $\Psi_1 \ll \Psi_0$  é uma pequena perturbação e  $\theta$  e  $r$  são ângulo azimutal e a amplitude no espaço de fase longitudinal, ou seja,  $\delta' = r \sin \theta$  e  $\tau' = r \cos \theta$ <sup>7</sup>.

Para um feixe de elétrons, a distribuição de energia é gaussiana devido ao balanço que existe entre a excitação quântica e o amortecimento radiativo. É possível então considerar que a densidade no espaço de fase longitudinal é

$$\Psi_0(r) = \frac{1}{2\pi\sigma_r^2} e^{-r^2/2\sigma_r^2} \quad (3.53)$$

em que  $r$  é a amplitude de oscilação e  $\sigma_r$  é o tamanho rms do feixe.

Considerando a situação estacionária, em que a excitação quântica<sup>8</sup> e o amortecimento radiativo se cancelam, de modo que podemos utilizar a equação de Vlasov [Apêndice B]

<sup>6</sup>Vamos sempre assumir que a magnitude de  $F_0$  é pequena.

<sup>7</sup>Neste caso normalizamos a variável  $\delta$  de modo que esta tenha a mesma dimensão que  $\tau = \phi/\omega_{RF}$

<sup>8</sup>Efeito de excitação causado pela emissão quantizada de fótons pelo elétrons. O salto de energia causado pela emissão de um fótons perturba a órbita eletrônica e o efeito cumulativo destas perturbações introduz um tipo de "ruído" nos vários modos de oscilação fazendo com que a amplitude do movimento cresça.

para encontrar a forma de  $\Psi_1$ , temos

$$\frac{d\Psi}{dt} = \frac{\partial\Psi}{\partial t} + \frac{dr}{dt} \frac{\partial\Psi}{\partial r} + \frac{d\theta}{dt} \frac{\partial\Psi}{\partial\theta} = 0 \quad (3.54)$$

e utilizando (3.51) e (3.52) encontramos que

$$\Psi_1(r) = \frac{F_0}{2\omega_s(\omega - \omega_s)} \frac{\partial\Psi_0}{\partial r} \quad (3.55)$$

em que o amortecimento radiativo foi incluído ao fazermos a frequência síncrotron complexa, ou seja,  $\omega_s = \omega_{s0} - j\gamma_d$ .

Para encontrar a BTF para oscilações do centróide do pacote temos que calcular o primeiro momento da distribuição (3.52) pela seguinte expressão

$$\begin{aligned} \bar{\tau}(t) &= \int_0^{2\pi} \int_0^\infty r^2 \cos\theta d\theta dr \Psi(r, \theta, t) \\ &= \frac{F_0}{2} \int_0^{2\pi} \int_0^\infty d\theta dr \frac{r^2 \cos\theta}{\omega_s(\omega - \omega_s)} \frac{\partial\Psi_0}{\partial r} e^{-j(\omega t - \theta)} \end{aligned} \quad (3.56)$$

se  $\omega \approx \omega_s$  podemos escrever a integral da seguinte forma

$$\bar{\tau}(t) = \frac{F_0}{2\omega} I(\omega) e^{-j\omega t} \quad (3.57)$$

com

$$I(\omega) \equiv \pi \int_0^\infty \frac{r^2 dr}{\omega - \omega_s(r)} \frac{\partial\Psi_0}{\partial r} \quad (3.58)$$

Considerando que a relação entre a frequência e a amplitude de oscilação é da forma  $\omega_s(r) = \omega_s(1 - \mu r^2)$ , que é a forma encontrada para a frequência de revolução dos elétrons em torno dos pontos fixos estáveis e apresentada na equação (3.44), e utilizando a expressão (3.52) podemos reescrever a integral na forma

$$I(\omega) = \frac{1}{2\sigma_r^2 \mu} \int_0^\infty \frac{\eta e^{-\eta}}{\eta - x} d\eta \quad \text{com} \quad x = \frac{\omega_{s0} - \omega - j\gamma_d}{2\sigma_r^2 \mu} \quad (3.59)$$

A função  $I(\omega)$  é chamada integral de dispersão e observamos sua forma quando efetuamos uma medida de BTF.

### Com modulação em Fase

Quando aplicamos a modulação em fase, são criadas ilhas no espaço de fase longitudinal de modo que, ao invés de um oscilador, como no caso sem modulação, teremos três osciladores com frequências distintas. Para realizar os cálculos da integral de dispersão nesse caso vamos sempre nos colocar em um sistema com eixo na origem e que gira com velocidade angular  $\omega_m/2$ . Isto é conveniente uma vez que eliminamos uma frequência do sistema podendo trabalhar apenas com as frequências características de cada ilha, como é mostrado no esquema da Tabela 3.1.

Tabela 3.1: Freqüências características sob a ação da modulação em fase.

Ilha	Sistema Estacionário	Sistema Girante ( $\omega_m/2$ )
central	$\omega_s$	$\omega_s - \omega_m/2$
lateral	$\omega_i$ em torno de $J_{SFP}$ $\omega_m/2$ em torno da origem	$\omega_i$ em torno de $J_{SFP}$

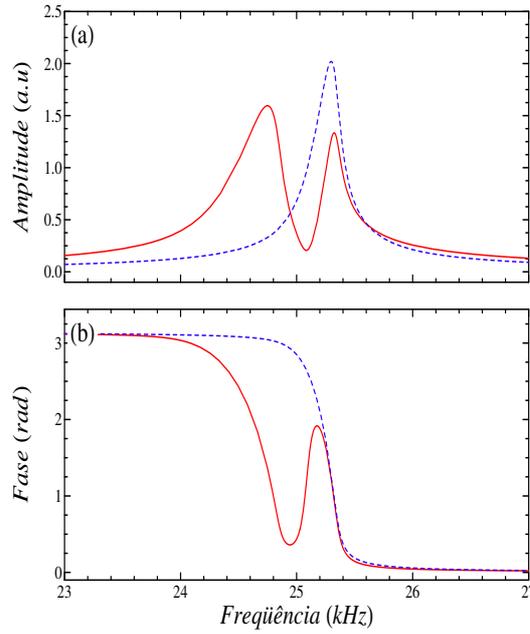


Figura 3.5: Amplitude e fase da integral de dispersão para o caso com modulação em fase (linha cheia vermelha) e sem modulação em fase (linha pontilhada azul). Neste caso consideramos que 50% das partículas compõe a ilha central.

Se nos colocarmos no sistema girante teremos a seguinte estrutura de pontos fixos<sup>9</sup>

- ilha lateral 1:  $\ddot{\tau} + 2\gamma_d \dot{\tau} + \omega_{i1}^2 \tau = F_0 e^{-j\omega t}$
- ilha lateral 2:  $\ddot{\tau} + 2\gamma_d \dot{\tau} + \omega_{i2}^2 \tau = F_0 e^{-j\omega t}$
- ilha central:  $\ddot{\tau} + 2\gamma_d \dot{\tau} + \omega_c^2 \tau = F_0 e^{-j\omega t}$

É possível aplicar para cada um dos casos o mesmo procedimento feito na seção anterior de modo que o movimento do centróide do feixe será a média ponderada do movimento do

<sup>9</sup>Vamos calcular sempre o caso em que há formação de 3 ilhas no espaço de fase sendo que o caso em que existem apenas 2 é análogo apenas sendo necessário fazer  $N_c = 0$  (densidade de partículas na ilha central).

centróide de cada ilha em relação ao número de elétrons que as constituem, ou seja,

$$\Psi_1(\tau) = \frac{N_c F_0}{2\omega_c(\omega - \omega_c)} \frac{\partial \Psi_{0c}}{\partial r} + \frac{N_{i1} F_0}{2\omega_{i1}(\omega - \omega_{i1})} \frac{\partial \Psi_{0i1}}{\partial r} + \frac{N_{i2} F_0}{2\omega_{i2}(\omega - \omega_{i2})} \frac{\partial \Psi_{0i2}}{\partial r} \quad (3.60)$$

considerando que  $N_{i,1} + N_c + N_{i,2} = 1$ . Portanto temos que o movimento do centróide do pacote como um todo é

$$\bar{\tau}(t) = \frac{F_0}{2\omega_c} \left[ \frac{N_{i1}\omega_c}{\omega_{i1}} I_{i1}(\omega) + N_c I_c(\omega) + \frac{N_{i2}\omega_c}{\omega_{i2}} I_{i2}(\omega) \right] e^{-j\omega t} \quad (3.61)$$

Como as frequências das ilhas laterais são as mesmas, podemos escrever a integral de dispersão para um sistema com modulação em fase como

$$I_{mod}(\omega) = N_c I_c(\omega_c) + \frac{N_i \omega_c}{\omega_i} I_i(\omega) \quad (3.62)$$

em que para cada caso  $I(\omega)$  é a função (3.58). Portanto, analogamente ao caso sem modulação, temos que

$$\bar{\tau}(t) = \frac{F_0}{2\omega} I_{mod}(\omega) e^{-j\omega t}. \quad (3.63)$$

Todo o desenvolvimento feito até agora para o caso com modulação em fase considera que estamos em um referencial que gira no espaço de fase, em relação ao referencial do laboratório, com velocidade angular  $\omega_m/2$ . Entretanto as medidas feitas são todas em relação ao referencial laboratório, que é estacionário. Para transpor os resultados de um referencial para outro basta notar que as frequências de resposta do feixe no referencial estacionário são  $\omega_m/2 + \omega_c$  para a ilha central e  $\omega_m/2 - \omega_i$  para as ilhas laterais [Apêndice C].

A Figura 3.5 mostra a amplitude e a fase da integral de dispersão para os casos com e sem modulação em fase no sistema de referência do laboratório. Note que em relação ao caso sem modulação há um aumento na largura da resposta em amplitude uma vez que a frequência de oscilação em torno das ilhas laterais é um pouco diferente da frequência de oscilação das partículas da ilha central e portanto regiões antes despovoadas passam a abrigar elétrons. Observe também que há o aparecimento de um segundo salto de fase devido à presença de duas frequências de resposta distintas, mas muito próximas.

### Relação entre BTF e estabilidade

Até agora nos preocupamos apenas com a estabilidade frente a uma excitação externa, vamos calcular então as implicações do aumento de dispersão em frequência criado pela modulação em fase quando o feixe de elétrons esta sujeito a campos auto-excitados.

Se considerarmos que o pacote com  $N$  elétrons é curto<sup>10</sup> e interage com alguma impedância da máquina, como os HOMs das cavidades de RF, a equação de movimento das partículas

<sup>10</sup>Usualmente esta aproximação indica que o comprimento do pacote é muito menor que o comprimento de onda do campo externo de maneira que os elétrons não vejam grandes variações na intensidade da força excitadora sendo portanto possível tratá-las como uma espécie de campo médio visto por todas as partículas.

será [27]

$$\frac{d^2\tau}{ds^2} + \frac{\omega_0^2}{v^2}\tau = -\frac{je^2N\eta\omega_{rev}\bar{\tau}}{\beta^2E_0C^2}\mathcal{Z}_{\parallel} \quad (3.64)$$

em que  $s = vt$  com  $v = \beta c$  a velocidade das partículas,  $N$  é o número de partículas do pacote,  $e$  é a carga elementar,  $\omega_{rev}$  é a frequência de revolução,  $E_0$  é a energia das partículas,  $C$  é o comprimento da órbita e  $\mathcal{Z}_{\parallel}$  é a impedância longitudinal. Introduzindo o ansatz

$$\bar{\tau}(s) = Be^{-j\omega s/v} \quad (3.65)$$

em que  $\omega$  é a frequência do movimento coletivo temos que

$$\frac{d^2\tau}{ds^2} + \frac{\omega_0^2}{v^2}\tau = -\frac{je^2N\eta\omega_{rev}B}{\beta^2E_0C^2}\mathcal{Z}_{\parallel}e^{-j\omega s/v} \quad (3.66)$$

e integrando sobre todas as partículas do pacote encontramos a equação para o movimento do centróide

$$\frac{d^2\bar{\tau}}{ds^2} + \frac{\omega_0^2}{v^2}\bar{\tau} = -\frac{je^2N\eta\omega_{rev}B}{\beta^2E_0C^2}\mathcal{Z}_{\parallel}e^{-j\omega s/v}, \quad (3.67)$$

utilizando (3.65)

$$\frac{d^2\bar{\tau}}{ds^2} = -\omega^2\bar{\tau} \quad (3.68)$$

temos que

$$(\omega^2 - \omega_0^2)\bar{\tau} \approx 2\omega_0(\omega - \omega_0)\bar{\tau} = \frac{je^2N\eta\omega_{rev}B}{\beta^2E_0C^2}\mathcal{Z}_{\parallel}e^{-j\omega s/v}. \quad (3.69)$$

Definindo o desvio de sintonia coerente como  $(\Delta\omega)_{coh} = \omega - \omega_0$ , segue que

$$(\Delta\omega)_{coh} = \frac{je^2N\eta\omega_{rev}c^2}{2\omega_0E_0C^2}\mathcal{Z}_{\parallel} \quad (3.70)$$

daí temos que a parte imaginária da impedância resulta em um desvio de sintonia real, enquanto que a parte real contribui com um desvio imaginário. Se  $Re(\mathcal{Z}_{\parallel}) > 0$  o desvio de sintonia imaginário será positivo e o feixe ficará instável uma vez que a amplitude da oscilação excitada é proporcional a  $exp\{j\Delta\omega_{coh}\frac{s}{v}\}$ .

Comparando a equação (3.51) com (3.67) temos que

$$F_0 = -\frac{je^2N\eta\omega_{rev}c^2B}{E_0C^2}\mathcal{Z}_{\parallel} \quad (3.71)$$

de modo que a equação para o movimento do centróide é

$$\bar{\tau}(s) = -\frac{je^2N\eta\omega_{rev}c^2B}{2\omega_0E_0C^2}\mathcal{Z}_{\parallel}I(\omega)e^{-j\omega s/v} \quad (3.72)$$

substituindo o ansatz (3.65) chegamos à seguinte relação de dispersão

$$-\frac{je^2N\eta\omega_{rev}c^2}{2\omega_0E_0C^2}\mathcal{Z}_{\parallel} = \frac{1}{I(\omega)}. \quad (3.73)$$

Definimos então a curva

$$U + jV = -j(\Delta\omega)_{coh} = \frac{j}{I(\omega)} = \frac{Im[I(\omega)] + jRe[I(\omega)]}{|I(\omega)|^2} \quad (3.74)$$

de modo que  $U \propto -Re(\mathcal{Z}_{\parallel})$  e  $V \propto Im(\mathcal{Z}_{\parallel})$ . Uma vez que podemos calcular o lado esquerdo da equação (3.73) é possível encontrar o valor de  $\omega$  (frequência coerente) que, na presença de amortecimento Landau, é estável. Entretanto este cálculo não é simples uma vez que (3.74) é uma equação implícita para  $\omega$ ; assim é mais conveniente nos perguntarmos em que condições o feixe se torna instável. Para responder a esta pergunta tomamos  $\omega \in \mathbb{R}$  e calculamos todos os valores possíveis de  $U$  e  $V$  para  $-\infty < \omega < \infty$  e então traçamos a curva obtida no espaço  $(U, V)$ . A curva assim obtida corresponde a um limiar de estabilidade onde  $Im(\omega) = 0$ , podendo separar regiões estáveis ( $Im(\omega) < 0$ ) de regiões instáveis ( $Im(\omega) > 0$ ). Neste diagrama de estabilidade, um dado conjunto de parâmetros do acelerador corresponde a um ponto.

A Figura 3.6 mostra o diagrama de estabilidade calculado a partir do modelo teórico e apresenta peculiaridades interessantes. Inicialmente é possível observar que ao ligar a modulação em fase a área estável ao redor da origem aumenta sensivelmente em relação ao caso sem modulação. Há também o aparecimento de um laço no diagrama, mas ao traçar uma curva calculada para  $Im(\Omega) > 0$ , uma situação instável do sistema, observamos que esta se move para o interior do laço mostrando que as soluções em seu interior não contribuem para um aumento de estabilidade do sistema. Na Figura 3.6 também estão mostrados diversos pontos de operação da máquina em função da temperatura da cavidade nova, note que em determinados casos, como o do ponto verde em que a temperatura de operação encontra-se em torno de  $50^{\circ}\text{C}$ , o sistema encontra-se no limite de estabilidade para o caso sem modulação mas confortavelmente estabilizado quando a modulação é ligada.

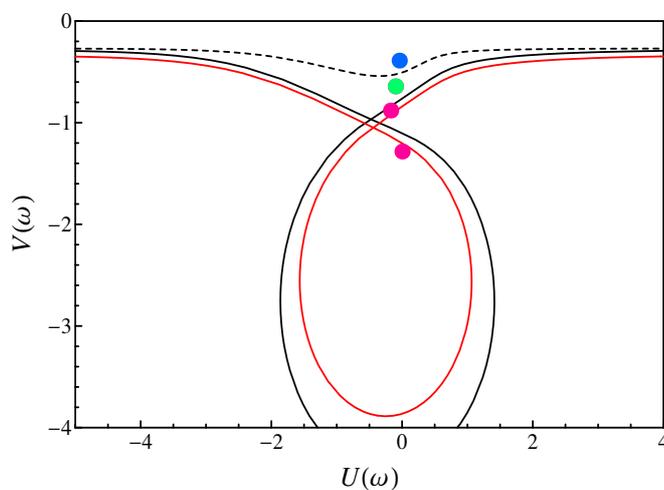


Figura 3.6: Diagrama de estabilidade para duas situações: (linha pontilhada) sem modulação em fase e (linha cheia) com modulação em fase. A linha vermelha corresponde ao caso com modulação em fase mas com desvio de frequência positivo, que representa uma situação instável e mostra que as soluções dentro do laço são instáveis. Note que a área estável, que corresponde à região em torno da origem, é aumentada quando ligamos a modulação em fase. No gráfico também estão os pontos de operação da máquina em função da temperatura das cavidades de RF para valores de 30 a 50°C, sendo o ponto azul correspondente à 30°C, o verde à 40°C e os rosas à 45 e 50°C. Usualmente operamos na situação de 40°C (ponto verde) sendo este o ponto de menor temperatura cujo controlador das cavidades é capaz de manter estável.

## Capítulo 4

### Simulação

Desenvolvemos um código de simulação unidimensional, que inclui somente a parte longitudinal da dinâmica dos elétrons para verificar o comportamento dos pacotes sob a ação da modulação em fase assim como algumas propriedades derivadas a partir do modelo teórico proposto no capítulo anterior. Neste código incluímos efeitos de carregamento do feixe para o modo fundamental e também para modos de ordem superior bem como os efeitos não-lineares ligados à modulação em fase. O programa calcula as trajetórias individuais das partículas no espaço de fase longitudinal e quantidades promediadas no tempo que representam o movimento do centróide do pacote bem como projeções da densidade de carga longitudinal que são apropriadas para fazer comparações com os resultados experimentais.

Apesar da aplicação do código para o caso de pacote único ser bastante direta, isto não é verdade para o caso das simulações multipacotes, que necessitam de longos tempos de cálculo uma vez que, no caso do anel de armazenamento do LNLS, operamos rotineiramente com 148 pacotes preenchidos. Para contornar esta dificuldade utilizamos um tipo de simulação híbrida, em que tratamos os primeiros 147 pacotes ( $b_1 - b_{147}$ ) como macropartículas, sem estrutura interna, enquanto que o último pacote ( $b_0$ ) é composto por 1000 macropartículas. É importante notar que apesar das 147 macropartículas serem representadas basicamente como um ponto no espaço de fase longitudinal, o tamanho efetivo (representando a projeção da distribuição das partículas no espaço de fase no eixo tempo) é também uma quantidade que é atribuída a cada pacote e utilizada para calcular os campos excitados pelo feixe ao atravessar as cavidades de RF. De fato, à medida que as partículas são redistribuídas dentro do pacote  $b_0$  devido a ação da modulação em fase e de interações com o meio, o comprimento calculado para este pacote é transferido *ad hoc* para todos os demais ( $b_1 - b_{147}$ ). Deste modo uma característica importante relativa à estruturação interna dos pacotes é compartilhada por todos. Claramente este procedimento não leva em consideração todas as características relevantes relacionadas ao movimento interno dos pacotes e portanto não descreve completamente os mecanismos de estabilização. Por outro lado, como será mostrado nas seções a seguir, esta simulação híbrida é capaz de indicar que o aumento da dispersão de frequências dentro dos pacotes devido a ação da modulação em fase é de fato o mecanismo responsável pela estabilização do feixe de elétrons.

## 4.1 Equações de movimento

O modelo utilizado nas simulações considera que todos os pacotes da máquina contém elétrons e são representados por uma macropartícula com exceção de um deles, que possui estrutura interna. Os pacotes passam periodicamente pelas cavidades aceleradoras absorvendo energia dos campos e também deixando parte de sua energia na forma de campos excitados. Os efeitos destes campos auto-excitados também são contabilizados quando são calculadas as trajetórias individuais das partículas do pacote com estrutura interna ( $b_0$ ).

A fim de calcular as trajetórias das macropartículas (pacotes  $b_1 - b_{147}$ ) no espaço de fase longitudinal, utilizamos as seguintes equações [29]

$$\tau_{b,n} = \tau_{b,n-1} - \alpha \delta_{b,n-1} T_0, \quad (4.1)$$

$$\delta_{b,n} = (1 - 2\gamma_d T_0) \delta_{b,n-1} + \frac{(eV_{tot}(\tau_{b,n}, t) - U_0)}{E_0}, \quad (4.2)$$

com

$$V_{tot}(\tau_{b,n}, t) = V_{rf} + V_{bl} \quad (4.3)$$

onde  $\tau$  e  $\delta$  são a diferença temporal e o desvio de energia de cada macropartícula em relação à partícula síncrona,  $b$  é o índice relativo ao pacote,  $n$  é o índice relativo ao número de voltas,  $T_0$  é o período de revolução,  $V_{rf}$  é a tensão de aceleração total e  $V_{bl}$  é a energia drenada pelo efeito de carregamento do feixe, que neste caso leva em conta o modo fundamental e também o modo longitudinal L1. No caso do pacote com estrutura interna, são utilizadas as mesmas equações acima levando em consideração também o efeito de excitação quântica para o cálculo das trajetórias de cada uma das macropartículas que o constituem. As equações de movimento utilizadas na simulação são obtidas a partir das equações diferenciais do movimento longitudinal (0.10) e (0.11) [Prólogo], transformadas em equações diferença para uma volta a partir das relações:  $d\phi/dt = \Delta\phi/T_0 = \omega_{rf}\Delta\tau/T_0$  e  $d\delta/dt = \Delta\delta/T_0$ . As equações (4.1) e (4.2) são boas aproximações uma vez que o movimento longitudinal é muito mais lento que o tempo revolução dos elétrons<sup>1</sup> sendo, portanto, as mudanças de posição e energia em voltas consecutivas muito pequenas.

A modulação em fase é incluída no cálculo da seguinte forma

$$V_{rf} = V_0 \sin(\phi_s - \omega_{rf}\tau_{b,n} + A_m \sin(\omega_m t)) \quad (4.4)$$

onde  $V_0$  é a tensão de pico,  $\phi_s$  é a fase síncrona,  $\omega_{rf}$  é a frequência angular da RF,  $A_m$  é a amplitude de modulação e  $\omega_m$  a frequência de modulação, que é definida com um valor próximo ao dobro da frequência síncrotron ( $\omega_m = 2\omega_s + \delta\omega$ ).

<sup>1</sup>O movimento longitudinal tem uma frequência característica de cerca de 26 kHz, a frequência síncrotron para uma tensão total de aceleração de 500 kV, enquanto a frequência de revolução é 3.2 MHz,

O efeito de interação do feixe de elétrons com as cavidades de RF é introduzido na simulação utilizando as seguintes expressões para o cálculo do *build-up* do campo auto-excitado

$$V_n = V_{n-1} e^{-\omega_{res}\Delta t/2Q_L + j\omega_{res}\Delta t} - kq_0 e^{-\omega_{res}^2\sigma_\tau^2} \quad (4.5)$$

onde  $\omega_{res}$  é a frequência angular do modo e  $k$  é o fator de perda do modo,  $q_0$  é a carga elétrica do pacote e  $\sigma_\tau$  é o comprimento rms do pacote. Esta expressão calcula o campo médio excitado pelos pacotes no interior das cavidades de RF e sentidos pelo pacotes subsequentes como uma tensão desaceleradora. As características específicas de cada modo bem como as propriedades das cavidades, onde estes campos são armazenados, estão contidas nos parâmetros  $Q_L$ ,  $\omega_{res}$  e  $k$ .

## 4.2 Simulações de pacote único

Utilizando o código de simulação desenvolvido e descrito acima, calculamos a distribuição no espaço de fase longitudinal de um pacote com 1000 macropartículas. A Figura 4.1 mostra o espaço de fase para três situações distintas, a primeira sem modulação em fase e as seguintes com modulação em fase ligada mas com frequências diferentes. O padrões observados concordam com os esperados e calculados no Capítulo 3 (Figura 3.1) em que calculamos as curvas de nível no referencial girante para o Hamiltoniano (3.10). Em particular é possível calcular o valor das variáveis ação a partir da distância das ilhas até a origem e são  $J_{SFP} = 0.122$  e  $0.047$  para os casos com 3 e 2 ilhas respectivamente. Estes valores estão em concordância com os valores teóricos,  $J_{SFP} = 0.130$  e  $0.042$  para 3 e 2 ilhas, utilizando a amplitude efetiva de modulação ( $A_m^{eff}$ ) e a equação (3.12).

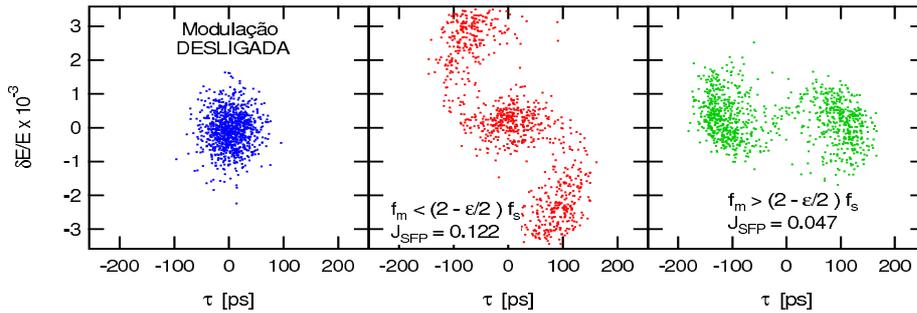


Figura 4.1: Resultado da simulação de um pacote único composto por 1000 macropartículas para três situações diferentes (tensão de aceleração total 500 kV): (azul) modulação em fase desligada; (vermelho) com  $f_m < (2 - \epsilon/2)f_s$  e  $A_m = 72$  mrad e (verde) com  $(2 - \epsilon/2)f_s < f_m < (2 + \epsilon/2)f_s$  e  $A_m = 72$  mrad. Nas duas últimas figuras é possível observar a formação de três e duas ilhas no espaço de fase, respectivamente, como previsto pelo modelo teórico.

Calculamos também a média dos perfis temporais para cada um dos casos da Figura 4.1, mostrados na Figura 4.2, que nada mais é que o histograma das posições das partículas

para um período maior que o período síncrotron. Estes resultados simulam a medida de perfil que deveria ser vista por um osciloscópio de banda larga medindo o sinal do feixe excitado em um monitor tipo botão ou por uma *streak camera* [Apêndice D].

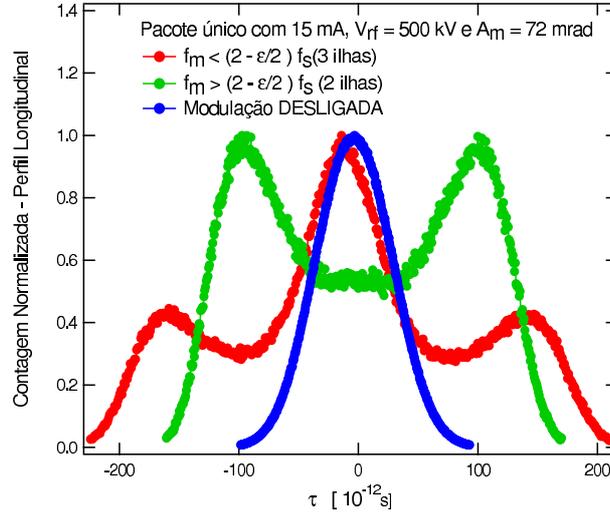


Figura 4.2: Perfil longitudinal no domínio de tempo calculado para três situações (tensão de aceleração total 500 kV): (azul) modulação em fase desligada; (vermelho) com  $f_m < (2 - \epsilon/2)f_s$  e (verde) com  $(2 - \epsilon/2)f_s < f_m < (2 + \epsilon/2)f_s$ . Estes resultados simulam os perfis que devem ser observados em uma medida do sinal do feixe observado por um monitor tipo botão ou utilizando uma *streak camera*.

Finalmente simulamos o amortecimento das oscilações coerentes de um pacote único. A oscilação dipolar para um pacote com  $30 \text{ mA}^2$  é excitada pelo HOM L1 e quando a modulação em fase é ligada a amplitude das oscilações excitadas é reduzida por um fator 30 (Figura 4.3), o que corresponde a uma atenuação de aproximadamente 30 dB. Este valor é bem próximo ao valor tipicamente medido de 40 dB de atenuação da linha dipolar do espectro de um feixe multipacote quando a modulação em fase é ligada (Figura 2.4). Note que no caso das simulações de pacote único o efeito do aumento da dispersão da frequência de oscilação incoerente das partículas é completamente considerado nos cálculos.

### 4.3 Simulações multipacotes

No caso das simulações multipacote apresentadas a seguir, a corrente armazenada é de 200 mA igualmente distribuída entre os 148 pacotes. Inicialmente observamos que uma oscilação dipolar é excitada quando introduzimos o modo L1 nos cálculos (Figura 4.4A) sendo que a diferença na amplitude da linha síncrotron dipolar é cerca de 100 dB quando o modo é ligado. Obtivemos também uma boa concordância entre o tempo de crescimento

<sup>2</sup>Neste caso é necessário utilizar um pacote com bastante corrente para podermos excitar o modo L1.

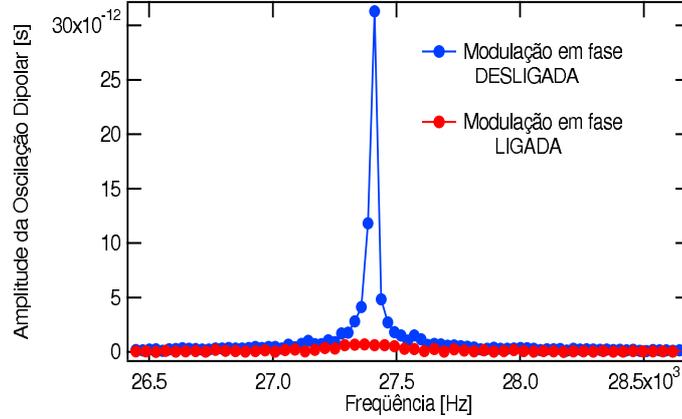


Figura 4.3: Amplitude da oscilação dipolar do centróide de um pacote único com 30 mA devido ao modo longitudinal L1 presente nas cavidades de RF para os casos (vermelho) sem modulação em fase e (azul) com modulação em fase.

calculado (4 ms) e o obtido via simulação ( $4.5 \pm 0.5$  ms) para a instabilidade excitada pelo modo L1.

As Figuras 4.4A e 4.4B mostram os resultados obtidos para simulações multipacotes sem modulação em fase mas com dois tamanhos de equilíbrio diferentes para os pacotes. Observamos que mesmo um aumento de um fator 3 (quantidade muito maior que a observada no pacote com estrutura interna quando a modulação é de fato ligada) não é suficiente para atenuar a oscilação excitada. Isto indica que é necessário introduzir um outro ingrediente para explicar o amortecimento das oscilações, ou seja, a redistribuição das partículas no pacote e conseqüentemente o aumento da dispersão de freqüências devido à ação da modulação em fase é um fator imprescindível para explicar a estabilização do feixe, como mostramos anteriormente no caso das simulações de pacote único.

Finalmente simulamos também o caso multipacote com modulação em fase, mostrado na Figura 4.4C. Observamos neste caso um redução de um fator 5 na amplitude da oscilação dipolar excitada, que é menor que os valores obtidos nas simulações de pacote único e experimentalmente. Este resultado é conseqüência direta do fato de nossa simulação apresentar características híbridas, em que apenas um pacote apresenta os ingredientes necessários para diminuir o acoplamento com o HOM (aumento da dispersão de freqüências) apesar dos pacotes compartilharem o mesmo aumento na dimensão longitudinal. O fraco amortecimento vem portanto do fato do pacote estruturado  $b_0$  apresentar uma distribuição de freqüências mais larga, o que enfraquece o acoplamento com o HOM conseqüentemente atrapalhando o *build-up* do campo e reduzindo a amplitude do CBM como um todo.

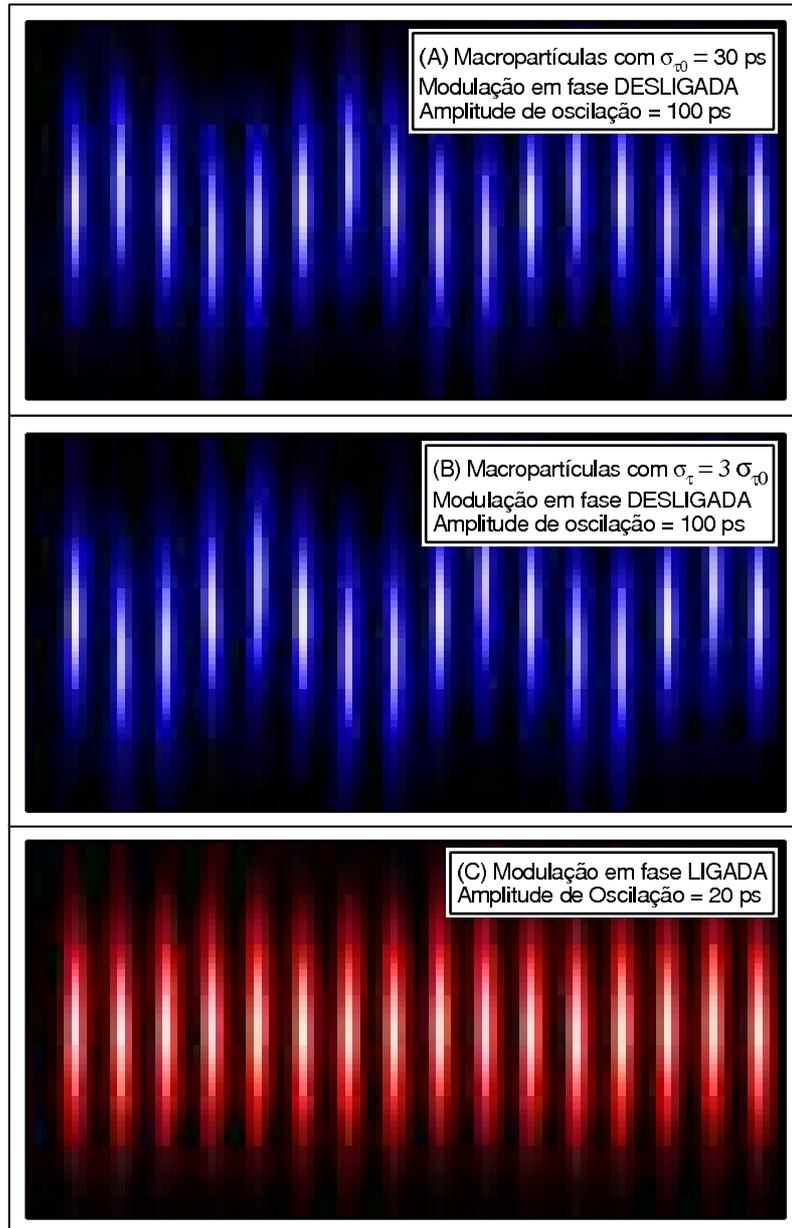


Figura 4.4: Simulação da posição do centróide de um trem de pacotes na presença do modo longitudinal  $L1$ . (A) modulação em fase desligada, (B) modulação em fase desligada e comprimentos dos pacotes três vezes maior que o comprimento natural e (C) com modulação em fase ligada. As figuras mostram a densidade de elétrons de um a cada seis pacotes presentes na máquina, do mesmo modo que seriam vistos utilizando uma streak camera. As figuras em que a densidade eletrônica é mostrada em azul são os casos em que a modulação em fase está desligada e o caso em vermelho é com a modulação em fase ligada.

# Capítulo 5

## Experimentos

Nos Capítulos 3 e 4 calculamos e simulamos diversas características da dinâmica longitudinal modificadas pela modulação em fase no segundo harmônico da frequência síncrotron. Neste capítulo apresentamos resultados experimentais que verificam as previsões feitas.

### 5.1 Montagem experimental

A idéia básica dos experimentos é excitar de modo controlado o feixe de elétrons modulando a fase dos campos de RF e observar a resposta do feixe em função dos parâmetros da modulação (amplitude e frequência). Para modular a fase dos campos aceleradores utilizamos um defasador controlado por tensão ligado ao gerador responsável por produzir o sinal de RF que é então amplificado e entregue às cavidades. Este defasador, por sua vez, é controlado por outro gerador que produz o sinal da modulação com a amplitude e frequência desejadas. O aparato experimental completo está esquematizado na Figura 5.1.

Para cada uma das medidas feitas foi necessário observar de maneira diferente o sinal excitado pelo feixe, sendo assim, para as medidas de perfil utilizamos um osciloscópio de banda larga (HP 54750A, 20 GHz) e para observar a excitação da oscilação dipolar no feixe monitoramos a amplitude da linha síncrotron dipolar utilizando um analisador de espectros (HP8560) ambos recebendo o sinal de um monitor tipo botão<sup>1</sup>. Para as medidas no modo multipacote escolhemos observar a linha dipolar em torno do harmônico #281 da frequência de revolução uma vez que esta linha é próxima da frequência de ressonância do modo longitudinal L1 e também porque esta é uma região de frequências em que obtemos a melhor resposta do monitor. Observamos a formação das ilhas no espaço de fase longitudinal utilizando uma streak camera (Hamamatsu C5680) [Apêndice D].

Medimos também o tempo de amortecimento das oscilações síncrotron coerentes do centróide de um pacote único. Para isso comparamos a fase do sinal principal de RF com a componente de 476.066 MHz presente no sinal do feixe utilizando um detector de fase ligado a um osciloscópio com alta taxa de amostragem (TDS684B). Para criar o impulso

---

<sup>1</sup>Eletrodo que capta os sinais elétricos gerados pelas cargas imagem do feixe de elétrons nas paredes da câmara de vácuo.

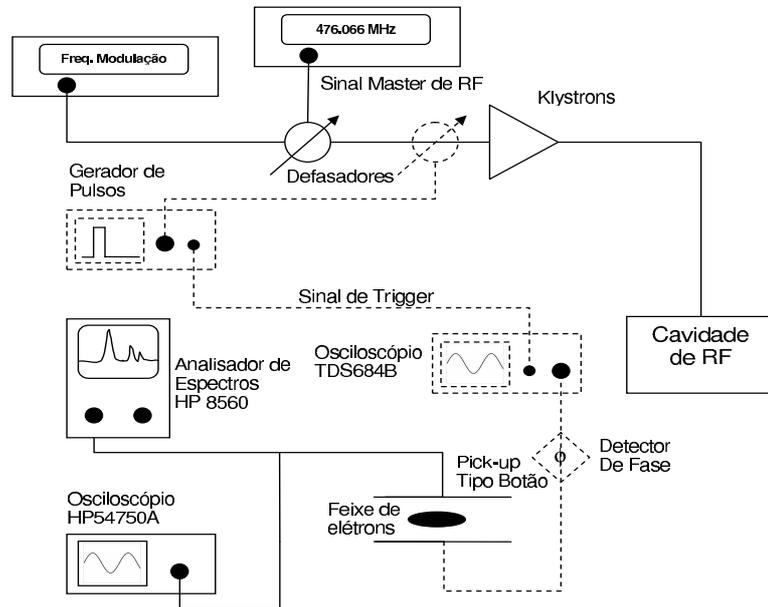


Figura 5.1: *Layout geral da montagem experimental utilizada. As linha cheias correspondem à montagem utilizada para realizar as medidas de perfil dos pacotes e do espectro do feixe, as linhas pontilhadas correspondem à montagem adicional necessária para realizar as medidas de amortecimento das oscilações síncrotron do centróide do pacote.*

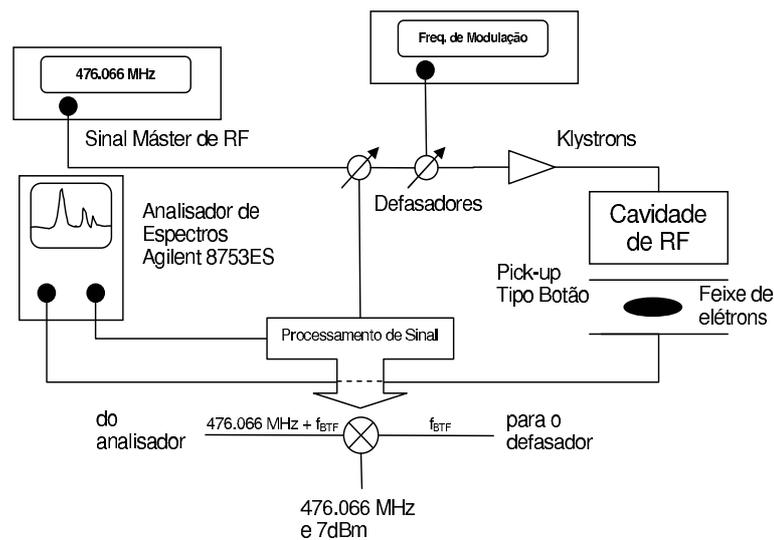


Figura 5.2: *Layout geral da montagem experimental utilizada nas medidas de função transferência longitudinal.*

longitudinal utilizamos um gerador de pulsos que produz um pulso quadrado e adicionamos um segundo defasador em série com o responsável por modular em fase o sinal de RF. O esquema adicional necessário para realizar a medida de amortecimento está esquematizado na Figura 5.1, correspondendo às linhas tracejadas.

O aparato experimental utilizado para fazer as medidas de função transferência longitudinal está esquematizado na Figura 5.2. Utilizamos um *Network Analyzer* (Agilent 8753ES) para medir a resposta de um pacote único de baixa corrente (menos que 1 mA) com a modulação em fase ligada e desligada. Como o *Network Analyzer* disponível não consegue medir nem excitar em frequências próximas à frequência síncrotron, ou seja, da ordem de 26 kHz, tivemos que adaptar o sistema de medidas. Ajustamos o analisador para excitar em um intervalo correspondente à soma da frequência de interesse ( $f_{BTF}$ ) e a frequência de RF (476.066 MHz) e antes de inserir o sinal em um defasador em série com o defasador responsável por fazer a modulação em fase, misturamos o sinal com o do gerador de RF principal e extraímos apenas o sinal diferença, obtendo desse modo uma excitação em baixa frequência.

Para fazer as medidas de formação das ilhas utilizamos também uma *streak camera*, que é capaz resolver a estrutura longitudinal captando a radiação síncrotron emitida pelos pacotes a cada passagem em um magneto dipolar [Apêndice D].

## 5.2 Resultados experimentais

Nesta seção vamos apresentar os resultados experimentais obtidos e uma comparação com os resultados do modelo teórico e das simulações. A análise dos resultados é feita na seguinte ordem: formação das ilhas no espaço de fase, medida do amortecimento das oscilações coerentes do centróide, medida da frequência de oscilação das partículas nas ilhas e seu comportamento em função da frequência e amplitude da modulação e medidas da função transferência longitudinal do feixe.

### 5.2.1 Formação das ilhas

A medida do perfil do feixe de elétrons utilizando o osciloscópio é mostrada na Figura 5.3 e as medidas de perfil obtidas com a *streak camera* estão na Figura 5.4. Comparando ambos resultados com os perfis simulados, Figura 4.2, obtemos boa concordância. Observamos que para  $\omega_m < (2 - \epsilon/2)\omega_s$  há a formação de 3 ilhas estáveis enquanto que para  $\omega_m > (2 - \epsilon/2)\omega_s$  apenas duas ilhas são formadas. Utilizando a *streak camera* foi possível observar diretamente as ilhas, como mostra a Figura 5.5. Estes resultados verificam os cálculos feitos no Capítulo 3 utilizando a dinâmica hamiltoniana. Ainda podemos observar que as ilhas de fato giram no espaço de fase com uma velocidade angular de  $\omega_m/2$  como mostra a Figura 5.5.

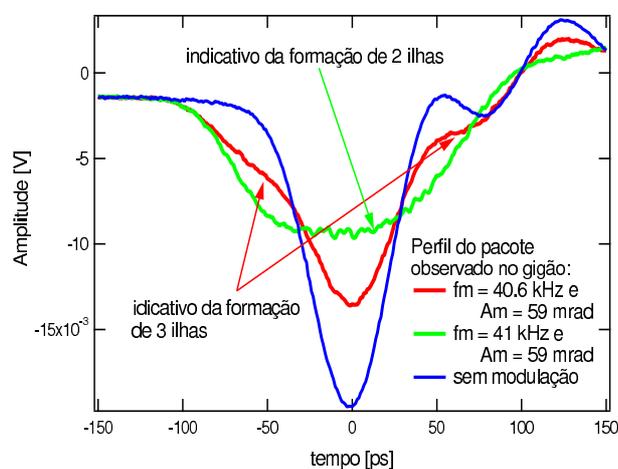


Figura 5.3: Perfil do feixe de elétrons obtido a partir do sinal de um eletrodo (*pick-up* tipo botão) e observado em um osciloscópio (tensão de aceleração total de 300 kV e  $f_s = 20.4$  kHz).

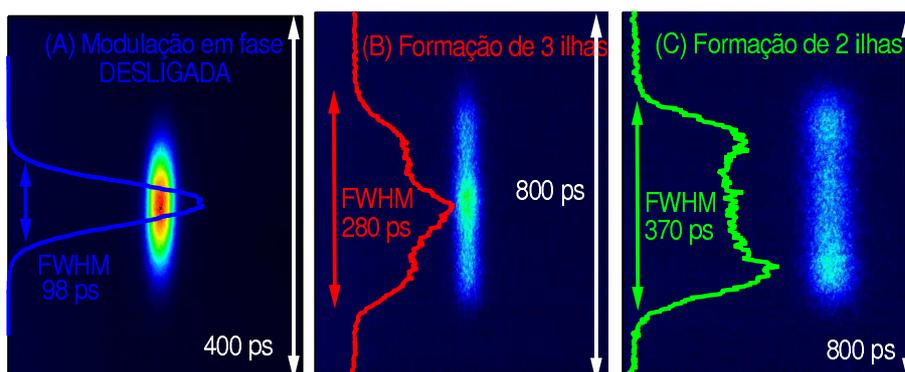


Figura 5.4: Perfil longitudinal do feixe de elétrons observado com uma streak camera (tensão de aceleração total de 500 kV). Observe que a formação de 3 (segundo gráfico) ou 2 (terceiro gráfico) ilhas dependendo dos parâmetros da modulação em fase. (A) Sem modulação em fase, (B)  $f_m = 50.6$  kHz e 26 mrad e (C)  $f_m = 50.6$  kHz e 46 mrad.

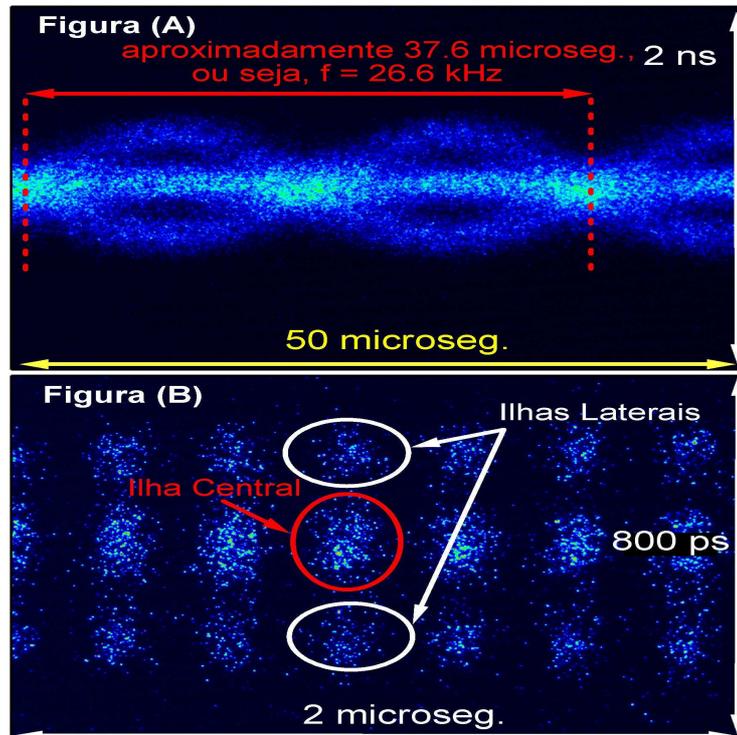


Figura 5.5: Observação da oscilação das ilhas formadas via modulação em fase. A frequência de oscilação é metade da frequência de modulação, que neste caso era de 53.7 kHz (tensão de aceleração de aproximadamente 580 kV). (A) Observação do movimento das ilhas em um único pacote durante 50  $\mu$ s e (B) zoom do gráfico anterior mostrando cada uma das ilhas formadas devido à ação da modulação em fase.

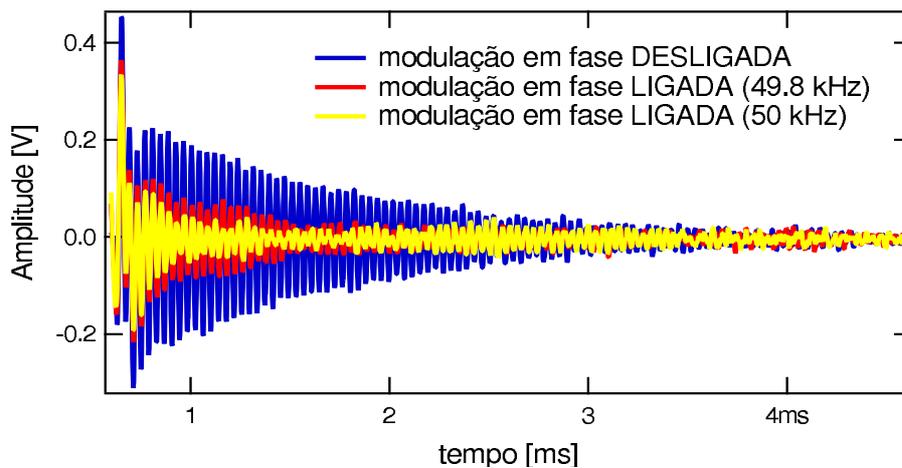


Figura 5.6: Exemplo de medida do amortecimento das oscilações síncrotron do centróide para um pacote único.

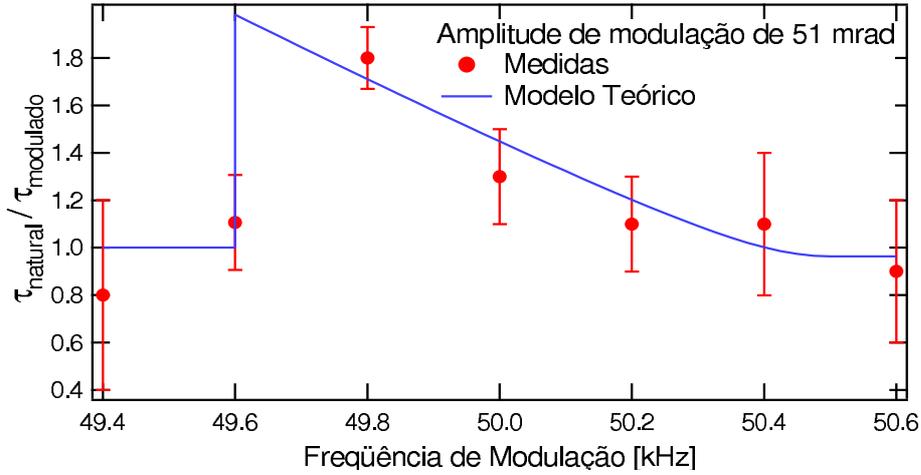


Figura 5.7: Aumento da razão entre os tempos de amortecimento natural e com modulação em fase em função da frequência da modulação em fase. (pontos) resultados experimentais e (curva azul) previsão do modelo teórico supondo que 50% das partículas encontram-se na ilha central.

## 5.2.2 Amortecimento das oscilações coerentes

Primeiramente, a Figura 5.6 mostra um exemplo da medida de amortecimento para um pacote único com 4.3 mA. Nela são mostrados os resultados com a modulação em fase desligada e ligada (para duas frequências diferentes) e é possível observar que para os casos em que a modulação em fase é ligada as oscilações excitadas são mais rapidamente amortecidas. Na Figura 5.7 apresentamos os resultados da razão entre o tempo de amortecimento sem ( $\tau_{nat}$ ) e com modulação em fase ( $\tau_{mod}$ ) para diversos valores da frequência de modulação .

Na mesma figura (Figura 5.7) é possível observar que a modulação em fase é eficaz apenas para uma pequena faixa de frequências, no caso cerca de 400 Hz. Para frequências de modulação maiores que 50.2 kHz não observamos mais o efeito do amortecimento, este valor limite concorda bastante bem com o previsto teoricamente que indica um valor limite de frequência para o efeito de 50.3 kHz ( $f_m = (2 + \epsilon/2)f_s$ ), a partir do qual as ilhas se condensam em uma única e nenhum efeito sobre o tempo de amortecimento pode ser observado.

Utilizando a equação (3.50) calculada apenas para frequências de modulação maiores que 49.6 kHz, ponto a partir do qual o efeito da modulação em fase é perceptível, estimamos o valor do aumento do tempo de amortecimento devido à ação da modulação em fase (curva azul mostrada na Figura 5.7) obtendo boa concordância entre resultados experimentais e teóricos.

### 5.2.3 Freqüência de oscilação em torno dos pontos fixos

A FFT (*Fast Fourier Transform*) dos dados do amortecimento apresentam, além da linha correspondente à freqüência síncrotron mais duas linhas laterais. A Figura 5.8 mostra um exemplo da FFT para duas situações diferentes, com e sem modulação em fase. Uma das linhas corresponde à excitação externa dada pela modulação em fase e é bastante fina; a outra está relacionada com a freqüência de oscilação das partículas no interior das ilhas laterais [Apêndice C]. As Figuras 5.9 e 5.10 mostram a dependência da linha correspondente à freqüência das ilhas com a amplitude e freqüência da modulação em fase e apresenta também as previsões obtidas calculando a freqüência a partir de equação (3.44), que concordam bastante bem com os resultados experimentais.

A freqüência relativa à rotação das partículas no espaço de fase e que aparece na FFT dos dados como uma linha bem fina na freqüência de  $\omega_m/2$  pode ser observada também com a *streak camera*, como mostrado na Figura 5.5.

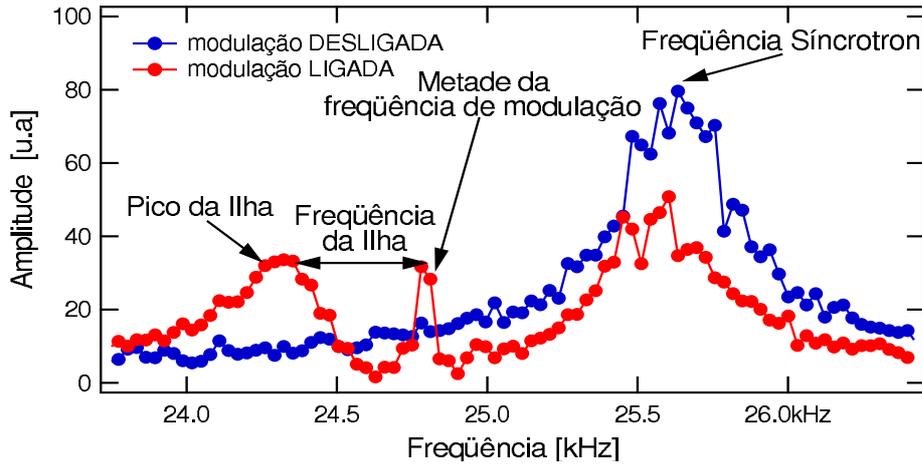


Figura 5.8: Observação da freqüência das ilhas laterais a partir da FFT do sinal excitado pelo feixe em um monitor tipo botão.

### 5.2.4 Função transferência longitudinal

Os resultados das medidas de BTF estão nas Figuras 5.11 e 5.12, em que os pontos são dados experimentais e a curva corresponde ao modelo teórico. A curva teórica mostrada não corresponde a um ajuste de dados, mas a um cálculo utilizando as expressões (3.58) e (3.5) e valores de parâmetros que podem ser medidos independentemente, como a freqüência síncrotron e a amplitude e a freqüência de modulação. O modelo proposto para o caso com modulação em fase contém apenas um parâmetro livre, a população das ilhas, que não era possível acessar no momento em que foram feitas as medidas de BTF. Este parâmetro foi escolhido de modo que a amplitude relativa dos picos presentes na resposta em amplitude calculada teoricamente fosse a mais próxima possível daquela obtida experimentalmente.

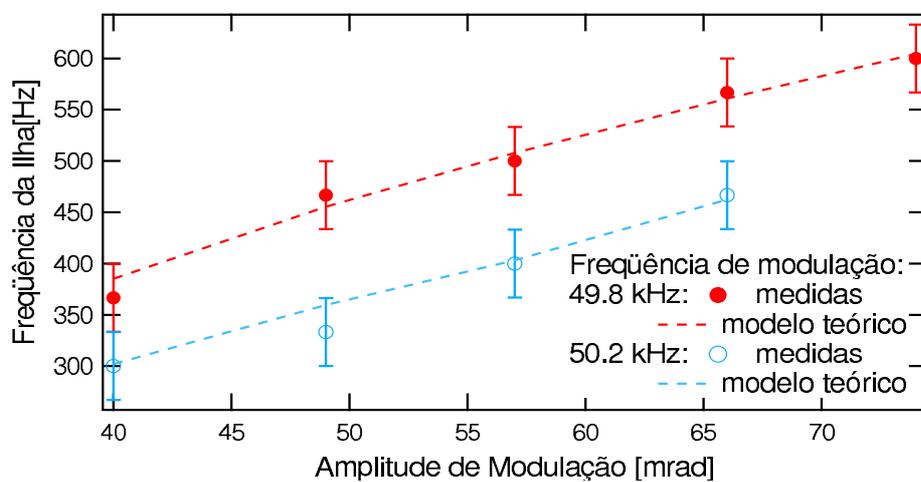


Figura 5.9: Frequência das ilhas em função da amplitude da modulação em fase (tensão aceleradora total de 460 kV).

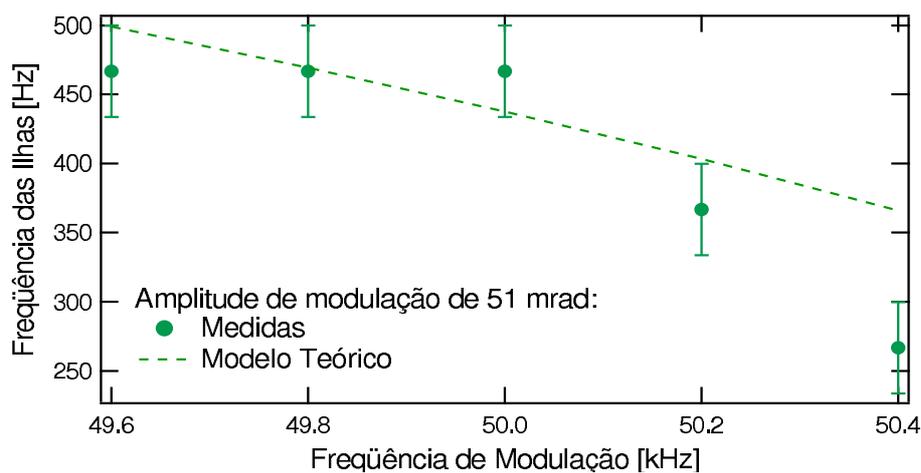


Figura 5.10: Frequência das ilhas em função da frequência da modulação em fase (tensão aceleradora total de 460 kV).

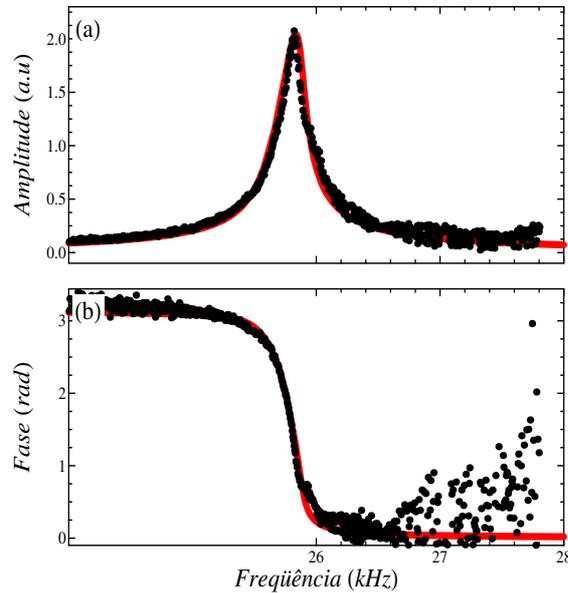


Figura 5.11: Medida da função transferência longitudinal com modulação em fase desligada e tensão de aceleração total de 500 kV. Os pontos pretos são os resultados experimentais e a curva vermelha é calculada a partir do modelo teórico.

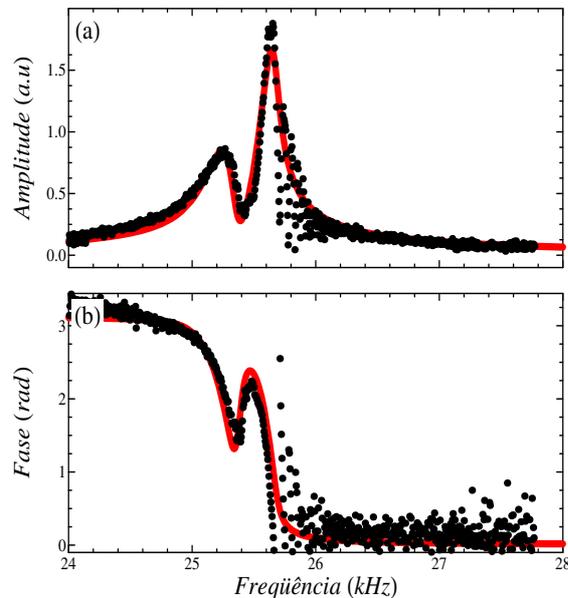


Figura 5.12: Medida da função transferência longitudinal com modulação em fase com  $A_m = 35$  mrad,  $f_m = 51$  kHz e tensão de aceleração total de 500 kV. Os pontos pretos são os resultados experimentais e a curva vermelha é calculada a partir do modelo teórico com 65% dos elétrons na ilha central.

Das Figuras 5.11 e 5.12 é possível notar que há realmente um aumento na dispersão de frequência no interior do pacote uma vez que a largura da resposta em amplitude observada é proporcional a esta quantidade. Na Figura 5.13 estão os diagramas de estabilidade obtidos a partir dos pontos experimentais mostrados anteriormente, bem como as curvas teóricas correspondentes. Note que a área estável disponível para o feixe é efetivamente aumentada quando a modulação em fase é ligada e que, como previsto no modelo teórico, há a formação de um laço no diagrama em que a modulação em fase está ligada.

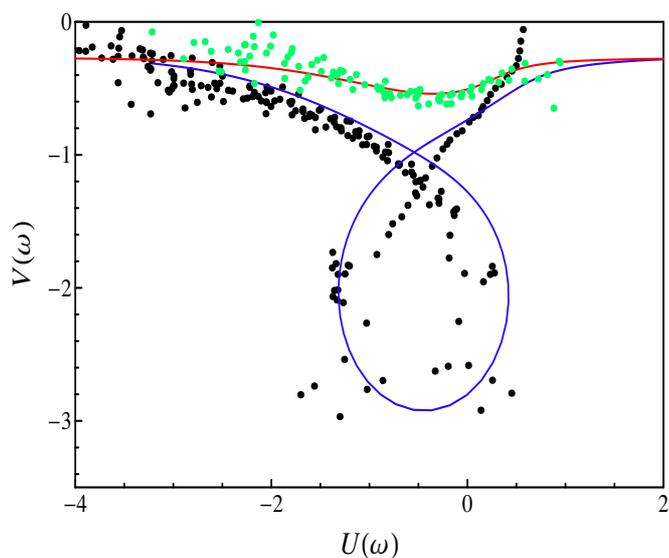


Figura 5.13: Diagramas de estabilidade calculados a partir dos resultados experimentais apresentados nas Figuras 5.11 (pontos verdes) e 5.12 (pontos pretos) com suas respectivas curvas teóricas.

## Capítulo 6

### Conclusão

Mostramos evidências experimentais e teóricas de que a modulação em fase dos campos de RF próxima ao segundo harmônico da frequência síncrotron é uma técnica eficaz no amortecimento de modos de oscilação longitudinais de pacotes acoplados (CBMs) do feixe de elétrons e que o mecanismo reponsável pela estabilização do feixe é o aumento da dispersão de frequências no interior dos pacotes que, via amortecimento Landau, ajuda a tornar o feixe mais estável. Também fizemos simulações, calculamos e observamos a formação da ilhas e fizemos medidas que indicam que estas estruturas são de fato formadas no espaço de fase longitudinal quando a modulação em fase é ligada.

Nossas simulações mostram que o aumento do comprimento efetivo dos pacotes, devido à modulação em fase, não é suficiente para explicar o amortecimento dos CBMs observados. De fato, apenas quando introduzimos o efeito do aumento da dispersão de frequências podemos observar um intenso amortecimento dos modos excitados.

Finalmente, o modelo desenvolvido é capaz de descrever qualitativa e quantitativamente as medidas de BTF longitudinal, restando apenas um parâmetro livre. O modelo, assim como observado nas medidas, apresenta um estrutura de dois picos na amplitude do sinal, resultados da diferença entre a frequência da ilhas central e laterais e um segundo pulo na fase (que é responsável pelo aparecimento de um laço no diagrama de estabilidade).

A modulação em fase tem sido utilizada rotineiramente no LNLS desde 2004 para estabilizar o feixe de elétrons. Apesar de observamos apenas um pequeno aumento no tempo de vida (observamos um aumento de cerca de 30% no modo multipacote, ver Capítulo 12) se comparado com o valor observados em outros laboratórios [14, 15, 16], a flutuação de órbita causada devido ao acoplamento do feixe com um HOM das cavidades de RF foi efetivamente suprimida melhorando significativamente a qualidade do feixe entregue aos usuários da máquina.



## **Parte II**

### **Efeitos de uma Cavidade de Terceiro Harmônico na Dinâmica Longitudinal do Feixe de Elétrons**



## Capítulo 7

### Introdução

A redução da densidade de carga nos pacotes de elétrons circulantes em um anel de armazenamento é um mecanismo eficaz para alongar o tempo de vida do feixe armazenado, quando este é dominado por espalhamento elétron-elétron a grandes ângulos (espalhamento Touschek). De fato, observamos no anel de armazenamento do LNLS que o controle da densidade dos pacotes de elétrons através da manipulação da distribuição longitudinal de densidade eletrônica realizada por meio da modulação em fase dos campos aceleradores de RF é uma técnica eficaz não só para aumentar o tempo de vida, mas também para minimizar efeitos de instabilidades coletivas.

Uma outra forma de alterar a distribuição longitudinal dos elétrons em cada pacote é a introdução de uma cavidade de RF adicional, operando próxima a um múltiplo da frequência de ressonância da cavidade principal (responsável por repor a energia perdida pelo feixe na emissão de luz síncrotron). A idéia dessa cavidade não é acelerar o feixe, mas modificar o poço de potencial que contém os elétrons, tornando-o mais largo na base e conseqüentemente defocalizando o feixe longitudinalmente. Isto leva não só ao alongamento dos pacotes, mas também ao alargamento da distribuição de frequências incoerentes das partículas no pacote e conseqüentemente ao amortecimento de modos de oscilação instáveis (*Landau Damping*).

A cavidade harmônica pode operar no modo **ativo**, quando uma fonte de potência externa é responsável por estabelecer os campos estacionários em seu interior, ou **passivo**, quando o próprio feixe é o gerador destes campos. Obviamente há diferenças importantes de custo e complexidade nestas duas alternativas, assim como de eficiência em termos de alongamento dos pacotes. De fato, a principal dificuldade por trás da implantação desse método em anéis de armazenamento, para o caso de uma cavidade passiva, é que o efeito varia fortemente com a corrente armazenada e portanto só é ótimo para uma determinada condição da máquina.

Além disso, dificuldades adicionais (tanto para cavidades harmônicas passivas quanto ativas) surgem quando o trem de pacotes de elétrons apresenta um intervalo sem elétrons, isto é um *gap* que introduz efeitos transientes na dinâmica longitudinal<sup>1</sup>, capazes de reduzir

---

<sup>1</sup>Há diversas motivações possíveis para a introdução de um *gap* no trem de pacotes, desde necessidades de usuários interessados em experimentos com resolução temporal, até razões de estabilidade

drasticamente a eficiência de alongamento dos pacotes e o conseqüente aumento do tempo de vida. Estes efeitos transientes em sistemas harmônicos estão intimamente ligados ao caráter não-linear da dinâmica dos elétrons próxima ao centro dos baldes alargados e são muito mais intensos que os efeitos transientes em sistemas lineares. Problemas desse tipo foram observados no *Advanced Light Source*(ALS), durante o comissionamento de um sistema harmônico [29].

Apesar destas dificuldades, o uso de cavidades harmônicas apresenta uma importante vantagem em comparação com a técnica de modulação em fase dos campos de RF: enquanto a modulação produz aumento tanto do comprimento dos pacotes quanto da dispersão de energia, as cavidades harmônicas afetam somente o comprimento deixando inalterada a dispersão de energia. Isto é relevante por exemplo, do ponto de vista da qualidade da radiação produzida por dispositivos onduladores, cujo espectro, constituído por linhas estreitas em energias escolhidas para os fótons emitidos, pode ter suas raias alargadas comprometendo a resolução ou intensidade utilizável pelos usuários.

A seguir revisamos as principais características da dinâmica longitudinal em um sistema com cavidade harmônica operando no modo passivo. Inicialmente analisamos a dinâmica no caso estacionário assumindo que todos os baldes de elétrons estão igualmente preenchidos (preenchimento uniforme), utilizamos o formalismo teórico padrão [30, 31] aplicado aos parâmetros do LNLS, para determinar as características adequadas da cavidade harmônica e posteriormente estudamos, com ferramentas de simulação numérica, os efeitos transientes induzidos pela existência de um *gap* no trem de pacotes de elétrons. Analisamos também os efeitos destas cavidades na estabilização do feixe de elétrons e descrevemos as características do primeiro protótipo de cavidade de terceiro hamônico que será construído no LNLS.

## Capítulo 8

### Dinâmica longitudinal com uma cavidade harmônica

Reescrevendo as equações de movimento longitudinal de um elétron em um anel de armazenamento [Prólogo], temos que:

$$\frac{dz}{dt} = -\alpha c \delta \quad (8.1)$$

$$\frac{d\delta}{dt} = \frac{1}{E_0 T_0} (eV(z) - U_0) \quad (8.2)$$

onde  $z = \tau/c$  é a coordenada relativa longitudinal,  $\alpha$  o fator de compactação de momento,  $c$  a velocidade da luz,  $\delta$  o desvio relativo de energia do elétron,  $E_0$  a energia nominal da máquina,  $T_0$  o período de revolução,  $U_0$  a energia perdida por volta e  $V(z)$  a tensão de aceleração combinada das cavidades, dada por:

$$V(z) = V_{rf} \left[ \sin \left( \frac{\omega_{rf}}{c} z + \phi_s \right) + k \sin \left( \frac{n\omega_{rf}}{c} z + n\phi_h \right) \right] \quad (8.3)$$

em que  $k$  é a razão entre a tensão excitada na cavidade harmônica e a tensão das cavidades aceleradoras,  $\phi_s$  é a fase síncrona,  $\phi_h$  a fase harmônica,  $n$  é o harmônico e  $\omega_{rf}$  e frequência de rádio-freqüência.

Desconsiderando efeitos coletivos podemos supor que os pacotes possuem um perfil gaussiano em energia devido à emissão de radiação. Assim o perfil longitudinal é determinado pela distribuição de energia no poço de potencial dado pelas cavidades (aceleradoras ou não) presentes na máquina. A densidade eletrônica pode ser representada pela seguinte função [32]:

$$\rho(z) = \rho_0 e^{-\frac{\Phi(z)}{\alpha^2 \sigma_\epsilon^2}} \quad (8.4)$$

com

$$\Phi(z) = \frac{\alpha}{E_0 C} \int_0^z [eV(z') - U_0] dz' \quad (8.5)$$

$$= \frac{\alpha}{E_0 C} \frac{cV_{rf}}{\omega_{rf}} \left\{ \cos \phi_s - \cos \left( \frac{\omega_{rf}}{c} z + \phi_s \right) + \frac{k}{n} \left[ \cos n\phi_h - \cos \left( \frac{n\omega_{rf}}{c} z + n\phi_h \right) \right] \right\} - \frac{\alpha U_0}{E_0 C} z \quad (8.6)$$

onde  $\sigma_\epsilon$  é o desvio padrão em energia do pacote,  $\rho_0$  é uma constante de normalização de modo que  $\int \rho(z) dz = 1$  e  $C$  é a circunferência do anel. Podemos ajustar os parâmetros das cavidades de modo a fazer com que o poço de potencial fique achatado no centro, ou seja, possua primeira derivada nula, fazendo com que o feixe fique alongado, tomando o caso com  $n=3$  teremos que o poço de potencial é da forma mostrada na Figura 8.1 e o perfil longitudinal do feixe de elétrons da forma mostrada na Figura 8.2. Para garantir a estabilidade da solução é recomendável zerar também a segunda derivada da tensão uma vez que anulando apenas a primeira existe ainda uma região estável próxima, na qual não há alongamento do pacote [31]. Igualando ambas derivadas a zero encontramos as seguintes relações:

$$k = \sqrt{\frac{1}{n^2} - \frac{1}{n^2 - 1} \left( \frac{U_0}{V_{rf}} \right)^2} \quad (8.7)$$

$$\tan n\phi_h = \frac{nU_0/V_{rf}}{\sqrt{(n^2 - 1)^2 - (n^2 U_0/V_{rf})^2}} \quad (8.8)$$

$$\sin \phi_s = \frac{n^2 U_0}{n^2 - 1 V_{rf}} \quad (8.9)$$

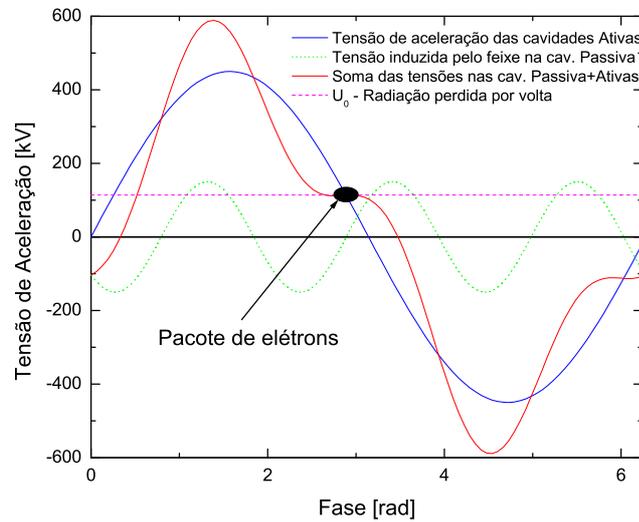


Figura 8.1: Perfil da tensão aceleradora para o anel do LNLS com cavidades aceleradoras ativas que fornecem tensão de pico de 450 kV e cavidades harmônicas passivas ( $n=3$ ) ajustadas de modo a cancelar o efeito de focalização longitudinal na posição do feixe de elétrons.

No caso da cavidade harmônica não possuir fonte de alimentação externa, isto é, ser uma cavidade passiva, ela será alimentada pelo próprio feixe circulante. Assumindo que todos

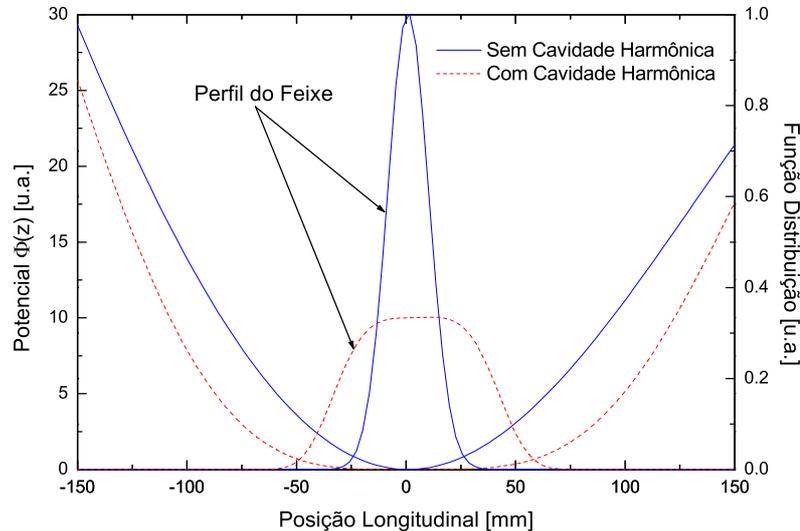


Figura 8.2: Perfil de um pacote de elétrons e perfil do poço de potencial visto pelo feixe para um sistema com e sem a cavidade passiva. O efeito da cavidade passiva é alongar o feixe por um fator 3 quando todos os parâmetros estão otimizados.

os pacotes encontram-se igualmente preenchidos, a tensão induzida na cavidade passiva é dada por [30]

$$V_h(z) = 2I_{DC}FR_S \cos \Psi_h \cos \left( n \frac{\omega_{rf}}{c} z - \Psi_h \right) \quad (8.10)$$

em que  $R_S$  é a impedância *shunt* da cavidade passiva,  $I_{DC}$  a corrente total armazenada, o ângulo de sintonia harmônico é

$$\Psi_h = 2Q \frac{\omega_r - n\omega_{rf}}{\omega_r} \quad (8.11)$$

onde  $Q$  é o fator de qualidade e o fator de forma do pacote e  $\omega_r$  frequência de ressonância da cavidade de RF<sup>1</sup> pode ser escrito como

$$F = e^{-\frac{(n\omega_{rf}\sigma_z)^2}{2c^2}}. \quad (8.12)$$

onde  $\sigma_z$  é o tamanho rms do pacote e  $c$  velocidade da luz.

O ângulo de sintonia harmônico pode ser relacionado com a fase harmônica (equação 8.3) pela seguinte expressão

$$\Psi_h = \frac{\pi}{2} - n\phi_h \quad (8.13)$$

<sup>1</sup>A frequência de ressonância do modo fundamental da cavidade de rádiofrequência, seja ela parte do sistema principal ou harmônico, não é necessariamente a mesma que a frequência  $\omega_{rf}$  amplificada pelo sistema de RF e introduzida na cavidade. No caso do sistema de RF principal, esta diferença confere estabilidade, fazendo o balanço dos efeitos de interação do feixe de elétrons com a cavidade [30].

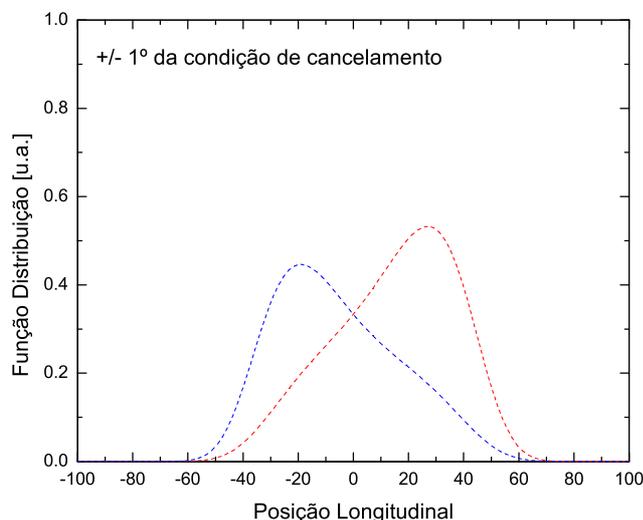


Figura 8.3: Perfil de um pacote de elétrons com  $\pm 1^\circ$  de diferença na fase harmônica para a condição de cancelamento.

em que apenas igualamos a expressão (8.10) com o segundo termo da equação (8.3).

Para uma cavidade com  $Q$  e  $R_S$  fixos, a amplitude e a fase do campo na cavidade passiva não podem ser ajustados independentemente e portanto as condições ótimas para se conseguir máximo alongamento do feixe são válidas apenas para uma dada corrente. Esta é a principal limitação para a utilização de cavidades harmônicas passivas. A Figura 8.3 mostra a variação observada no perfil longitudinal do feixe de elétrons quando a cavidade de terceiro harmônico (ou seja,  $n=3$ ) opera fora da condição ótima, mostrando a perda de eficiência de alongamento dos pacotes.

A impedância *shunt* necessária para zerar as derivadas do poço de potencial no centro é

$$R_{S,opt} = \frac{kV_{RF}}{2I_{DC} \cos \psi_h} \quad (8.14)$$

É importante notar que quanto maior a corrente armazenada, menor deverá ser a impedância para se conseguir o alongamento do feixe. Dadas as condições de operação padrão da máquina brasileira, tensão de aceleração de 500 kV e corrente de 250 mA, a impedância ótima para o caso do anel do LNLS é  $R_{S,opt} \approx 3M\Omega$ , o que representa a instalação de pelo menos 3 células no anel de armazenamento<sup>2</sup>, para se conseguir o efeito sobre a distribuição de densidade eletrônica, alongando os pacotes.

<sup>2</sup>Usualmente cada célula de uma cavidade passiva apresenta uma impedância shunt em torno de 1 M $\Omega$ . Exemplo: Impedância *shunt* das cavidades passivas do ALS é  $R_{s,ALS} = 1.7 M\Omega$ .

## 8.1 Efeito na estabilidade do feixe de elétrons

Para entendermos como uma cavidade de terceiro harmônico atua também na estabilização do feixe de elétrons vamos calcular inicialmente a dinâmica das partículas próximas ao centro do pacote (aproximação para pequenas oscilações). Consideramos que o potencial do sistema cavidades aceleradoras + cavidade de 3º harmônico pode ser escrito como

$$V(\phi) = V_{rf} [\sin(\phi - \phi_s) + k \sin(n\phi - n\phi_h)] \quad (8.15)$$

em que reescrevemos a expressão (8.3) em termos de  $\phi = \frac{\omega_{rf} z}{c}$ . A equação de movimento das partículas neste potencial modificado é

$$\ddot{\phi} + \frac{\omega_s^2}{V_{rf} \cos \phi_s} V(\phi) = 0. \quad (8.16)$$

Integrando em fase a equação acima temos que

$$\left( \frac{\dot{\phi}}{\omega_s} \right)^2 + \frac{2Y^2(\phi, \phi_s)}{\cos \phi_s} = \left( \frac{\hat{\phi}}{\omega_s} \right)^2 = \text{constante} \quad (8.17)$$

em que

$$Y^2(\phi, \phi_s) = \frac{1}{V_{rf}} \int_0^\phi \{V(\phi) - V_r\} d\phi \quad (8.18)$$

onde  $V_r = U_0/e$  é proporcional à energia perdida por volta pela partícula e  $\hat{\phi}$  é o valor máximo da derivada ao longo da trajetória. Para tratar do problema das trajetórias das partículas próximas ao centro do pacote expandimos a expressão (8.18) de modo que  $\phi \lesssim \pi/n$ , assim

$$Y^2(\phi, \phi_s) = \frac{1}{V_{rf}} \int_0^\phi V_{rf} \frac{n^2 - 1}{6} \cos \phi_s \phi^3 d\phi = \frac{n^2 - 1}{24} \cos \phi_s \phi^4 \quad (8.19)$$

Substituindo a expressão acima em (8.17) teremos que

$$H = \left( \frac{\dot{\phi}}{\omega_s} \right)^2 + \frac{n^2 - 1}{12} \phi^4, \quad (8.20)$$

e seguindo a derivação feita por [33] temos que a frequência para pequenas oscilações em torno da origem é

$$\omega_s(\phi) = \omega_{s0} \frac{\pi}{2K(1/\sqrt{2})} \sqrt{\frac{n^2 - 1}{6}} \hat{\phi} \quad (8.21)$$

e o comprimento rms do pacote pode ser escrito como

$$\sigma_\phi = \frac{2}{K(1/4)} \sqrt{\frac{\eta h \pi \sigma_\epsilon}{Q_{s0}}} \left( \frac{3}{n^2 - 1} \right)^{1/4} \quad (8.22)$$

onde  $K(x)$  é a integral elíptica completa de tipo 1,  $\sigma_\epsilon$  é a dispersão de energia,  $Q_{s0} = \omega_{s0}/\omega_{rev}$  é a sintonia síncrotron não perturbada e  $\omega_{rev}$  é a frequência de revolução dos pacotes. A

densidade de partículas não normalizada no espaço de fase pode ser encontrada utilizando o Hamiltoniano aproximado (8.20) e resolvendo a equação de Vlasov [33] e é dada por

$$\Psi_0(\phi, \delta) = \frac{1}{\sigma_\phi \sigma_\epsilon} \exp \left[ -\frac{2\pi^2}{\Gamma(1/4)^4} \left( \frac{\phi}{\sigma_\phi} \right)^4 - \frac{1}{2} \left( \frac{\delta}{\sigma_\epsilon} \right)^2 \right] \quad (8.23)$$

e a Figura 8.4 mostra o perfil do feixe de elétrons e a forma do poço de potencial para três casos diferentes: (a) sem cavidade harmônica passiva, (b) com cavidade harmônica passiva trabalhando no ponto ótimo (alongamento máximo dos pacotes) e (c) com cavidade harmônica passiva trabalhando fora da condição ótima, quando o sistema começa a perder eficiência, ou seja, para uma corrente menor que a corrente ótima.

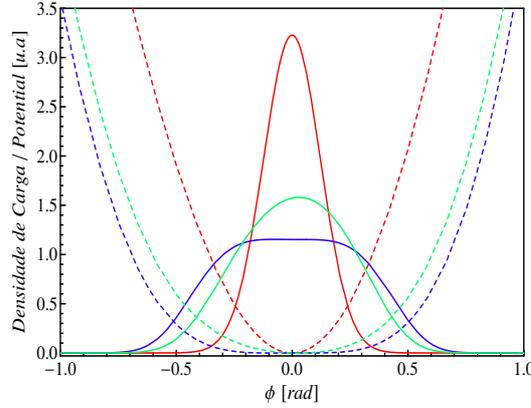


Figura 8.4: Perfil longitudinal do feixe de elétrons e do poço de potencial total. (vermelho) caso natural, sem modulação em fase ou cavidade harmônica, (azul) com cavidade harmônica trabalhando no ponto de alongamento máximo dos pacotes e (verde) cavidade harmônica trabalhando levemente fora do ponto ótimo, ou seja, levemente dessintonizada.

Podemos estimar o efeito da cavidade de terceiro harmônico no amortecimento dos modos acoplados do mesmo modo que fizemos no caso com modulação em fase, portanto podemos escrever a seguinte relação entre a dispersão de frequências nos casos com e sem cavidade de terceiro harmônico

$$\frac{\tau_{3rd}}{\tau_{nat}} = \frac{\Delta\omega_{nat}/2\pi + 1/\tau_{rad}}{\Delta\omega_{3rd}/2\pi + 1/\tau_{rad}}. \quad (8.24)$$

Calculando para os parâmetros do LNLS temos que  $\tau_{3rd}/\tau_{nat} \approx 16$  o que nos indica que o amortecimento do modo dipolar, no caso de utilizarmos uma cavidade de terceiro harmônico, é muito mais acentuado que para o caso com modulação em fase.

Considerando que para o modo de oscilação dipolar podemos utilizar o mesmo formalismo desenvolvido no Capítulo 3<sup>3</sup> teremos que o diagram de estabilidade é dado por

$$U + jV = -j\Delta\omega_{coh} = \frac{1}{I(\Omega)} \quad (8.25)$$

<sup>3</sup>Neste caso, como as soluções da equação de movimento são pseudo-harmônicas temos que o

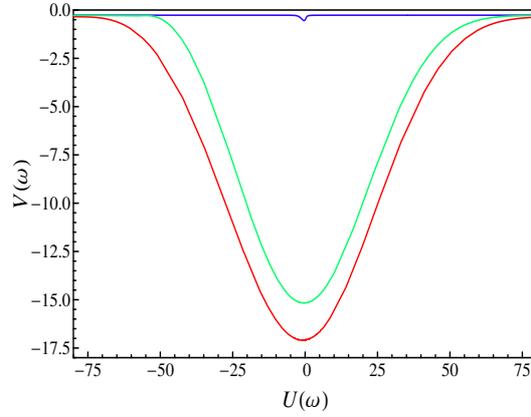


Figura 8.5: Diagrama de estabilidade para oscilações dipolares do centróide do feixe de partículas. (vermelho) caso natural, sem modulação em fase ou cavidade harmônica, (azul) com cavidade harmônica trabalhando no ponto de alongamento máximo dos pacotes e (verde) cavidade harmônica trabalhando levemente fora do ponto ótimo, ou seja, levemente dessintonizada.

onde

$$I(\Omega) \equiv \frac{\pi}{2} \int_0^{\infty} \frac{r^2 dr}{\Omega - \omega(r)} \frac{\partial \Psi_0(r)}{\partial r} \quad (8.26)$$

em que  $\Psi_0(r)$  (expressão (8.23)) é a distribuição dos elétrons no espaço de fase. Os resultados obtidos estão na Figura 8.5 onde mostramos o caso natural (sem modulação em fase ou a presença da cavidade de terceiro harmônico) e dois casos com cavidade harmônica, um para alongamento máximo e outro para o caso em que o efeito começa a sair do ponto de operação ótimo, ou seja, para uma corrente menor que a necessária para excitar o campo total na cavidade. Note que a área estável aumenta consideravelmente com a presença da cavidade harmônica mostrando assim que estes elementos conferem grande estabilidade ao feixe. Entretanto, nos cálculos, levamos apenas em consideração o efeito benéfico das cavidades de terceiro harmônico mas estes dispositivos, assim como as cavidade principais, apresentam modos ressonantes de ordem superior que podem por sua vez interagir com o feixe de elétrons deixando-o instável. Durante o processo de construção e caracterização destas cavidade é necessário portanto, termos uma atenção especial com estes modos e desenvolver mecanismos para amortecê-los para que o efeito estabilizador destes elementos não seja prejudicado.

---

cálculo para o modo dipolar de oscilação do centróide resulta na mesma expressão obtida no Capítulo 3 para o diagrama de estabilidade contudo para os demais modos de oscilação do centróide este tratamento não é válido e uma derivação mais geral é necessária (vide [33]).

Tabela 8.1: Impedância shunt total necessária para obter alongamento máximo dos pacotes para diversos valores da corrente armazenada.

$I_{tot}$ (mA)	$R_{shunt}$ (M $\Omega$ )
150	6.1
200	4.6
250	3.7
300	3.1

## 8.2 Projeto de uma cavidade de 3<sup>o</sup> harmônico para o anel de armazenamento do LNLS

Os principais objetivos que nos guiaram na confecção do projeto para uma cavidade de terceiro harmônico para o anel de armazenamento do LNLS são a necessidade de altas impedâncias por um lado e a simplicidade do ponto de vista da engenharia de construção, por outro. Apesar da idéia inicial ser operar as cavidades em modo passivo, a possibilidade de operação no modo ativo também é levada em consideração no projeto. Para as condições de operação nominal do anel de armazenamento do LNLS, temos que a tensão de gap necessária para atingir a maior eficiência de operação nas cavidades e obter um alongamento máximo dos pacotes é aproximadamente 145 kV. A Tabela 8.1 mostra a impedância shunt total ( $R_{sh} = V^2/(2I)$ ) necessária para produzir esta tensão otimizada em função da corrente total armazenada.

Uma vez que a simplicidade foi nosso principal objetivo durante o projeto da cavidade, seu desenho é baseado em um caixa cilíndrica (do tipo *pillbox*). A geometria foi otimizada<sup>4</sup> de modo a obtermos as maiores impedâncias possíveis por célula, sendo que o valor máximo atingido nas simulações foi de 1.6 M $\Omega$  para a impedância *shunt* e um fator de qualidade 23000 por cavidade.

Como planejamos iniciar a operação das cavidade em modo passivo, sabemos que para um dado valor de  $R_{sh}$  o conjunto só estará otimizado para um único valor de corrente total. Para conseguirmos uma maior eficiência durante um turno de usuários, a idéia é instalar um conjunto de 4 cavidades sendo que inicialmente nem todas estarão sintonizadas, de modo que a soma das impedâncias *shunt* das cavidades operantes garanta a alongamento máximo dos pacotes em alta corrente. Com o decorrer do turno e conseqüentemente a diminuição da corrente, as cavidade vão sendo sintonizadas uma a uma, aumentando a impedância total do conjunto, de modo a garantir a condição de impedância ótima para um intervalo de corrente de aproximadamente 100 mA.

A experiência adquirida com o sistema principal de RF ressalta a importância de evitarmos a presença de HOMs nas novas cavidades. Pensando neste objetivo projetamos as

<sup>4</sup>Para fazer a otimização da geometria utilizamos os programas de simulação 2D Urmelt [22] e também o programa para simulações tridimensionais ANSYS [34].

## 8.2. Projeto de uma cavidade de 3<sup>o</sup> harmônico para o anel de armazenamento do LNLS 75

cavidades de terceiro harmônico com um sistema de êmbolo e de controle de temperatura, bem como a utilização de uma antena responsável por retirar da cavidade os modos mais danosos à estabilidade do feixe.

Um protótipo da cavidade está em construção no LNLS e uma vez caracterizados estes modelos nos darão mais detalhes acerca da análise que deve ser seguida para otimizar as cavidade e amortecer os HOMs. As Figuras 8.6 e 8.7 mostram o desenho do primeiro protótipo, que inclui 4 portas que serão utilizadas para sintonização da cavidade (êmbolo), amortecimento de modos (que pode ser utilizada futuramente como porta de alimentação para um conjunto de cavidades ativas), monitoração e estação de bombeamento .

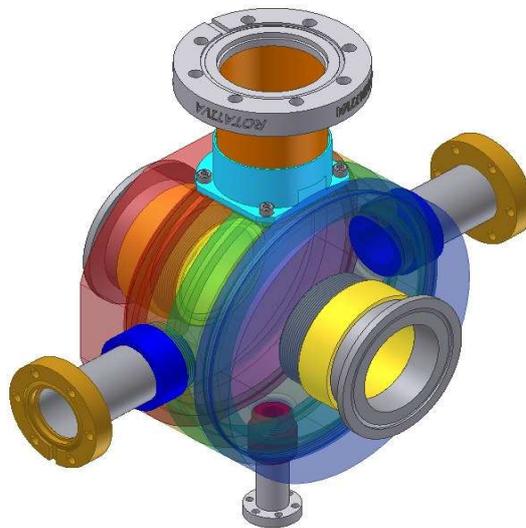


Figura 8.6: *Desenho 3D do protótipo para as cavidades de terceiro harmônico do LNLS. Começando pela porta maior e girando no sentido horário temos: entrada extra (entrada de potência para operação no modo ativo ou antena para absorver HOMs), êmbolo (responsável por sintonizar a cavidade), porta de monitoração e porta da estação de bombeamento.*

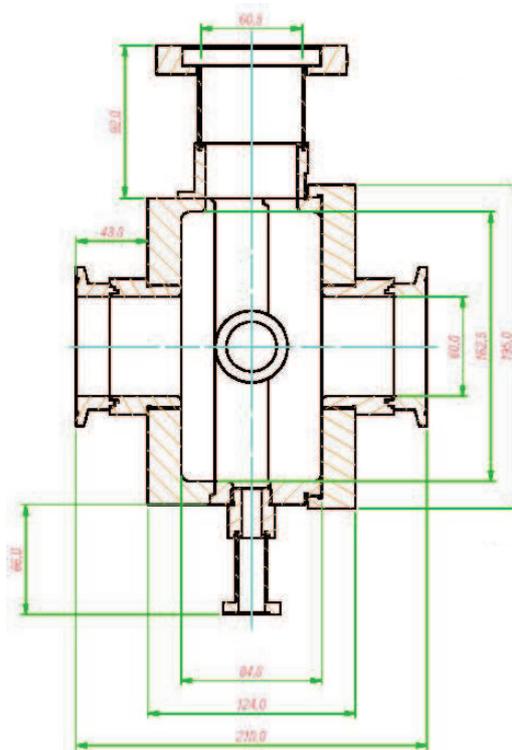


Figura 8.7: Perfil do protótipo da cavidade de Landau.

## Capítulo 9

### Simulação dos efeitos de uma cavidade harmônica passiva

Até o momento consideramos apenas os efeitos estacionários de uma cavidade harmônica passiva sobre o feixe de elétrons. Podemos fazer uma estimativa dos transientes de fase no sistema ativo (cavidades aceleradoras) no caso de haver transientes de tensão, utilizando a equação

$$V(\phi) = V_{rf} \sin(\phi + \bar{\phi}_s) \quad (9.1)$$

derivando em relação a fase  $\phi$  e calculando para a posição de equilíbrio teremos que

$$\left. \frac{dV(\phi)}{d\phi} \right|_{\phi=0} = \frac{1}{V_{rf} \cos \bar{\phi}_s}. \quad (9.2)$$

Reescrevendo em termos de pequenas variações de fase e tensão de aceleração encontramos que (ver equação (0.17) do Prólogo)

$$\Delta\phi = \frac{\Delta V}{V_{rf} \cos \bar{\phi}_s} = \frac{eh\alpha\Delta V}{2\pi E_0 Q_s^2} \quad (9.3)$$

em que  $\alpha$  é o fator de compactação de momento,  $h$  é o número harmônico,  $E_0$  é a energia e  $Q_s = \omega_s/\omega_{rev}$  é a sintonia síncrotron e  $\omega_{rev}$  é a frequência de revolução. Para o caso de um *gap* de 20% para o anel de armazenamento do LNLS, temos que a variação da tensão armazenada na cavidade obedece à seguinte relação

$$\Delta V = V_0(1 - e^{\omega_{rf}\Delta t}/(2Q)) \quad (9.4)$$

em que  $\omega_{rf} = 476.066$  MHz,  $Q = 45000$ ,  $V_0 = 500$  kV e  $\Delta t = 60$  ns, e portanto,  $\Delta V = 0.7$  kV. Desse modo a variação na fase será de  $0.08^\circ$  ou  $1.4$  mrad, que é desprezível em relação ao tamanho do pacote (aproximadamente  $10^\circ$ ).

A estimativa feita acima assume apenas pequenas variações da tensão e não leva em conta a não-linearidade do poço devido à presença da cavidade harmônica. Como não há uma teoria analítica satisfatória para descrever transientes em sistemas harmônicos vamos lançar mão da simulação computacional, onde podemos adicionar os ingredientes necessários

para calcularmos os estados estacionários de fase e tensões harmônica e fundamental para um trem de pacotes.

O modelo utilizado no *tracking* descreve cada pacote como uma macropartícula. As equações de diferença para as oscilações síncrotron de cada pacote são [29, 30]:

$$\begin{aligned}\delta_{n+1} &= (1 - 2\gamma_d)\delta_n + \frac{1}{E_0}[eV_g(\phi_n) + eV_b(\phi_n) - U_0] \\ \phi_{n+1} &= \phi_n + 2\pi\alpha h\delta_n\end{aligned}$$

onde  $\delta$  é o desvio relativo de energia do pacote,  $\phi$  é o desvio em relação à fase síncrona,  $\gamma_d$  é a taxa de amortecimento por radiação e  $U_0$  é a energia perdida por volta. Estas equações descrevem bem o movimento longitudinal um vez que este é muito mais lento que o período de revolução e portanto as mudanças em fase e energia a cada interação, que corresponde a uma volta, são pequenas. As tensões  $V_g$  e  $V_b$  são a tensão de aceleração dada pelo gerador e a tensão induzida pelo feixe nas cavidades ativas e passivas respectivamente. A primeira é dada por:

$$V_g(\phi_n) = V_{g0} \sin[\phi_n + \phi_s + \psi - \Phi_L] \quad (9.5)$$

em que  $\phi_s$  é a fase síncrona,  $\Psi$  é o ângulo de sintonia das cavidades ativas e  $\Phi_L$  é o ângulo de carregamento.

De modo a compensar o efeito do carregamento do feixe e manter uma tensão de aceleração constante, a amplitude da voltagem fornecida pelo gerador é

$$V_{g0} = R_S \frac{\cos \psi}{\cos \Phi_L} (I_0 + 2I_b \sin \phi_s) \quad (9.6)$$

onde  $I_b$  é a corrente por pacote,  $I_0 = V_{rf}/R_S$ ,  $V_{rf}$  é a tensão aceleradora total e  $R_S$  é a impedância *shunt*. O ângulo de sintonia das cavidades aceleradoras é

$$\tan \psi = 2Q_L \frac{f_r - f_{rf}}{f_r} \quad (9.7)$$

em que  $f_r$  é a frequência de ressonância da cavidade de RF,  $f_{rf}$  frequência de RF dada pela estação de potência e introduzida nas cavidades,  $Q_L = Q/\beta$  é o fator de qualidade carregado,  $Q$  o fator de qualidade do modo e  $\beta$  o parâmetro de acoplamento entre a cavidade e a estação de potência, que no caso do anel de armazenamento do LNLS é aproximadamente 3.1. A relação entre os ângulos  $\psi$  e  $\Phi_L$  é

$$\tan \psi = \tan \Phi_L \left( 1 + \frac{2I_b}{I_0} \sin \phi_s \right) + \frac{2I_b}{I_0} \cos \phi_s \quad (9.8)$$

A tensão induzida pelo feixe em ambos conjuntos de cavidades (passivas e ativas) pode ser modelada pela seguinte expressão

$$V_{b,p+1} = V_{b,p} e^{[j\omega_r - \omega_r/2Q]\Delta t} - 2kq \quad (9.9)$$

com

$$\Delta t = \frac{\phi_{p,n} - \phi_{p-1,n}}{\omega_{rf}} + T_b \quad \text{e} \quad k = \frac{\omega_r R_S}{2Q_L} \quad (9.10)$$

---

em que  $\omega_r$  é a frequência de ressonância do modo fundamental,  $Q$  o fator de qualidade,  $k$  o fator de perda do modo,  $p$  é o índice dos pacotes,  $n$  é o índice relativo ao número de voltas e  $T_b$  é o número de baldes vazios entre os pacotes multiplicado pelo período de RF. Nestes expressões os parâmetros  $Q$  e  $k$  que são característicos das cavidades de RF.

Utilizando as equações acima podemos fazer o *tracking* de um número arbitrário de pacotes e de voltas. Uma vez que os pacotes atingiram o equilíbrio utilizamos o valor da tensão excitada na cavidade passiva e a fase síncrona modificada para calcular um tamanho efetivo dos mesmos.

O modelo proposto acima não apresenta efeitos importantes presentes em sistemas com cavidades harmônicas, tais como amortecimento Landau e instabilidade de microondas. No entanto, é útil para auxiliar no entendimento de efeitos de deriva da fase síncrona em um trem de pacotes e suas conseqüências na eficiência de operação destas cavidades.

Nas simulações feitas utilizamos como condição inicial todos os pacotes na fase síncrona, ou seja,  $\phi = 0$  e observamos a evolução do sistema durante 60000 voltas, que equivalem a aproximadamente 4 vezes o tempo de amortecimento do sistema.



## Capítulo 10

### Resultados e conclusão

Fizemos simulações para dois valores de fator de qualidade da cavidade harmônica, 21000 e 45000, em ambos considerando uma tensão de aceleração de 500 kV e impedância *shunt* da cavidade harmônica de 3.1 M $\Omega$ . A corrente para a qual o sistema estava otimizado, isto é, apresentava um alongamento na direção longitudinal de um fator 3, era 300 mA e o *gap* de preenchimento estudado foi de 20%. As características principais do anel de armazenamento do LNLS, consideradas nas simulações, estão resumidas na Tabela [10.1].

Tabela 10.1: Principais parâmetros do anel de armazenamento do LNLS. [4]

Parâmetro	Símbolo	Valor
Energia do feixe de elétrons	E	1.37 GeV
Dispersão natural de energia	$\sigma_\epsilon$	$5.4 \times 10^{-4}$
Circunferência	C	93.2 m
Frequência de RF	$f_{rf}$	476.066 MHz
Número harmônico	h	148
Fator de Compactação de Momento	$\alpha$	$8.3 \times 10^{-3}$
Energia perdida por volta	$U_0$	114 keV
Fase síncrona <sup>‡</sup>	$\phi_s$	166.8°
Frequência Síncrotron <sup>‡</sup>	$f_s$	26 kHz

<sup>‡</sup> Calculado para uma tensão de aceleração de  $V_{rf}=500$  kV.

Os valores utilizados para o fator de qualidade (Q) da cavidade harmônica são escolhidos em função de duas considerações: um fator de qualidade maior reduz o transiente de fase dos pacotes e a eficiência de alongamento é maior; contudo, a realização de uma cavidade com tal valor de fator de qualidade é dificultada devido a limitações mecânicas e técnicas de construção sendo mais razoável a construção de um dispositivo com Q mais baixo, assim como simulado para o caso com Q=21000.

Na Figura 10.1(a) apresentamos os resultados da simulação para o caso de um feixe de 300 mA com preenchimento uniforme (sem *gap*). Neste caso, a fase síncrona de todos os pacotes converge para o mesmo valor após ter atingido o regime estacionário. O valor da

Tabela 10.2: Parâmetros de uma cavidade de terceiro harmônico para o anel de armazenamento do LNLS.

Parâmetro	Descrição	Valor
$kV_{rf}$	Tensão harmônica	162 kV
$\phi_s$	Fase síncrona modificada ( $V_{rf} = 500$ kV)	$165.1^\circ$
$\tan n\phi_h$	Tangente da fase harmônica	0.086
R	Aumento relativo do comprimento dos pacotes	3
$\Delta\varepsilon_{RF}$	Variação na aceitância de RF	-4%

tensão excitada na cavidade harmônica bem como a fase harmônica ( $\phi_h$ ) também apresentam valores que concordam razoavelmente bem com os previstos teoricamente (vide Tabela [10.2]).

Em seguida, nas Figuras 10.1(b) e 10.2, mostramos os resultados da simulação para os mesmos parâmetros do caso (a) mas com um *gap* de 20 % no preenchimento. Neste caso a fase de cada pacote converge para um valor diferente. Na Figura 10.3 estão evidenciados os resultados para o desvio de fase síncrona, fase e tensão harmônica após o sistema ter atingido o estado estacionário. Neste caso o aumento médio no comprimento dos pacotes é de 1.6, bem abaixo do valor ótimo de 3 e esta redução na eficiência de alongamento dos pacotes aumenta com a não uniformidade do preenchimento.

De forma semelhante aos resultados obtidos por [29], no caso do sistema harmônico do ALS, a Figura 10.3 apresenta três características importantes:

1. A forma da tensão harmônica. Ainda que a variação na fase síncrona seja monotônica, a variação da tensão excitada na cavidade harmônica apresenta um mínimo.
2. A fase harmônica varia de aproximadamente  $40^\circ$  ao longo do trem de pacotes e
3. O máximo aumento no comprimento dos pacotes ocorre próximo ao mínimo da tensão harmônica.

Note que nas extremidades do trem de pacotes a tensão harmônica é de 166 kV, valor muito próximo às condições de alongamento máximo, contudo a fase harmônica está defasada da ótima por cerca de  $20^\circ$  e o resultado é um aumento de apenas 3% no comprimento do pacote. Quando a fase harmônica ótima é atingida ( $\approx -1.7$  rad ou  $97.4^\circ$ ) a tensão harmônica é de 159 kV o que culmina em um aumento do comprimento por um fator 2.8, praticamente o valor ótimo. Esta grande variação no aumento longitudinal ao longo do trem de pacotes deve-se ao fato da fase harmônica apresentar um grande transiente ao passo que a tensão harmônica não varia muito. Esta dependência da fase pode estar relacionada com a redução da focalização longitudinal que torna a fase dos pacotes sensível à tensão induzida na cavidade harmônica passiva que por sua vez amplifica o transiente de tensão durante o *gap*. Conseqüentemente, quando a situação estacionária é estabelecida, o início e o fim do

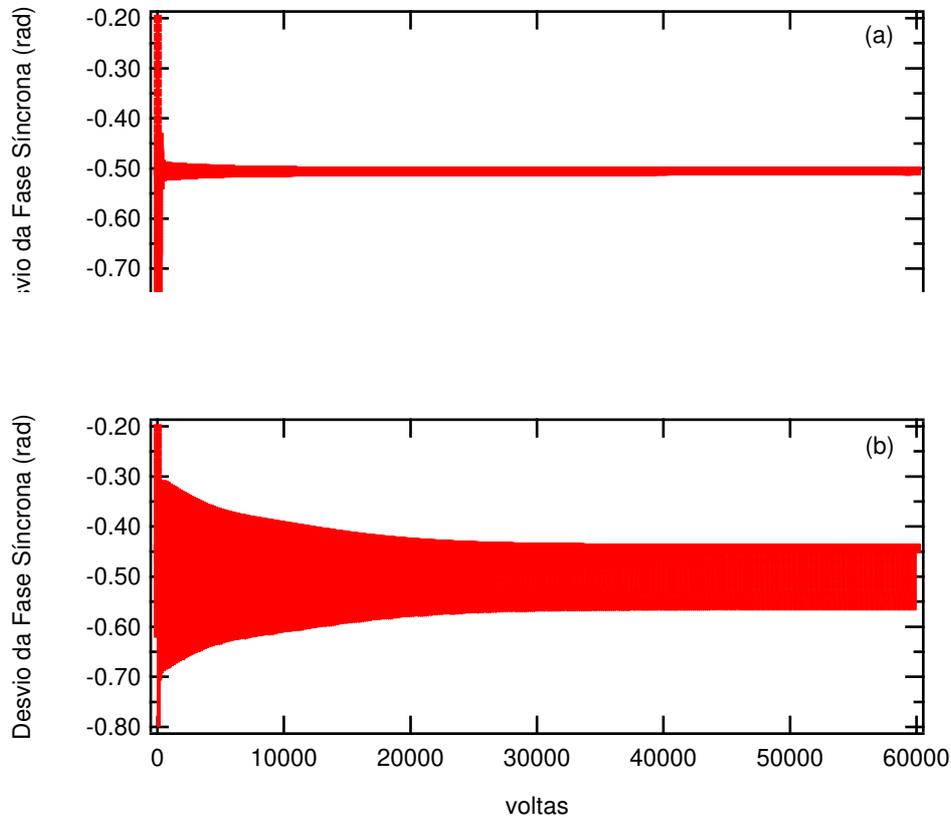


Figura 10.1: Resultados da simulação : (a) trem de pacotes com preenchimento uniforme (sem gap) com 500 kV de tensão de aceleração e 300 mA e (b) mesmas condições que o caso anterior mas com gap de 20% no preenchimento.

trem de pacotes estão fora de fase. Assim a fase harmônica apresenta um comportamento de dente de serra e apenas próximo ao centro do trem de pacotes apresenta o valor de fase correto para alongar os pacotes enquanto que nas extremidades o efeito da cavidade passiva é muito pequeno.

Fizemos também uma simulação em que mantivemos a razão  $R_s/Q$  fixa mas fizemos  $R_s = 5 \times 3.1 \text{ M}\Omega$  e  $Q = 5 \times 21000$ . Ao comparar os transientes na fase síncrona do feixe notamos que estes são praticamente iguais ao caso em que  $R_s$  e  $Q$  são 5 vezes menor, como mostra a Tabela 10.3, indicando que este efeito transiente está ligado à troca de energia feixe-cavidade e não apenas com o decaimento dos campos no *gap*. Desse modo o efeito escala com a razão  $R/Q$  (que está diretamente relacionada com o fator de perda  $k$ , vide equação (9.10)). Comparando as simulações feitas utilizando os parâmetros do LNLS para os dois valores de  $Q$  e mesmo valor de  $R_s$  observamos que o efeito transiente é mais evidente no caso em que a razão  $R_s/Q$  é maior como mostra a Tabela 10.3 e estes valores são, por

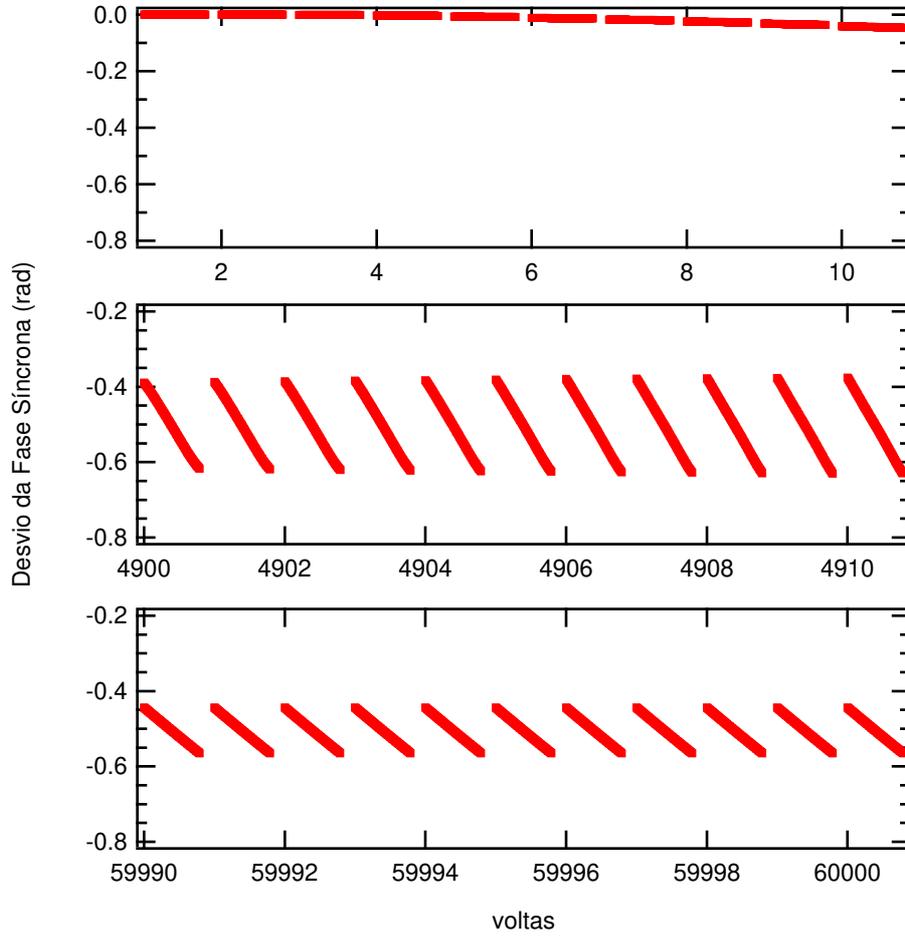


Figura 10.2: Resultados de simulações utilizando parâmetros do LNLS, trem de pacotes com gap de 20%, 500 kV de tensão de aceleração e 300mA. Observe que cada pacote converge para uma fase diferente.

sua vez, muitos maiores que o valor estimado na aproximação linear para o desvio de fase esperado (1.4 mrad ou  $0.08^\circ$ , calculado no capítulo anterior) evidenciando também que o efeito provém em grande parte da não linearidade do poço devido à presença das cavidades de terceiro harmônico. Para visualizar melhor a dependência do efeito fizemos um cálculo simples observando o *build-up* do campo de uma cavidade, inicialmente vazia, quando um trem de pacotes (com e sem gap) atravessava seu interior. Quando um pacote com carga  $q$  atravessa a cavidade ele excita um campo e entre a passagem de dois pacotes este campo decai segundo uma lei exponencial de modo que

$$V_n = V_{n-1} e^{-\frac{\omega_r n T_0}{2Q}} - 2kq \quad (10.1)$$

onde  $n$  é índice da volta,  $T_0$  é o tempo entre a passagem de dois pacotes consecutivos,  $q$  é a carga e  $k = \frac{\omega_r R_s}{4Q}$  é o fator de perda. Fizemos este cálculo para três situações variando

Tabela 10.3: Comparação dos transientes de fase para valores diferentes da razão  $R_s/Q$ , todos para uma corrente de 300 mA, *gap* de 20% e tensão aceleradora de 500 kV.

$Q$	$R_s$ (M $\Omega$ )	$\Delta\phi_s$
45000	3.1	4.2 <sup>o</sup>
21000	3.1	6.4 <sup>o</sup>
5 $\times$ 21000	5 $\times$ 3.1	6.7 <sup>o</sup>

a razão  $R_s/Q$  como é mostrado na Figura 10.4. Note que o transiente formado, no estado estacionário, quando há a presença do *gap* é muito maior do que quando o preenchimento é uniforme. Observe também que para os casos em que a razão  $R_s/Q$  é maior, independente do valor isolado destes parâmetros, o valor absoluto do transiente é maior. Estes resultados mostram que os efeitos transientes dependem apenas do valor absoluto no salto da tensão (que é proporcional a razão  $R_s/Q$ ) que ocorre quando as partículas atravessam a cavidade mas independem do valor relativo destas transições, fator que escala apenas com o parâmetro  $Q$ .

Comparando estes resultados com os obtidos no ALS [29] utilizando os mesmos métodos temos que a razão  $R_s/Q$  na máquina americana é o dobro da nossa (considerando  $Q=21000$ ), além disso como a máquina americana é maior, o equivalente a um *gap* de 20% no ALS é um de 50% no LNLS. De fato comparando nosso resultado com *gap* de 20% (aumento de 1.6) com o obtido no ALS (1.37) observamos que são bem diferentes. Existem outros fatores que contribuem para aumentar a diferença entre as duas máquinas que são: tensão de aceleração e corrente armazenada, que no caso na máquina americana são 1.1 MV e 400 mA respectivamente. No entanto, qualitativamente os resultados são bastante semelhantes, sendo que o comportamento tanto das fases síncrona e harmônica como da tensão harmônica são análogos aos que obtivemos (vide Figura 10.3).

Um fato relevante ao funcionamento de cavidades harmônicas passivas está relacionado ao procedimento necessário para colocá-las em operação. Este trabalho não é trivial sendo muito difícil reproduzir um conjunto de parâmetros e condições como são calculados nas simulações de maneira que a cavidade funcione no seu ponto ótimo, isto é, causando um aumento máximo no comprimento dos pacotes (um fator 3). Segundo o histórico de operação destes dispositivos em outras máquinas a eficiência no alongamento dos pacotes varia muito sendo de um fator 2 para o caso do ALS (Estados Unidos)[35], 1.5 no caso do MAX-Lab (Suécia)[36] e 1.4 no BESSY II (Alemanha)[37].

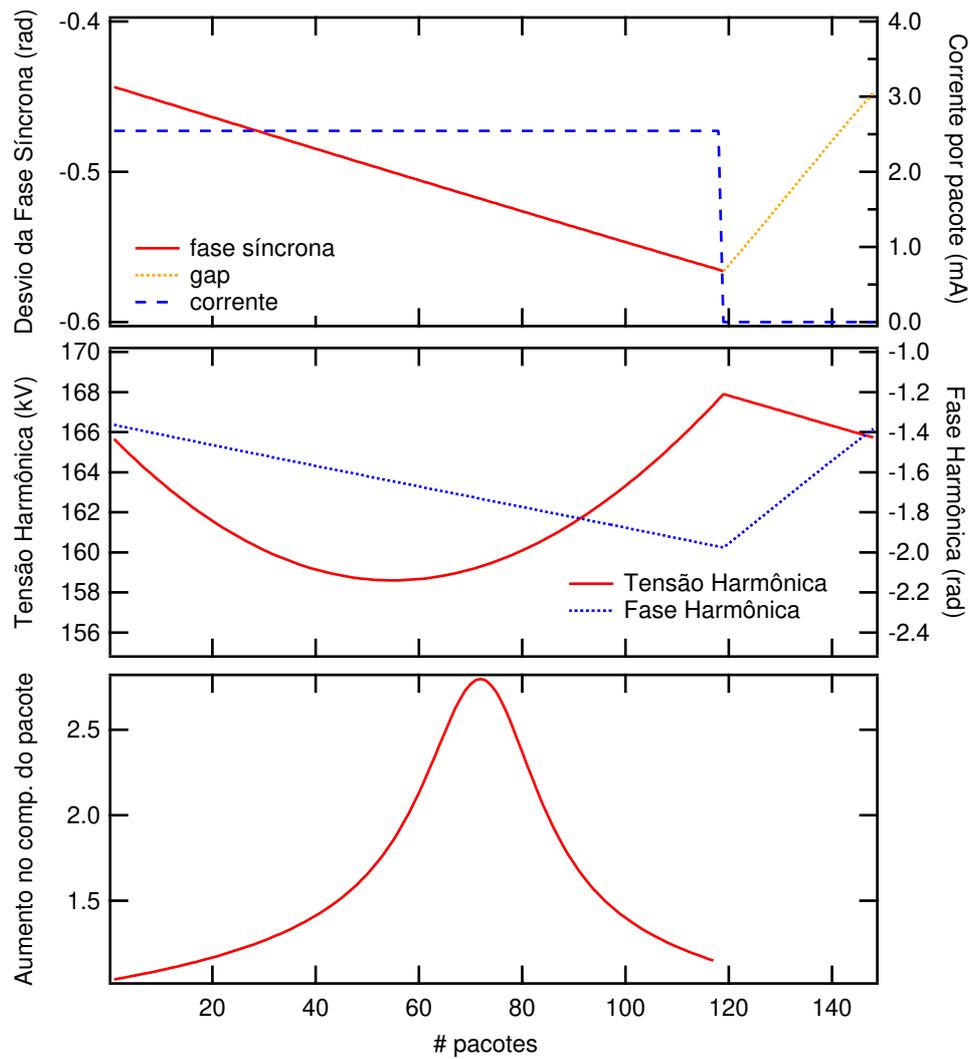


Figura 10.3: Resultados de simulações utilizando parâmetros do LNLS, trem de pacotes com gap de 20%, 500 kV de tensão de aceleração e 300mA. Fase e tensão harmônica, desvio em relação a fase síncrona e aumento do comprimento dos pacotes apenas para a última volta.

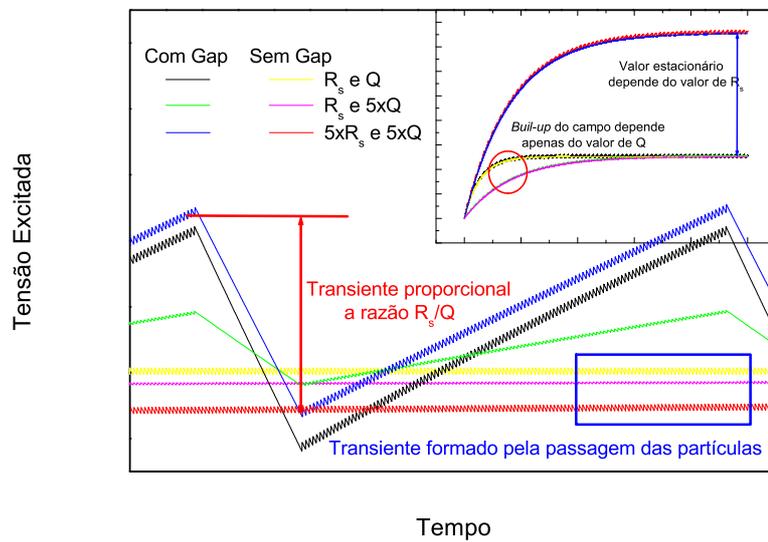


Figura 10.4: Cálculo do build-up do campo em uma cavidade devido a passagem de um trem de pacotes. Observe que o transiente formado com a presença do gap no preenchimento é proporcional à razão  $R_s/Q$ .



## Parte III

### Tempo de Vida



# Capítulo 11

## Teoria

Como já vimos, o tempo de vida do feixe de elétrons representa um importante parâmetro de desempenho em uma fonte de luz síncrotron, como é o caso do anel de armazenamento do LNLS. Um tempo de vida longo permite uma maior intensidade integrada aos usuários de luz síncrotron, além de contribuir para uma maior estabilidade da máquina evitando transientes térmicos de seu componentes, que ocorrem a cada reinjeção.

O tempo de vida de um feixe de partículas circulante em uma fonte de luz síncrotron é usualmente definido como o inverso da razão da taxa de perda de partículas normalizada pelo número de partículas que permanecem no feixe, ou seja

$$\frac{1}{\tau} = -\frac{1}{N} \frac{dN}{dt}. \quad (11.1)$$

Usualmente o tempo de vida de um anel de armazenamento de elétrons é dominado pelos seguintes efeitos [38, 39, 40, 41]: espalhamento no gás residual, espalhamento elétron-elétron (espalhamento Touschek) e flutuações quânticas devido à emissão de radiação pelas partículas. O entendimento do comportamento dos efeitos que causam a perda de partículas do feixe é de crucial importância para fontes de luz que operam com correntes altas, como é o caso da fonte de luz do LNLS. Em particular, nos interessa determinar qual a importância relativa daqueles efeitos limitantes de tempo de vida que podem ser afetados pelas técnicas de redistribuição da densidade eletrônica longitudinal nos pacotes, que foram estudadas nos capítulos anteriores, de modo a quantificar os efeitos do uso destas técnicas sobre o tempo de vida total.

A atenção desta parte da tese é voltada para o estudo da contribuição do espalhamento elástico, inelástico e Touschek apenas, uma vez que o tempo de vida quântico é relevante apenas para aberturas físicas menores que seis vezes a largura rms do feixe e todas as aberturas presentes no anel do LNLS estão muito acima deste limite.

Nas seções seguintes, desenvolvemos uma breve discussão<sup>1</sup> sobre a teoria relativa ao tempo de vida por espalhamento no gás (efeitos elástico e inelástico), em seguida apresentamos a teoria relativa ao tempo de vida por espalhamento Touschek e analisamos e

---

<sup>1</sup>Para uma discussão mais detalhada vide Apêndice E

comparamos as mudanças devido à redistribuição eletrônica causada pela modulação em fase ou a presença de uma cavidade de terceiro harmônico.

## 11.1 Espalhamento dos elétrons do feixe no gás residual

O efeito de interação dos elétrons do feixe com os átomos do gás residual presentes dentro da câmara de vácuo pode ser dividido em dois principais tipos:

1. espalhamento elástico e
2. espalhamento inelástico.

o último caso compreende o chamado efeito *Bremsstrahlung* e efeitos de ionização do gás.

No primeiro caso o elétron é espalhado transversalmente por um núcleo, o que é equivalente a receber um *kick* cujo ângulo é o mesmo que o ângulo de espalhamento, com isso é excitada uma oscilação bétatron e, se a amplitude de oscilação deste elétron for maior que a abertura física ou dinâmica da máquina, o elétron é perdido. Já o processo de espalhamento inelástico envolve dois efeitos: espalhamento pelo núcleo ou pelos elétrons do gás com emissão de um fóton deixando o átomo em um estado não excitado e espalhamento inelástico nos elétrons do centro espalhador levando a uma transferência direta de energia e deixando o átomo em um estado excitado. Os elétrons que sofrem uma perda de energia  $\Delta E$  durante o processo de espalhamento podem ser perdidos devido ao limite de abertura transversal (dinâmico ou físico) ou por estarem fora do limite de aceitância em energia do acelerador. Quando o espalhamento ocorre em uma região em que a função  $\eta(s) \neq 0$  [Prólogo], além da oscilação síncrotron excitada, devido à perda de energia, uma oscilação bétatron no plano horizontal também aparece, devido ao acoplamento entre os planos longitudinal e horizontal, de modo que o elétron é perdido no plano de movimento em que a aceitância é menor.

## 11.2 Efeito Touschek

Este efeito é particularmente importante para fontes de luz síncrotron que trabalham com feixes de baixa emitância, o que leva à necessidade de se produzir feixes com seções transversais cada vez menores e conseqüentemente maior densidade eletrônica, o que aumenta a probabilidade de colisões entre elétrons do próprio feixe. Estas colisões ocorrem em todos os planos de movimento; contudo a transferência de momento entre os planos transversais e longitudinal pode ser tal que as partículas podem sair da aceitância em momento ou energia da máquina, levando à perda de ambas.

Inicialmente vamos apresentar argumentos que mostram que este efeito é muito mais danoso quando a transferência de momento ocorre do plano horizontal para o longitudinal [2, 42]. É possível calcular de maneira qualitativa a magnitude do momento transferido

durante a colisão, para isso consideramos inicialmente as partículas no sistema de referência do centro de massa (CM), no qual as partículas são não-relativísticas, e em seguida passamos para o sistema de referência do laboratório simplesmente multiplicando o resultado pelo fator de Lorentz  $\gamma$  (ver Figura 11.1).

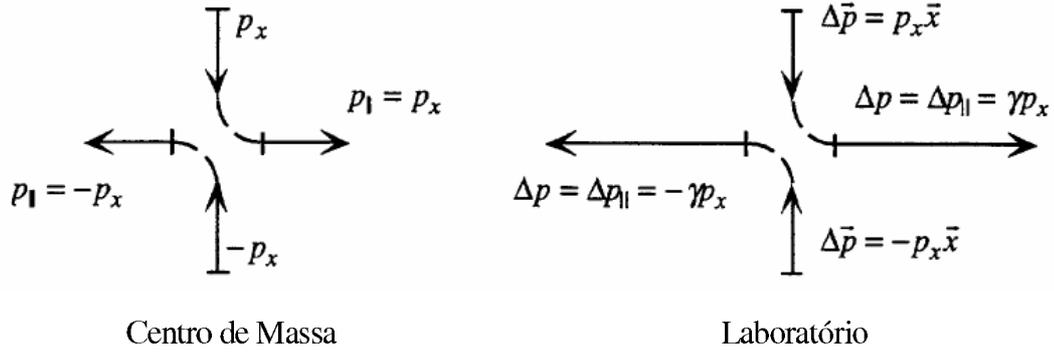


Figura 11.1: *Espalhamento elétron-elétron visto no sistema de referência do centro de massa e no sistema de referência do laboratório.*

Consideramos que a colisão ocorre em uma posição em que a amplitude da oscilação bétatron seja  $\sigma_x$  e que o valor da função bétatron seja  $\beta_x$  portando a máxima divergência que este elétron pode apresentar é

$$\sigma'_x = \frac{\sigma_x}{\beta_x} = \frac{p_x}{p} \quad (11.2)$$

se todo o momento transversal for convertido em momento longitudinal teremos um variação de

$$\Delta p = \gamma p_x = \gamma \frac{p \sigma_x}{\beta_x} \quad (11.3)$$

onde o fator  $\gamma$  relaciona-se apenas à contração de Lorentz na direção de movimento das partículas.

No caso do anel de armazenamento do LNLS, se a partícula estiver deslocada de 100  $\mu\text{m}$  em um ponto com  $\beta_x = 11$  m e com uma energia de 1.37 GeV ( $\gamma = 2681$ ) teremos uma transferência de momento de  $\Delta p_x = 33.4$  MeV/c, que corresponde a um desvio de energia de 2.4% que é da mesma ordem da aceitância em energia ( $\varepsilon_{RF} \approx 1\%$ ).

Na vertical o feixe é usualmente muito menor que na horizontal, pois o acoplamento entre as direções é pequeno e também por não haver dispersão nesta direção, sendo a razão das larguras da ordem de  $\sigma_y/\sigma_x \approx 0.1$ . Desse modo no plano vertical este efeito seria aproximadamente uma ordem de grandeza menor, ou seja,  $\Delta p_x = 3.3$  MeV/c, que corresponde a um desvio de energia de 0.2% que é muito menor que a aceitância em energia,  $\varepsilon_{RF} \approx 1\%$ , e portando desprezível.

### 11.3 Tempo de Vida Total

As contribuições para a taxa de decaimento da corrente normalizada (isto é, o inverso do tempo de vida) por espalhamento no gás e Touschek podem ser escritas da seguinte forma

$$\frac{1}{\tau_{tot}} = \frac{1}{\tau_C} + \frac{1}{\tau_B} + \frac{1}{\tau_T}. \quad (11.4)$$

em que  $\tau_C$  é a componente por espalhamento elástico,  $\tau_B$  é a componente por espalhamento inelástico e  $\tau_T$  é a componente por espalhamento Touschek. Cada um dos termos acima apresenta uma dependência diferente com parâmetros do anel de armazenamento. No caso das contribuições por espalhamento no gás podemos resumir a dependência do tempo de vida da seguinte forma [Apêndice E]:

$$\frac{1}{\tau_C} \propto F \frac{\langle \beta \rangle \beta_A}{A^2} \quad (11.5)$$

$$\frac{1}{\tau_B} \propto \ln \left( \frac{E_0}{\varepsilon_{RF}} \right) \quad (11.6)$$

em que  $F$  é um fator de forma que depende da geometria da câmara de vácuo, das funções bétatron e da pressão ao longo da máquina,  $\langle \beta \rangle$  é a média do valor das funções bétatron,  $\beta_A$  é o valor da função bétatron onde a restrição de abertura é mínima e  $A$  a mínima restrição de abertura,  $E_0$  a energia nominal e  $\varepsilon_{RF}$  a aceitância em momento.

Por sua vez, o tempo de vida Touschek é proporcional aos seguintes parâmetros [Apêndice E]

$$\frac{1}{\tau_T} \propto \frac{N_b}{\gamma^3 V_b \varepsilon_{RF}^2} \quad (11.7)$$

em que  $N_b$  é o número de elétrons em um pacote,  $\gamma = 2680$  é o fator de Lorentz e  $V_b = 8\pi^{3/2} \sigma_x \sigma_y \sigma_s$  é o volume do pacote no espaço real.

Quando manipulamos a densidade eletrônica no plano longitudinal, utilizando para isso a modulação em fase ou cavidades harmônicas, o que alteramos é o comprimento do feixe nesse plano, ou seja,  $\sigma_s$ . Desse modo é simples notar que apenas a contribuição Touschek será modificada, permanecendo as contribuições por espalhamento no gás inalteradas.

### 11.4 Tempo de vida Touschek vs manipulação da densidade eletrônica longitudinal

O tempo de vida Touschek depende da densidade eletrônica no pacote. Assim aumentando ou modificando o tamanho longitudinal, via modulação em fase ou utilizando uma cavidade de terceiro harmônico, essa densidade e conseqüentemente o tempo de vida são alterados. Para calcular o aumento no tempo de vida consideramos a expressão para a taxa de perda por espalhamento Touschek (espalhamento elétron-elétron no mesmo pacote)[32]:

$$\frac{dN}{dt} = \bar{v}\bar{\sigma} \int_V \rho^2 dV \quad (11.8)$$

Tabela 11.1: Parâmetros de uma cavidade de terceiro harmônico para o anel de armazenamento do LNLS.

Parâmetro	Descrição	Valor
$kV_{rf}$	Tensão harmônica	162 kV
$\phi_s$	Fase síncrona modificada ( $V_{rf} = 500$ kV)	165.1°
$\tan n\phi_h$	Tangente da fase harmônica	0.086
R	Aumento relativo do tempo de vida Touschek	3
$\Delta\varepsilon_{RF}$	Variação na aceitância em momento	-4%

em que  $\overline{\nu\sigma}$  é proporcional à probabilidade de haver um espalhamento de uma partícula para fora da aceitância em momento ( $\varepsilon_{RF}$ ) e  $\rho$  é a densidade de carga. Como o tempo de vida é inversamente proporcional a  $\frac{dN}{dt}$  e a  $\varepsilon_{RF}^2$  a razão entre o tempo de vida modificado ( $\tau'$ ) e o tempo de vida natural ( $\tau$ ), sem cavidade harmônica ou modulação em fase, pode ser escrito como:

$$R = \frac{\tau'}{\tau} = \frac{\varepsilon'^2 \int dz \rho^2(z)}{\varepsilon_{RF}^2 \int dz \rho'^2(z)} \quad (11.9)$$

Como uma primeira aproximação consideramos que o efeito da manipulação da densidade eletrônica sobre a aceitância em momento é relativamente pequeno e que o principal resultado é refletido no comprimento dos pacotes, assim fazemos  $\varepsilon_{RF} \approx \varepsilon_{ch}$ . Temos então que a equação acima é reduzida para

$$R = \frac{\tau'}{\tau} = \frac{\int dz \rho^2(z)}{\int dz \rho'^2(z)} \quad (11.10)$$

esta simplificação é válida, uma vez que a mudança em  $\varepsilon_{RF}$  devido a presença da cavidade harmônica é de apenas 4 % (Figura 11.2), que é um efeito muito menor em vista do aumento longitudinal previsto do comprimento do pacote de 300 % (vide Figura 8.4) e, no caso da modulação em fase, não há mudança na aceitância em momento. A Tabela [11.1] resume os valores dos principais parâmetros para um sistema harmônico otimizado no caso da máquina brasileira.

No caso de uma cavidade harmônica, como já foi mostrado na Parte II desta tese, o efeito é um alongamento do pacote devido a uma menor focalização longitudinal. Já o efeito observado no tempo de vida devido a modulação em fase é a criação de outras regiões estáveis que são populadas por elétrons, mas se somamos os tamanhos das ilhas criadas obtemos um valor que é maior que o comprimento natural do pacote. Portanto o que ocorre, também no caso da modulação em fase, é uma maior diluição da densidade eletrônica que afeta diretamente a contribuição Touschek para o tempo de vida.

No caso em que as partículas estão sujeitas à modulação em fase temos que calcular a projeção de um sistema de três distribuições gaussianas<sup>2</sup>, uma estacionária na origem e as

<sup>2</sup>Vamos considerar o caso de três ilhas, o caso de duas ilhas é análogo bastando definir o número de partículas da ilha central como  $N_c = 0$ .

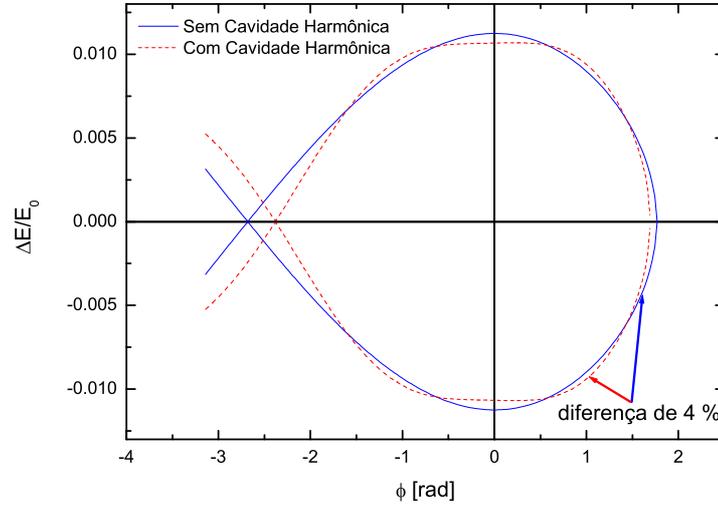


Figura 11.2: Balde de RF para os casos com e sem cavidade harmônica. A aceitância em energia é levemente reduzida (cerca de 4%) devido à presença da cavidade harmônica.

demaís girando no espaço de fase com a velocidade angular de  $\omega_m/2$ , como esquematizado na Figura 11.3, e que pode ser representado pela seguinte expressão

$$\rho_{mod}(z, t) = \frac{N_c}{\sqrt{2\pi\sigma_{zc}^2}} e^{-\frac{z^2}{2\sigma_{zc}^2}} + \frac{N_{i1}}{\sqrt{2\pi\sigma_{zi}^2}} e^{-\frac{(z-z_i(t))^2}{2\sigma_{zi}^2}} + \frac{N_{i2}}{\sqrt{2\pi\sigma_{zi}^2}} e^{-\frac{(z+z_i(t))^2}{2\sigma_{zi}^2}} \quad (11.11)$$

com

$$z_i(t) = z_i \cos\left(\frac{\omega_m t}{2}\right) \quad (11.12)$$

onde  $z_i$  é a posição dos pontos fixos estáveis. Os perfis são dados

$$\rho_{mod}(z) = \frac{1}{T} \int_0^T \rho_{mod}(z, t) dt \quad (11.13)$$

onde  $T = 4\pi/\omega_m$ .

Portanto a partir de perfis medidos, é possível calcular os efeitos da modulação em fase sobre o tempo de vida Touschek e conseqüentemente sobre o tempo de vida total do feixe. As Figuras 11.4 mostram dois perfis calculados a partir da expressão (11.13) para dois casos com frequência de modulação diferentes. Comparando os perfis calculados com o perfil de um feixe sem modulação em fase, que pode ser representado por uma gaussiana com  $\sigma = 30$  ps, temos que o aumento na contribuição Touschek para o tempo de vida total será:

1. 2 ilhas -  $R = 2.1$  e
2. 3 ilhas -  $R_{50\%} = 1.3$  e  $R_{30\%} = 2$ , em que 50% e 30% referem-se à população da ilha central.

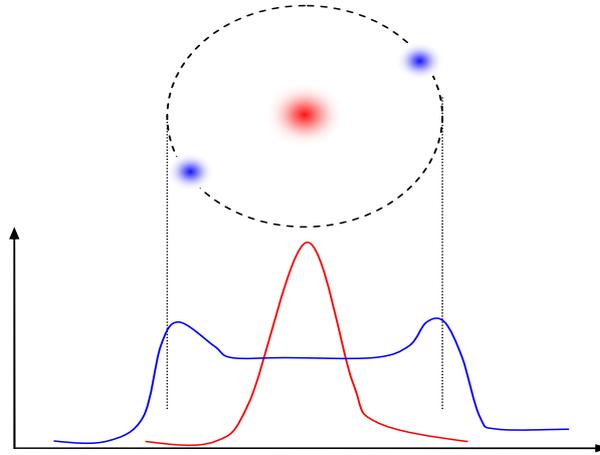


Figura 11.3: *Desenho esquemático do cálculo do perfil das ilhas criadas pela modulação em fase.*

No caso de utilizarmos uma cavidade harmônica trabalhando em seu ponto ótimo calculamos a forma da distribuição no espaço de fase longitudinal (Capítulo 8, Figuras 8.2 e 8.4) de modo que é possível encontrar o valor de  $R$  fazendo a mesma integração feita para o caso com modulação em fase, onde obtemos um fator  $R_{ch} = 3$ .

Para saber a mudança no tempo de vida total do feixe é necessário conhecer as componentes relativas às outras contribuições, como o espalhamento no gás. Para o anel de armazenamento do LNLS veremos na próxima seção que, no caso do modo de operação de pacote único a principal contribuição no tempo de vida é o espalhamento Touschek logo o aumento no tempo de vida é, aproximadamente, dado pelo valor de  $R$ .

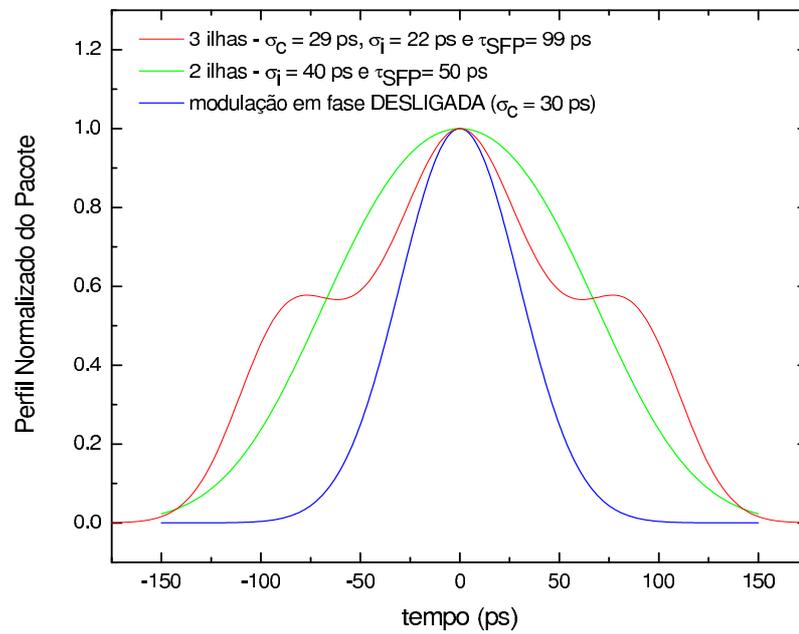


Figura 11.4: Perfil do feixe calculado para uma tensão de gap de 460 kV,  $A_m = 35$  mrad. No caso do perfil para 2 ilhas  $f_m = 51.3$  kHz enquanto que para o caso de 3 ilhas  $f_m = 51.1$  kHz e  $N_c = 30\%$ .

## Capítulo 12

### Resultados Experimentais

#### 12.1 Modelo

A expressão para o tempo de vida total, somadas as contribuições de espalhamento elástico e inelástico no gás e espalhamento Touschek, é:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_C} + \frac{1}{\tau_B} + \frac{1}{\tau_T}. \quad (12.1)$$

Reagrupando a expressão acima de acordo com a dependência de cada termo [Apêndice E] teremos

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_0} + \frac{1}{\tau_1} \quad (12.2)$$

em que

$$\frac{1}{\tau_0} = \frac{1}{\tau_C} = \frac{b(I)}{(x - x_0)^2} \quad (12.3)$$

$$\frac{1}{\tau_1} = \frac{1}{\tau_B} + \frac{1}{\tau_T} = -a(I) \left( \ln(\varepsilon_{RF}) + \frac{5}{8} \right) - c(I) \frac{\ln(\varepsilon_{RF}^2) + 4.4}{\varepsilon_{RF}^2} \quad (12.4)$$

onde  $x$  é a meia abertura da câmara de vácuo,  $x_0$  é o deslocamento relativo entre o feixe e a abertura física e  $\varepsilon_{RF}$  é a aceitância em momento.

Os coeficientes  $a(I)$ ,  $b(I)$  e  $c(I)$  são funções da corrente armazenada e são referentes ao tempo de vida por espalhamento inelástico, elástico e Touschek respectivamente. A dependência de cada coeficiente com a corrente é dada por

$$a(I) = a_0(P_0 + P_1 I), \quad b(I) = b_0(P_0 + P_1 I) \quad \text{e} \quad c(I) = c_0 I \quad (12.5)$$

em que  $P_0$  é a pressão de base e  $P_1 = \frac{dP}{dI}$  é a taxa de aumento da pressão com a corrente, associada ao fenômeno de dessorção fotoinduzida [39].

#### 12.2 Medidas e resultados

A caracterização do tempo de vida no anel de armazenamento do LNLS foi feita através de uma série de experimentos que visaram isolar cada um dos fatores responsáveis pela perda de

partículas do feixe durante o período de armazenamento da corrente [43, 44, 45, 46, 47, 48]. Esses fatores são: pressão do gás residual, abertura física, aceitância em energia do sistema de radiofrequência ( $\varepsilon_{RF}$ ) e perfil de preenchimento do anel (ou corrente por pacote).

### 12.2.1 Tempo de vida versus abertura física

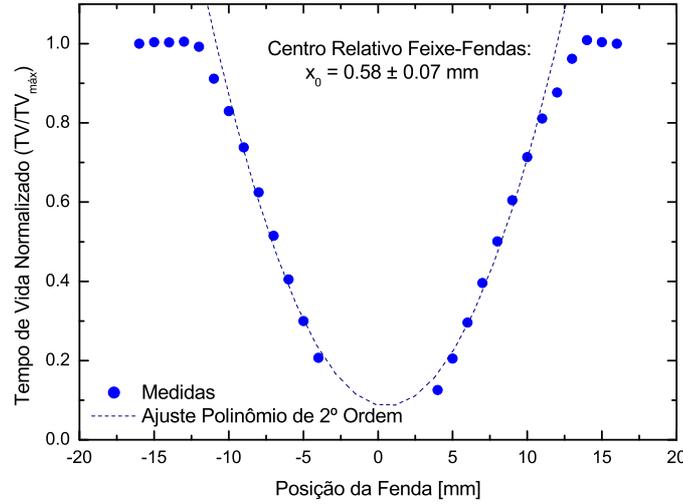


Figura 12.1: Medida da posição relativa do centróide do feixe e o centro das fendas. O tempo de vida foi normalizado em relação ao seu valor na região de saturação .

As medidas de tempo de vida por espalhamento elástico no gás foram feitas com um conjunto de fendas instaladas em um trecho não dispersivo<sup>1</sup> do anel de armazenamento do LNSL. Todas as medidas foram feitas em 1.37 GeV e com correntes que variavam de 10 a 90 mA. Existem dois conjuntos de medidas distintos, o primeiro feito no final de 2003 (antes da instalação da segunda cavidade de RF) e o segundo no final de 2004 (logo após a intervenção de vácuo para a instalação do novos *kickers* e de uma câmara de vácuo para o dispositivo de inserção *wiggler*).

Para encontrar o valor do coeficiente  $x_0$ , foram feitas medidas utilizando as fendas verticais superior e inferior e ajustando uma parábola aos dados de modo a determinar o mínimo da curva (ver Figura 12.1). Em seguida, utilizando o valor de  $x_0$  medido, definimos uma nova referência de posição com  $\bar{x} = x - x_0$  de modo que a expressão utilizada para ajuste (12.3) é modificada para

$$\frac{1}{\tau_0} = \frac{b(I)}{(x - x_0)^2} = \frac{b(I)}{\bar{x}^2} \quad (12.6)$$

<sup>1</sup>Trecho em que o valor da função dispersão ( $\eta(s)$ ) é zero [Prólogo].

Tabela 12.1: Valores Teóricos do coeficiente  $b_0$  para os casos com e sem câmara do *wiggler*, valores medidos para o coeficiente angular  $b_0P_1$  e valor estimado para a taxa de aumento da pressão dinâmica  $P_1$ .

Tipo	$b_0$ [mm <sup>2</sup> h <sup>-1</sup> nTorr <sup>-1</sup> ]	$b_0P_1$ [mm <sup>2</sup> mA <sup>-1</sup> h <sup>-1</sup> ]	$P_1$ [Torr mA <sup>-1</sup> ]
sem <i>wiggler</i> (2003)	3.8	$0.053 \pm 0.006$	$(1.4 \pm 0.2) \times 10^{-11}$
com <i>wiggler</i> (2004)	3.9	$0.059 \pm 0.04$	$(2 \pm 1) \times 10^{-11}$

Desse modo é possível ajustar uma reta aos dados experimentais. O valor de  $b(I)$  foi obtido a partir do coeficiente angular da reta e o resultado encontra-se na Figura 12.2.

Do ajuste dos pontos da Figura 12.2 é possível obter o valor de  $b_0P_1$ . O coeficiente  $b_0$  depende da energia das partículas, do valor das funções betatron e da geometria da câmara de vácuo ao longo do anel. Os valores calculados de  $b_0$  e estimativas para  $P_1$  baseadas nos valores medidos de  $b_0P_1$  são mostradas na Tabela 12.1. Note que o valor do coeficiente  $b_0$  para as medidas de 2003 é um pouco maior que os de 2004 devido à presença da câmara do *wiggler*. Observe também que as pressões calculadas estão diferentes, mostrando que no momento da realização destas medidas ainda não havíamos recuperado a condição de vácuo após a parada de 2003. Comparando os valores de  $P_1$  obtidos com as medidas de um monitor de vácuo (*ion gauge*) localizada dentro da câmara de vácuo de um dipolo,  $P_{1,dipolo} = 1 \times 10^{-11}$  Torr mA<sup>-1</sup>, vemos que estes apresentam concordância razoável com a medida.

### 12.2.2 Tempo de vida versus corrente por pacote

Foram feitas medidas de tempo de vida no modo pacote único para vários valores de corrente e os resultados encontram-se na Figura 12.3. Segundo a equação 12.5 o inverso do tempo de vida deve variar linearmente com a corrente por pacote, o que concorda bem com os dados obtidos.

Ajustamos uma reta aos dados e determinamos o valor do coeficiente  $c_0 = (2.78 \pm 0.01) \times 10^{-7}$  h<sup>-1</sup>mA<sup>-1</sup>. O valor teórico para este coeficiente pode variar de 3.5 à  $1.2 \times 10^{-7}$  h<sup>-1</sup>mA<sup>-1</sup> para acoplamentos transversais<sup>2</sup> entre 0.3% à 3% respectivamente considerando uma tensão de aceleração de 320 kV.

<sup>2</sup>O acoplamento transversal é uma medida de quanto do movimento horizontal é transferido para o eixo vertical. Isto ocorre devido a erros de alinhamento de componentes magnéticos do anel como por exemplo, quadrupolos e sextupolos, e também devido à presença de multipolos nos campos dos ímas. Na máquina brasileira temos a possibilidade de controlar o acoplamento transversal (dentro de certos limites) por meio da excitação de quadrupolos girados (*skew quadrupoles*). O acoplamento transversal afeta o tempo de vida já que quanto maior seu valor, maior o volume dos pacotes e menor a densidade eletrônica. Neste momento, não temos acesso experimental direto a esta quantidade e baseamos nossas estimativas em medidas realizadas há vários anos atrás que indicavam acoplamentos entre 0.3% e 3%.

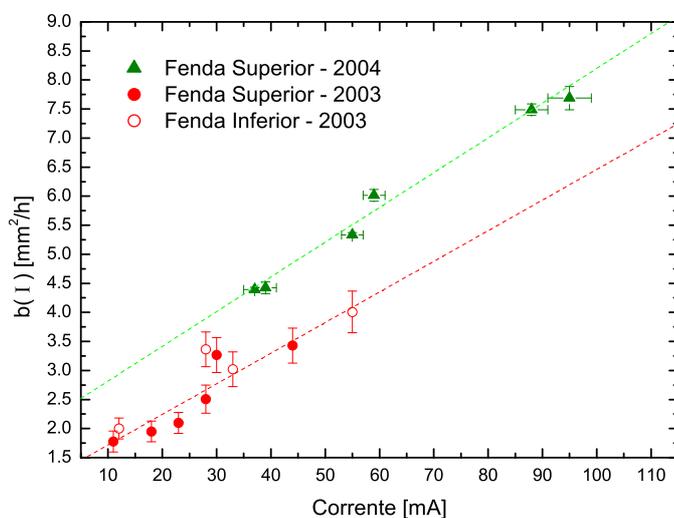


Figura 12.2: Resultados obtidos nas medidas de tempo de vida por espalhamento no gás utilizando as fendas verticais do anel do LNLS. Note que as medidas feitas em 2003 diferem das feitas em 2004 indicando que as condições de vácuo ainda não haviam sido restabelecidas após a intervenção no fim de 2003.

### 12.2.3 Tempo de vida versus tensão de aceleração

Medimos o tempo de vida, no modo *single-bunch*, em função da tensão de aceleração para os seguintes valores de correntes: 1.4, 3, 5, 7 e 9 mA (Figura 12.4). A equação 12.4 foi ajustada aos dados e assim foi possível obter o valor dos coeficientes  $a(I)$  e  $c(I)$ . A dependência do coeficiente  $a(I)$  com a corrente vem do aumento da pressão devido à presença do feixe enquanto que a dependência do coeficiente  $c(I)$  vem do efeito Touschek que está relacionado com a densidade eletrônica no pacote.

Os valores obtidos para  $a(I)$  e  $c(I)$  encontram-se na Figura 12.5. Utilizamos o valor de  $P_1$  obtido anteriormente<sup>3</sup> para estimar o valor de  $a_0$ . Os valores dos coeficientes  $a_0$  e  $c_0$ , independentes da pressão, encontram-se na Tabela 12.2.

Tabela 12.2: Comparação entre os valores medidos e calculados teoricamente dos coeficientes  $a_0$  e  $c_0$  (assumindo um acoplamento de 0.5%).

Coeficiente	Medida	Teoria
$a_0$ [ $\times 10^{-4} \text{h}^{-1} \text{nTorr}^{-1}$ ]	$4 \pm 1$	4.8
$c_0$ [ $\times 10^{-7} \text{h}^{-1} \text{mA}^{-1}$ ]	$2.3 \pm 0.4$	2.7

<sup>3</sup>Valores referentes às medidas feitas em 2003, e portanto para o caso em que a câmara do *wiggler* não está presente.

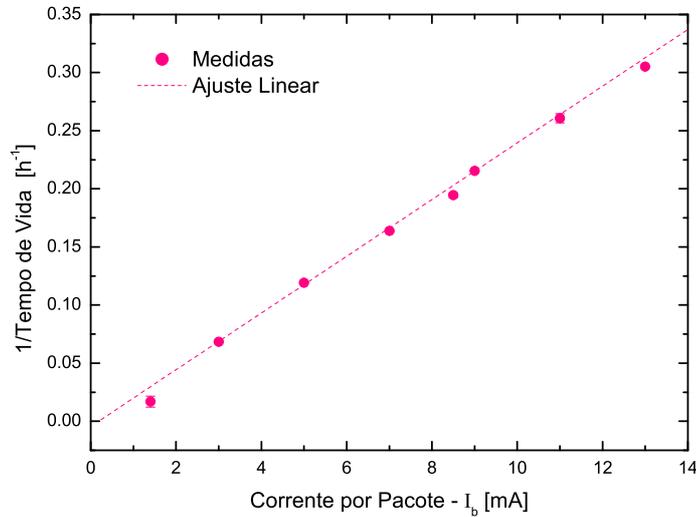


Figura 12.3: *Inverso do tempo de vida em função da corrente por pacote para uma tensão de aceleração de 320 kV.*

#### 12.2.4 Modo multipacote: tempo de vida versus corrente total e modulação em fase

A Figura 12.6 mostra o comportamento típico da corrente armazenada durante vários turnos para usuários para o modo multipacote (turno de 8 horas com corrente inicial de 250 mA e final de aproximadamente 100 mA) para condições de operação padrão em 1.37 GeV. De acordo com as expressões 12.3, 12.4 e 12.5 o inverso do tempo de vida deve variar linearmente com a corrente, o que de fato é observado.

Note que existe uma grande diferença entre as curvas de tempo de vida antes e após a instalação da segunda cavidade de RF, entre 2003 e o primeiro semestre de 2004 respectivamente. Com uma segunda cavidade de RF é possível disponibilizar uma maior tensão de aceleração total, aumentando assim a aceitância em energia do sistema de RF e conseqüentemente aumentando as contribuições para o tempo de vida das componentes de espalhamento inelástico,  $\tau_B$ , e Touschek,  $\tau_T$  (ver 12.4). Note também que, após o início do uso rotineiro da modulação em fase a partir do segunda semestre de 2004, o tempo de vida apresentou um aumento médio de 5 horas (ou 30 %) uma vez que a modulação em fase causa uma aumento efetivo do tamanho dos pacotes reduzindo assim a probabilidade de espalhamento elétron-elétron nos pacotes e aumentando assim a contribuição Touschek ( $\tau_T$ ) para o tempo de vida total. Ainda na Figura 12.6 temos que as curvas referentes aos turnos de 2004 e 2006 são muito parecidas uma vez que a modulação em fase continua sendo utilizada rotineiramente no anel de armazenamento do LNLS.

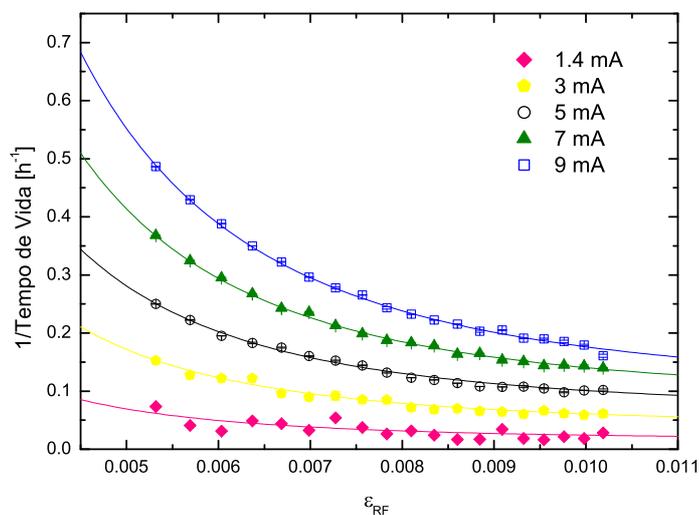


Figura 12.4: *Inverso do tempo de vida em função da aceitância em momento.*

### 12.2.5 Modo de pacote único: tempo de vida e modulação em fase

Utilizando os resultados calculados nas seções anteriores para a contribuição para o tempo de vida de cada efeito e utilizando o perfil obtido com a *streak camera* (Figura 12.7) calculamos o aumento previsto no tempo de vida utilizando a expressão (11.10) e encontramos que o aumento do tempo de vida é de um fator 2. Na Figura 12.8 mostramos dois turnos em que o anel de armazenamento do LNLS operou em modo de pacote único. Notamos que quando a modulação é ligada há um aumento médio do tempo de vida durante o turno, em relação ao caso sem modulação, de um fator  $1.7 \pm 0.4$ , confirmando que o efeito da modulação em fase no tempo de vida do feixe de elétrons se dá através da diluição de densidade e conseqüente redução do efeito de espalhamento elétron-elétron no pacote (efeito Touschek).

### 12.2.6 Modificações no tempo de vida devido à presença de uma cavidade de terceiro harmônico

Utilizando o código descrito no Capítulo 9 (Parte II), fizemos simulações para dois valores de fator de qualidade da cavidade passiva, 21000 e 45000, em ambos considerando uma tensão de aceleração de 500 kV e impedância *shunt* da cavidade passiva de 3.1 M $\Omega$ . A corrente para a qual o sistema estava otimizado, isto é, apresentava um alongamento na direção longitudinal de um fator 3, era 300 mA, mas utilizando os mesmos parâmetros fizemos simulações para 200 e 250 mA. Os *gaps* de preenchimento estudados foram 0, 10, 20 e 50%.

Dos resultados da simulação foi possível calcular, utilizando a expressão (11.10), o valor do aumento do tamanho longitudinal do feixe de elétrons para as diversas condições sim-

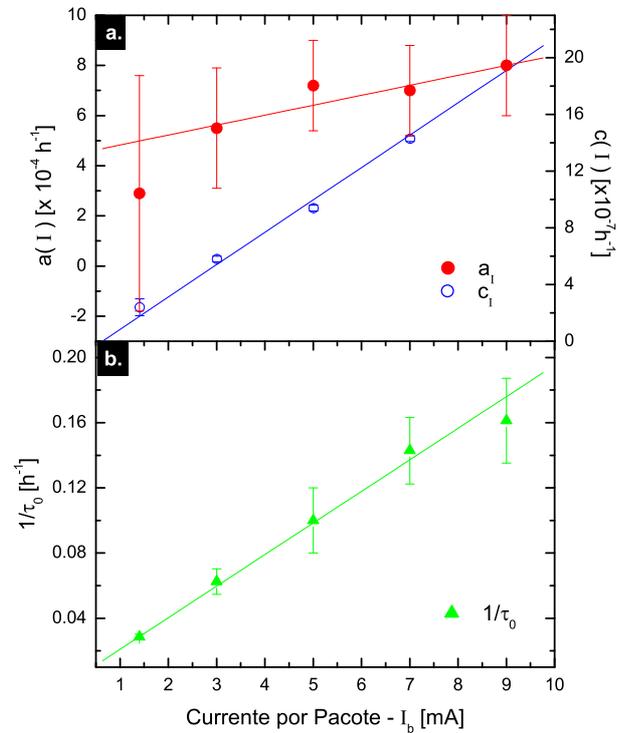


Figura 12.5: Valores obtidos para os coeficientes  $a(I)$  e  $c(I)$  a partir do ajuste da equação aos pontos do gráfico da Figura 12.4.

uladas. Com os resultados de caracterização do tempo de vida apresentados nas seções anteriores deste capítulo é possível estimar o aumento do tempo de vida total, devido à cavidade de terceiro harmônico, no modo multipacote para o anel de armazenamento do LNLS como mostrado na Tabela 12.3.

Observamos que o máximo aumento no tempo de vida total é de 32% para apenas um valor de corrente<sup>4</sup> sendo que esta eficiência no aumento do tempo de vida cai drasticamente com a diminuição da corrente armazenada, e a 200 mA o efeito é muito pequeno (cerca de 6%) visto que o sistema sai da configuração otimizada para alongamento dos pacotes. Em contrapartida, utilizando a modulação em fase é possível obter um aumento de 30% ao longo de um turno completo (ver Figura 12.6).

<sup>4</sup>No caso de uma cavidade de terceiro harmônico passiva.

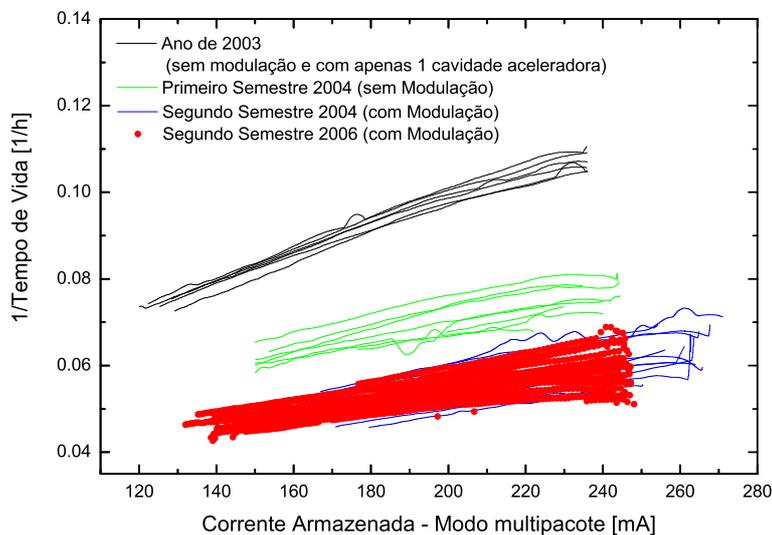


Figura 12.6: Inverso do tempo de vida em função da corrente armazenada. Em todos os casos a energia do feixe era 1.37 GeV.

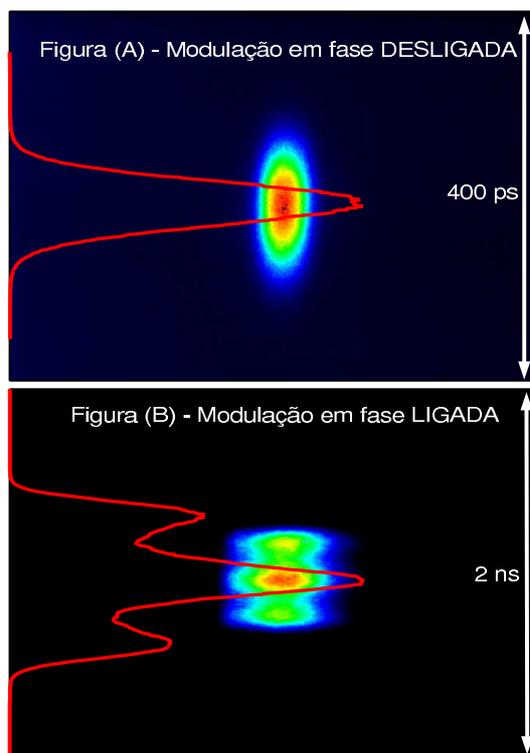


Figura 12.7: Perfil do feixe, medido com a streak camera, em cada um dos turnos apresentados na Figura 12.7.

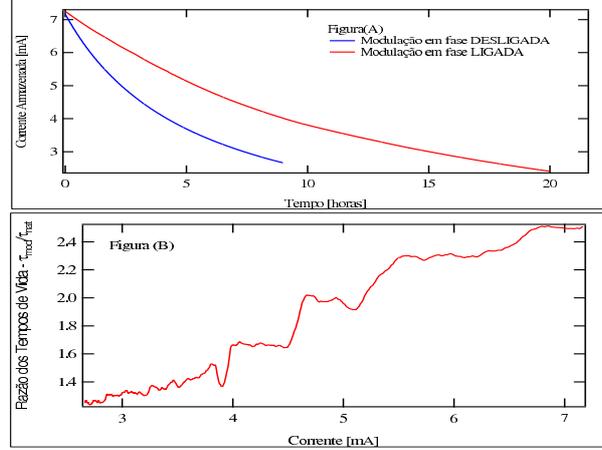


Figura 12.8: Decaimento da corrente de uma pacote único para os casos com e sem modulação em fase (tensão aceleradora de aproximadamente 580 kV). Para o caso com modulação em fase ligada temos que  $A_m = 35$  mrad e  $f_m = 53.7$  kHz.

Tabela 12.3: Resultados da simulação dos efeitos de uma cavidade de terceiro harmônico passiva no tempo de vida do feixe no LNLS para uma tensão de aceleração de 500 kV e impedância shunt da cavidade passiva de  $R_s = 3.1$  M $\Omega$

$Q$	$I_{tot}$ (mA)	Gap (%)	R	$\Delta\tau_{tot}^{a,b}$
45000	300	0	2.88	32%
	300	10	2.36	27%
	300	20	1.93	22%
	300	50	1.45	13%
21000	300	0	2.87	32%
	300	10	1.98	22%
	300	20	1.6	16%
	300	50	1.44	13%
	250	0	1.48	14%
	250	20	1.40	12%
	200	0	1.16	6%
	200	20	1.16	6%

<sup>a</sup> Aumento no tempo de vida baseado nas medidas e resultados descritos no Capítulo do 12 desta tese.

<sup>b</sup> As equações 12.3 e 12.4 foram utilizadas para o cálculo do tempo de vida em que R é um fator multiplicativo do tempo de vida Touschek.



## Capítulo 13

### Conclusão

A partir dos valores obtidos para os coeficientes de espalhamento inelástico ( $a_0$ ), elástico ( $b_0$ ) e Touschek ( $c_0$ ), foi possível estimar a contribuição de cada um desses componentes para o tempo de vida total do feixe. A Tabela 13.1 mostra uma comparação entre os valores medidos em 2003 e aqueles previstos pela teoria.

Tabela 13.1: Tempo de Vida em condições padrão a 1.37 GeV com 250 mA, com tensão aceleradora de 350 kV e acoplamento de 0.5% (todos os valores referem-se às condições da máquina antes da parada de 2003, quando uma segunda cavidade de RF foi instalada).

Tempo de Vida	Medida [h]	Teoria [h]
Elástico	$37 \pm 4$	40
Inelástico	$100 \pm 20$	84
Touschek	$36 \pm 6$	31
Total	$15 \pm 2$	14

Em condições de operação padrão (1.37 GeV e 250 mA) da fonte de luz do LNLS observamos que o espalhamento Touschek e o espalhamento no gás (contribuições de espalhamento elástico e inelástico) são equivalentes. Para aumentar o tempo de vida devido ao espalhamento no gás é necessário melhorar as condições de vácuo, ou no caso do espalhamento inelástico é possível aumentar aceitância em energia. Existem também várias maneiras de minimizar o efeito Touschek no tempo de vida, como: utilização de uma cavidade de terceiro harmônico, aumentar o tamanho vertical do feixe ou a aceitância em momento. A primeira solução é cara, não representa uma aumento substancial no tempo de vida total do feixe, sendo o aumento máximo de 32 % no modo multipacote, e apresenta outras dificuldades já discutidas anteriormente (Parte 2). A segunda leva a uma redução no brilho da luz entregue aos usuários e a terceira, possui um ponto de saturação, que para o caso do sistema de RF do anel do LNLS ocorre a uma tensão aceleradora de aproximadamente 750 kV (para 250 mA), e a operação das cavidades com alta potência é comprometida pois o sistema de controle de temperatura das cavidades está atualmente trabalhando em seu

limite inferior<sup>1</sup> e portanto não consegue fazer um controle fino da temperatura quando a potência nas cavidades é alta.

Um outro modo de se reduzir o efeito do espalhamento Touschek é utilizar modulação em fase dos campos de radiofrequência, que causa uma redistribuição da carga presente no pacote causando um alongamento efetivo do mesmo. Foi verificado que a modulação é capaz de aumentar o tempo de vida de uma pacote único por um fator 1.7, resultado que concorda muito bem com o valor calculado de aumento médio por um fator 2 do tempo de vida durante um turno completo, e de 30% no caso do modo multipacote. Experimentos e resultados do efeito da modulação sobre o pacote de elétrons estão descritos com maiores detalhes na primeira parte desta tese.

---

<sup>1</sup>Esta manobra foi necessária para manter alguns modos instáveis presentes na nova cavidade RF o mais afastados possíveis do ponto de operação atual da máquina.

## Conclusão Geral

Nesta tese apresentamos uma análise dos efeitos da manipulação da densidade eletrônica no espaço de fase longitudinal sobre a dinâmica do feixe de elétrons circulantes no anel de armazenamento do LNLS e para isso utilizamos duas técnicas de manipulação: a modulação em fase dos campos de RF e a utilização de cavidade harmônicas. Focalizamos nossa atenção principalmente nos efeitos destas técnicas sobre o tempo de vida e a estabilidade do feixe.

Estudamos teórica e experimentalmente a dinâmica longitudinal não linear do feixe de elétrons sob a ação da modulação em fase dos campos de radiofrequência próxima ao segundo harmônico da frequência síncrotron (Parte I). Constatamos que a modulação em fase é eficaz no amortecimento de instabilidades de modo de pacotes acoplados, em particular no amortecimento da instabilidade observada no anel de armazenamento do LNLS relacionada a um modo de ordem superior em uma das cavidades de RF, e que este amortecimento é devido à redistribuição de frequências incoerentes de oscilação no interior dos pacotes consequentemente aumentando o amortecimento através de um efeito chamado amortecimento de Landau. Observamos também que a modulação é capaz de reduzir a contribuição Touschek para a taxa de perda do feixe (Parte III), devido à diluição da densidade eletrônica, causando um aumento do tempo de vida total da ordem de 30% no modo multipacote e de um fator 1.7 no modo de pacote único. Estas modificações dependem fracamente da corrente armazenada, sendo possível manter o feixe estável e com tempo de vida alongado durante todo um turno de usuários, ou seja, cerca de 11 horas e para uma variação de corrente total de 100 mA.

Calculamos também os efeitos de uma cavidade de terceiro harmônico passiva sobre a dinâmica do feixe eletrônico (Parte II). Observamos que no caso das cavidades estarem sintonizadas na posição ótima, o aumento do tempo de vida Touschek é comparável com aquele obtido utilizando a modulação em fase, sendo da ordem de 32%. Entretanto o aumento da área estável disponível para o feixe é aproximadamente 16 vezes maior, garantindo assim o amortecimento de outros modos instáveis que podem ser excitados, além do modo de ordem superior presente da nova cavidade responsável por uma flutuação intermitente na órbita dos elétrons. Os mesmos mecanismos físicos associados ao aumento do tempo de vida e estabilização do feixe de elétrons devido à ação da modulação em fase são observados ao utilizarmos as cavidades harmônicas. Apesar disso, a cavidade harmônica não altera a dispersão em energia do feixe de elétrons, efeito que é observado quando a modulação em fase é ligada e que pode comprometer o funcionamento de dispositivos de inserção do tipo

ondulador, que podem vir a ser instalados no anel de armazenamento do LNLS.

Ao fazermos um comparativo entre os dois métodos estudados concluímos que a modulação em fase é uma método bastante eficaz, de baixo custo e de fácil implementação, contudo as cavidades harmônicas garantem maior estabilidade e não perturbam a distribuição de energia dos elétrons. Por estes motivos decidimos iniciar a construção de um protótipo de uma cavidade de terceiro harmônico para o LNLS para a realização de medidas de RF e para futura instalação em um dos trechos retos do anel.

Como perspectiva para estudos futuros existem ainda alguns pontos interessantes que merecem ser esclarecidos como: os mecanismos físicos que determinam a população relativa das ilhas formadas pela modulação em fase, se há difusão de elétrons entre elas e se é possível controlar o modo como os elétrons populam cada uma das ilhas. Estes fatores são importantes pois assim seria possível eliminar o parâmetro livre presente nas equações que descrevem a função transferência longitudinal, entretanto é necessário realizar medidas de BTF e obter as imagens do feixe com uma *streak camera* durante o mesmo experimento de modo a acessar estes valores, e assim refinar a teoria utilizada para descrever o efeito.

## Apêndice A

### Instabilidades coerentes

O movimento das partículas em um anel de armazenamento é determinado pelos campos guia (dipolos, quadrupolos, etc.) no caso transversal e pelo campo acelerador de radiofrequência (RF) no caso longitudinal; contudo existem outras fontes de campo que podem atuar sobre as partículas do feixe. Os próprios elétrons são capazes de gerar campos que, dependendo das condições de contorno das vizinhanças (câmara de vácuo, cavidade de RF e outros componentes), podem ressoar por um período suficiente para perturbar o movimento nas voltas seguintes. A estes campos dá-se o nome de auto-campos (*self fields*). Ao atuarem sobre os pacotes de elétrons estes campos podem causar mudanças na distribuição inicial, causar um deslocamento de sintonia (*tune shift*) ou excitar uma instabilidade no feixe. Por ser uma ação conjunta de muitas partículas estes efeitos são denominados fenômenos coletivos.

Um exemplo ilustrativo é o da passagem sucessiva de vários pacotes em uma cavidade de RF. Ao atravessar a cavidade, o pacote excita um campo oscilante em seu interior que irá decair exponencialmente no tempo (Figura A.1). Quando o pacote seguinte atravessar a cavidade, além do campo acelerador produzido pelo gerador de RF ele irá sentir o campo excitado pelo pacote 1 e uma fração de campo auto-excitado. Dependendo de como estes campos se somam ao longo do tempo a perturbação criada por eles no feixe de elétrons pode crescer acoplando o movimento dos pacotes e tornando o movimento instável.

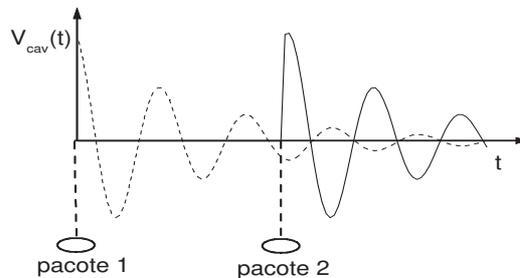


Figura A.1: *Passagem sucessiva de dois pacotes em uma cavidade de RF e campos excitados.*

## A.1 Instabilidades coerentes geradas por modos de ordem superior em cavidades de RF

Cavidades de radiofrequência são elementos fundamentais em anéis síncrotron pois são os responsáveis por repor a energia perdida pelos elétrons devido à emissão de fótons. Para que esta reposição seja feita, os campos aceleradores devem estar em sincronismo com a chegada das partículas na cavidade. Torna-se conveniente então construir dispositivos ressonantes cujo modo fundamental tenha uma frequência que é um múltiplo da frequência com que os pacotes de elétrons chegam à cavidade.

As cavidades de RF são dispositivos constituídos por paredes condutoras metálicas que delimitam uma região fechada e sem fontes na qual campos induzidos podem ressoar. Dada as condições de contorno de uma cavidade, e utilizando as equações de Maxwell, é possível encontrar um número infinito de soluções, com frequências discretas, para os campos estacionários que podem ser excitados. O modo fundamental determina a frequência aceleradora, para o qual a direção do vetor campo elétrico é coincidente com a do feixe. A cavidade é construída de modo a otimizar o modo fundamental sendo que as demais frequências determinam modos de ordem superior (*Higher Order Modes* - HOMs) cujos efeitos no feixe de elétrons aparecem como instabilidades que podem deteriorar a qualidade da luz emitida ou mesmo levar à perda do feixe.

Existem dois parâmetros que caracterizam estes dispositivos aceleradores, além da frequência ressonante, são eles:

- Resistência *Shunt*: definida como a razão entre o quadrado da tensão aceleradora vista pelo feixe sobre a potência dissipada nas paredes da cavidade e indica a eficiência com que a cavidade transfere energia para o feixe;
- Fator de Qualidade: definido com a razão da energia armazenada para a potência dissipada em um ciclo e está relacionado com a eficiência com que a cavidade armazena energia, i.e., com o tempo típico de amortecimento dos campos ressonantes.

Para cada modo possível existe um par de valores de impedância *shunt* e fator de qualidade correspondentes.

Os HOMs da cavidade de RF são osciladores de banda estreita e sua interação com o feixe pode ser descrita por um circuito **RLC** sendo que a impedância de acoplamento do mesmo com o feixe, em termos dos parâmetros característicos da cavidade, para um modo “n”, é dada por [49]:

$$Z(\omega) = \frac{R_{s,n}}{1 + jQ_n(\omega/\omega_{r,n} - \omega_{r,n}/\omega)} \quad (\text{A.1})$$

onde  $R_{s,n}$  é a impedância *shunt* do modo,  $Q_n$  o fator de qualidade e  $\omega_{r,n}$  a frequência de ressonância.

Quando o feixe de elétrons se acopla a um dado HOM da cavidade de RF, os pacotes começam a oscilar. Quando o movimento dos pacotes guarda uma relação fixa de fase

tem-se que um modo acoplado (CBM) "n" foi excitado e a amplitude de oscilação dos pacotes vai crescer no tempo inicialmente de forma exponencial e dependendo das condições e do tipo de instabilidade ela irá atingir uma amplitude de saturação ou levará à perda do feixe. As instabilidade de pacote acoplados são causadas pelo efeito de  $M^1$  pacote igualmente espaçados no anel de armazenamento, podendo ser longitudinais ou transversais. A diferença de fase entre cada pacote é

$$\Delta\theta = \frac{2\pi}{M}n, \quad n = 0, 1, \dots, M - 1 \quad (\text{A.2})$$

onde "n" indica o n-ésimo modo acoplado. A frequência dos modos de oscilação longitudinais (ao longo da trajetória do feixe) é dada por

$$f_{m,p,n} = (pM + n)f_{rev} + mf_s \quad (\text{A.3})$$

em que  $f_{rev}$  é a frequência de revolução dos pacotes,  $p$  um número inteiro variando entre  $-\infty < p < \infty$ ,  $f_s$  é a frequência síncrotron e  $m$  caracteriza o modo de oscilação do pacote. Para o caso dipolar, a forma do pacote não muda e  $m = 1$ , logo:

$$f_{1,p,n} = f_{p,n} = (pM + n)f_{RF} + f_s \quad (\text{A.4})$$

podemos reescrever a expressão acima da seguinte forma

$$f_{p,n} = \frac{(pM + n)}{h}f_{RF} + f_s = \frac{N}{h}f_{RF} + f_s \quad (\text{A.5})$$

onde  $N$  é um inteiro e  $h$  é o número harmônico.

Nos momentos iniciais da excitação de um CBM "n" é possível definir uma taxa de crescimento da instabilidade ( $Gr_n$ ) dada pela seguinte expressão [23]

$$Gr_n = \frac{1}{\tau_n} = \frac{\alpha I}{2\nu_s(E_0/e)} f_{p,n} Z(\omega_{p,n}) e^{-(\omega_{p,n}\sigma_t)^2} \quad (\text{A.6})$$

em que  $\tau_n$  é o tempo de crescimento da instabilidade,  $\alpha$  o fator de compactação de momento,  $I$  a corrente armazenada,  $\nu_s$  a sintonia síncrotron,  $E_0$  a energia da partículas,  $e$  a carga elementar,  $\sigma_t$  o comprimento temporal de cada pacote e  $f_{p,n}$  a frequência do modo excitado pelo feixe que, para o modo dipolar<sup>2</sup>

É possível saber de antemão se um modo acoplado será plenamente excitado pelo feixe circulante ao comparar o tempo de crescimento do modo ( $\tau_n$ ) e o tempo de amortecimento natural do feixe<sup>3</sup> ( $\tau_{feixe}$ ). Se o tempo necessário para amortecer uma certa oscilação do feixe for maior que o tempo que leva para esta instabilidade aparecer o feixe ficará instável.

<sup>1</sup>No caso do anel de armazenamento do LNLS M é no máximo 148.

<sup>2</sup>Existem vários tipos de modos coletivos que podem ser excitados no feixe de elétrons circulantes. O modo dipolar corresponde ao modo em que há a movimentação do centróide da nuvem eletrônica, o modo do tipo quadrupolar e os demais modos de ordem superior são de "respiração", em que o centróide de nuvem de carga não se movimenta mas há o aparecimento de uma oscilação da emitância longitudinal.

<sup>3</sup>Este tipo de amortecimento natural é resultado da emissão de fótons pelo elétrons e também devido a dispersão de frequências presente nos pacotes de elétrons, estas relações são discutidas com mais detalhes no Capítulo 3.



## Apêndice B

### Equação de Vlasov

Quando há a necessidade de estudar a evolução temporal de um feixe com cerca de  $10^{11}$  elétrons o tratamento hamiltoniano torna-se inviável, uma vez que seria necessário incluir no tratamento um conjunto com  $2d \times 10^{11}$  variáveis, em que  $d$  é a dimensão do sistema tratado. Neste caso, o interesse está voltado para a evolução temporal de um conjunto de partículas cujos modos de oscilação são frutos de fenômenos coletivos e portanto particularidades como o movimento microscópico de cada partícula não precisam ser considerados, sendo que estamos interessados no movimento do pacote como um todo.

A equação de Vlasov descreve o comportamento coletivo de um sistema de muitas partículas sob a ação de campos eletromagnéticos. Esta equação diz, que se seguimos o movimento de uma partícula no espaço de fase descrito pelas variáveis canônicas  $(q, p)$ , a densidade de partículas à sua volta é constante, ou seja, a densidade de partículas  $\Psi(q, p; t)$  se move como um fluido incompressível. Para derivar a equação de Vlasov vamos seguir um tratamento análogo ao encontrado em [27].

Para derivar a equação completa, tome as seguintes equações de movimento:

$$\dot{q} = f(q, p, t) \quad \text{e} \quad \dot{p} = g(q, p, t). \quad (\text{B.1})$$

Em um sistema conservativo e determinístico, dadas as condições iniciais  $(q_0, p_0)$  em  $t_0$  é possível traçar o movimento da partícula em qualquer instante do tempo. Desse modo se duas partículas tiverem as mesmas condições iniciais elas deverão seguir a mesma trajetória; segue então que se duas partículas apresentam condições iniciais diferentes suas trajetórias nunca devem se cruzar no mesmo instante de tempo. Portanto dado que as partículas encontram-se em uma certa região do espaço de fase temos que as partículas do interior da distribuição não podem passar pelas bordas uma vez que suas trajetórias não podem cruzar com aquelas trajetórias das partículas que encontram-se nos limites da região ocupada. Do mesmo modo não pode haver um fluxo de partículas externas para o interior da distribuição.

Assumindo que não há efeitos de amortecimento nem efeitos difusivos externos temos que

$$f = \frac{\partial H}{\partial p} \quad \text{e} \quad g = -\frac{\partial H}{\partial q} \quad (\text{B.2})$$

em que  $H$  é o Hamiltoniano do sistema, segue então que

$$\frac{\partial f}{\partial q} + \frac{\partial g}{\partial p} = 0 \quad (\text{B.3})$$

Considere uma pequena região no espaço de fase e suponha que a distribuição de partículas é dada por uma função  $\Psi(q, p, t)$ , desse modo o número de partículas dentro da região escolhida é

$$n = \Psi(q, p, t) \Delta q \Delta p \quad (\text{B.4})$$

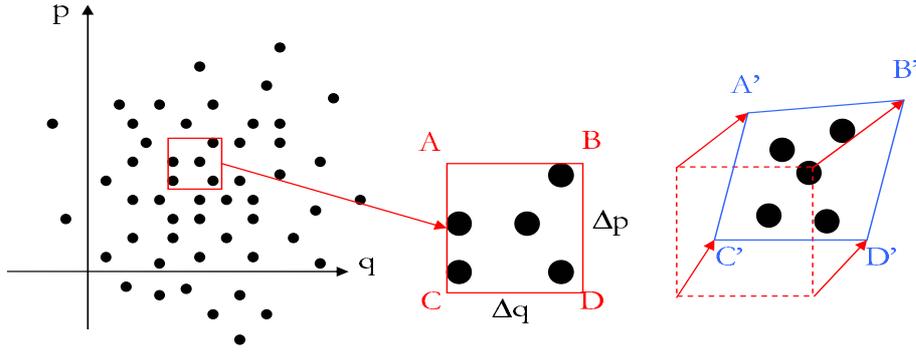


Figura B.1: Representação esquemática da distribuição de partículas no espaço de fase ao longo do tempo.

Após um intervalo de tempo  $dt$  a área ocupada pelo conjunto de partículas escolhidas mudou, mas como não há fluxo de partículas entrando ou saindo da região delimitada (Figura B.1) temos que

$$\Psi(q, p, t) \text{área}(ABCD) = \Psi(q + fdt, p + gdt, t + dt) \text{área}(A'B'C'D') \quad (\text{B.5})$$

no tempo  $dt$  a região  $ABCD$  foi deformada em um paralelogramo  $A'B'C'D'$  e para calcular a nova área é necessário encontrar as posições dos vértices do paralelogramo  $A'B'C'D'$  que podem ser escritos em termos das funções  $f$  e  $g$ . A nova área pode então ser escrita como

$$\text{área}(A'B'C'D') = |\overrightarrow{A'B'} \times \overrightarrow{A'D'}| \quad (\text{B.6})$$

$$= \Delta q \Delta p \left[ 1 + \left( \frac{\partial f}{\partial q} + \frac{\partial g}{\partial p} \right) dt \right] \quad (\text{B.7})$$

$$= \text{área}(ABCD) \quad (\text{B.8})$$

logo

$$\Psi(q, p, t) = \Psi(q + fdt, p + gdt, t + dt) \quad (\text{B.9})$$

$$= \Psi + \frac{\partial \Psi}{\partial q} fdt + \frac{\partial \Psi}{\partial p} gdt + \frac{\partial \Psi}{\partial t} dt \quad (\text{B.10})$$

e finalmente temos que

$$\frac{\partial \Psi}{\partial q} f + \frac{\partial \Psi}{\partial p} g + \frac{\partial \Psi}{\partial t} = 0 \quad \text{ou} \quad \frac{\partial \Psi}{\partial t} + [H, \Psi] = 0 \quad (\text{B.11})$$

em que "[,]" representa o parênteses de Poisson.

A equação acima só é válida para um pacote de elétrons circulante em um anel de armazenamento quando o tempo de crescimento de uma certa instabilidade é menor que qualquer efeito de amortecimento que esteja presente e estamos interessados apenas no comportamento da distribuição nos primeiros instantes de tempo. Quando efeitos devido à emissão de radiação não são desprezíveis, é necessário estender o tratamento dado pela equação de Vlasov para aquele feito pela equação de Fokker-Planck.

## B.1 Equação de Fokker-Planck

Ao tratarmos de uma anel de armazenamento de elétrons devemos considerar também os termos de difusão e amortecimento, para isto é necessário adicioná-los na equação de Vlasov, que passa a ser chamada de equação de Fokker-Planck, como segue [50]

$$\frac{d\Psi}{dt} = 2\gamma_d\Psi + \left(\gamma_d r + \frac{\kappa}{r}\right) \frac{\partial\Psi}{\partial r} + \kappa \frac{\partial^2\Psi}{\partial r^2} \quad (\text{B.12})$$

em que  $\gamma_d$  e  $\kappa$  são respectivamente os termos de amortecimento radiativo e difusão quântica (ou excitação quântica) e  $r$  e  $\theta$  são coordenadas cilíndricas no espaço de fase:  $q = r \cos \theta$  e  $p = r \sin \theta$ . No caso de B.12 estamos interessados em soluções estacionárias e o termo difusivo, que encontra-se do lado esquerdo da equação, irá causar uma mistura das fases  $\theta$  das partículas do feixe fazendo com que qualquer valor seja igualmente provável após um certo tempo. Desse modo as derivadas em  $\theta$  foram desconsideradas assim como foi feita uma média em relação os termos em  $\sin \theta$  e  $\cos \theta$ .

Para resolver o caso difusivo tomamos o seguinte ansatz

$$\Psi(r, t) = \sum_{n \geq 0} c_n G_n(r) e^{-\alpha_n t} \quad (\text{B.13})$$

e substituímos em B.12 encontrando

$$\frac{\partial^2 G_n}{\partial r^2} + \left(\frac{1}{r} + \frac{\gamma_d}{\kappa}\right) \frac{\partial G_n}{\partial r} + \frac{\gamma_d}{\kappa} \left(2 + \frac{\alpha_n}{\gamma_d}\right) G_n = 0 \quad (\text{B.14})$$

a solução da equação no caso estacionário é

$$\Psi(r) \propto e^{-r^2/2\sigma_r^2} = \frac{1}{2\pi\sigma_r^2} e^{-p^2/2\sigma_r^2} e^{-q^2/2\sigma_r^2} \quad (\text{B.15})$$

com  $\sigma_r = \sqrt{\kappa/\gamma_d}$ . Os valores das constantes para as condições normais de operação do anel de armazenamento do LNLS são:

$$\gamma_d = \frac{1}{\tau_{rad}} \approx 250 \text{ s}^{-1} \quad \text{e} \quad \kappa \approx 7.3 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1} \quad (\text{B.16})$$

em que  $1/\tau_{rad}$  é a taxa de amortecimento por emissão de radiação e  $\sigma_\epsilon$  é a dispersão natural de energia. Retornando para as varáveis  $(\delta, \phi)$  temos que

$$\Psi(\delta, \phi) = \frac{1}{2\pi\sigma_\epsilon\sigma_\phi} \exp\left(-\frac{1}{2\sigma_\epsilon^2}\delta^2 - \frac{1}{2\sigma_\phi^2}\phi^2\right) \quad (\text{B.17})$$

em que

$$\sigma_\epsilon = \sigma_r = \sqrt{\frac{\kappa}{\gamma_d}} \quad \text{e} \quad \sigma_\phi = \sqrt{\frac{A}{B}} \sigma_r = \sqrt{\frac{A\kappa}{B\gamma_d}} \quad (\text{B.18})$$

## Apêndice C

### Cálculo da frequência das ilhas no referencial do laboratório

No referencial girante, o movimento das partículas em uma das ilhas estáveis pode ser descrito pelas seguintes expressões

$$\phi' = r_0 \cos(\omega' t) + x_0 \quad \text{and} \quad \delta' = -r_0 \sin(\omega' t) \quad (\text{C.1})$$

em que  $r_0$  é a amplitude da oscilação em torno do ponto fixo,  $x_0$  a coordenada no ponto fixo no espaço de fase e  $\omega' = \sqrt{AB}$  a frequência das ilhas laterais ou central. Para passar do referencial em rotação (que gira no sentido horário com relação ao referencial estacionário) para o referencial estacionário é necessário transformar as equações anteriores utilizando a seguinte matriz de rotação

$$\mathcal{R}(\omega_m t/2) = \begin{bmatrix} \cos(\frac{\omega_m t}{2}) & \sin(\frac{\omega_m t}{2}) \\ -\sin(\frac{\omega_m t}{2}) & \cos(\frac{\omega_m t}{2}) \end{bmatrix} \quad (\text{C.2})$$

de modo que as coordenadas da partícula neste novo referencial são

$$\begin{pmatrix} \phi \\ \delta \end{pmatrix} = \mathcal{R}(\omega_m t/2) \begin{pmatrix} \phi' \\ \delta' \end{pmatrix}, \quad (\text{C.3})$$

ou escrevendo explicitamente

$$\phi = r_0 \cos \left[ \left( \omega' + \frac{\omega_m}{2} \right) t \right] + x_0 \cos \left( \frac{\omega_m t}{2} \right), \quad (\text{C.4})$$

$$\delta = r_0 \sin \left[ \left( \omega' + \frac{\omega_m}{2} \right) t \right] + x_0 \sin \left( \frac{\omega_m t}{2} \right). \quad (\text{C.5})$$

Para compreender como devemos tratar cada uma das ilhas é necessário antes saber o sentido de rotação das partículas que a compõe. Utilizando apenas a parte harmônica do Hamiltoniano 3.10 expandido em torno dos pontos fixos temos que

$$\frac{d\phi'}{dt} = A\delta' \quad \text{and} \quad \frac{d\delta'}{dt} = B\phi' \quad (\text{C.6})$$

e neste caso temos duas condições que satisfazem o conjunto de equações acima e o fato de que  $AB > 0$ , que são

- $A > 0$  e  $B > 0$ : partículas giram no sentido horário e
- $A < 0$  e  $B < 0$ : partículas giram no sentido anti-horário.

Calculando os coeficientes  $A$  e  $B$  para os parâmetros do anel de armazenamento do LNLS encontramos que as partículas da ilha central giram no sentido horário enquanto que as partículas das ilhas laterais giram no sentido anti-horário. A partir deste resultados podemos escrever a equação de movimento para cada conjunto de partículas a partir das equações (C.5)

$$\phi_i = r_0 \cos \left[ \left( \frac{\omega_m}{2} - \omega_i \right) t \right] + x_0 \cos \left( \frac{\omega_m t}{2} \right), \quad (\text{C.7})$$

$$\delta_i = r_0 \sin \left[ \left( \frac{\omega_m}{2} - \omega_i \right) t \right] + x_0 \sin \left( \frac{\omega_m t}{2} \right), \quad (\text{C.8})$$

e

$$\phi_c = r_0 \cos \left[ \left( \frac{\omega_m}{2} + \omega_c \right) t \right], \quad (\text{C.9})$$

$$\delta_c = r_0 \sin \left[ \left( \frac{\omega_m}{2} + \omega_c \right) t \right], \quad (\text{C.10})$$

para as ilhas laterais e central respectivamente. Das equações acima temos que, ao fazer uma medida no sistema de referência do laboratório, as partículas que compõem o pacote respondem a uma excitação externa com três frequências distintas: uma linha fina em  $\omega_m/2$ , relacionada a excitação externa dada pela modulação em fase e duas linhas mais largas em  $\omega_m/2 + \omega_c$  e  $\omega_m/2 - \omega_i$  que correspondem a frequência incoerente de revolução das partículas em torno dos pontos fixos estáveis.

## Apêndice D

### Princípio de funcionamento de uma *Streak Camera*

A *Streak Camera* é um equipamento utilizado para fazer medidas ultra-rápidas de pulsos luminosos com resolução temporal e também espacial. O modelo utilizado para realizar as medidas apresentadas nesta tese foi o C5680 cujo fabricante é a Hammamatsu.

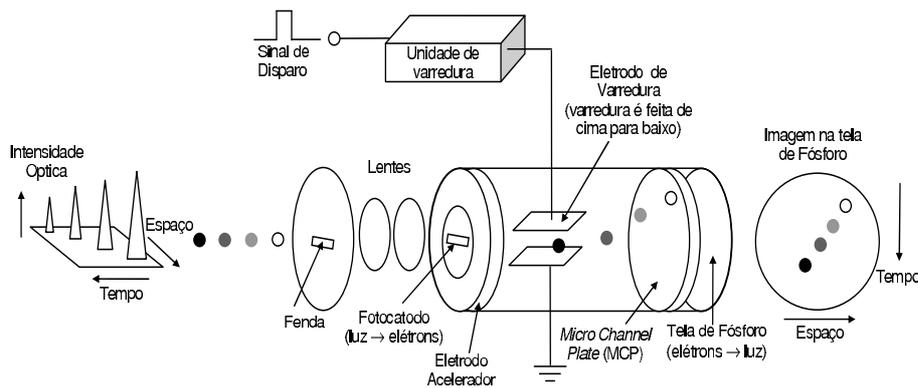


Figura D.1: *Esquema de funcionamento de uma streak camera.*

Um desenho esquemático da câmera encontra-se na Figura D.1. O pulso de luz emitido pelos elétrons circulantes no anel de armazenamento do LNL5 é projetado através da fenda e focalizado, com a ajuda de lentes, em um fotocátodo. Na Figura D.1 quatro pulsos de luz com intensidades diferentes e com pequenos atrasos, um em relação ao outro, são capturados pela fenda e conduzidos ao fotocátodo.

No fotocátodo os fótons são convertidos em elétrons cuja quantidade é proporcional à intensidade da luz incidente. Os quatro pulsos são convertidos em seqüência em elétrons que em seguida são acelerados.

Os quatro grupos de elétrons, criados a partir dos pulsos luminosos, atravessam então um conjunto de placas que são polarizadas com um sinal de alta tensão que varia rapidamente no tempo. Os elétrons são então defletidos em tempos diferentes e com ângulos diferentes com relação à direção perpendicular e conduzidos para uma placa multicanal (*multichannel plate* - MCP).

Ao atravessar o MCP os elétrons são multiplicados e bombardeados em uma tela de fósforo, que os convertem novamente em luz. A imagem fluorescente do primeiro pacote de elétrons aparece no canto superior direito da tela, seguida pelas demais que estão separadas espacialmente. Na tela de fósforo o eixo vertical corresponde ao eixo temporal e o horizontal ao eixo espacial da estrutura de pulsos reais<sup>1</sup>. O imagem fluorescente é capturada por uma câmera CCD e via comunicação GPIB é transferida para um computador que monitora o aparato de medida.

---

<sup>1</sup>Este eixo, dependendo do modo de operação da câmera, pode corresponder a um outro eixo temporal. Sendo assim é possível observar vários pulsos de luz consecutivos.

# Apêndice E

## Tempo de Vida

Neste Apêndice apresentamos em detalhe a a derivação das expressões do tempo de vida por espalhamento no gás e Touschek utilizadas no Capítulo 11.

### E.1 Interações do feixe com partículas do gás residual

O efeito de interação dos elétrons do feixe com os átomos do gás residual presentes dentro da câmara de vácuo pode ser dividido em dois tipos principais:

1. espalhamento elástico e
2. espalhamento inelástico.

o último compreende o chamado de efeito *Bremsstrahlung* e efeitos de ionização do gás.

#### E.1.1 Espalhamento elástico

Neste caso o elétron é espalhado transversalmente por um núcleo, o que é equivalente a receber um *kick* cujo ângulo é o mesmo que o ângulo de espalhamento, com isso é excitada uma oscilação betatron e se a amplitude de oscilação deste elétron for maior que a abertura física ou dinâmica da máquina, o elétron é perdido.

Para encontrarmos a seção de choque associada a este fenômeno, podemos partir da seção de choque diferencial clássica de Rutherford (ver Figura E.1), que é dada por [51]

$$\frac{d\sigma_C}{d\Omega} = \left( \frac{Ze^2}{2m_0c^2\gamma} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \theta/2} \quad (\text{E.1})$$

em que

- $Z$ : número atômico do núcleo;
- $e$ : carga elementar do elétron;
- $m_0$ : massa de repouso do elétron;

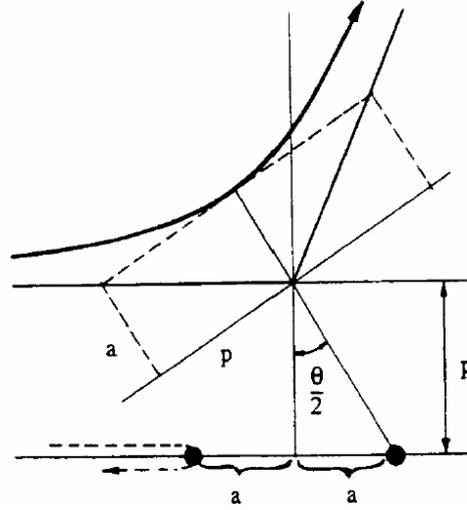


Figura E.1: Esquema de um espalhamento elástico de uma partícula por um núcleo pesado. Na figura  $\theta$  é o ângulo de espalhamento,  $p$  o momento da partícula incidente e  $a$  a distância de aproximação no caso de um colisão frontal.

- $\gamma$ : fator de Lorentz e
- $\theta$ : ângulo de espalhamento

Fazendo a aproximação para pequenos ângulos e considerando efeitos de blindagem devido aos elétrons do átomo, teremos que a equação (E.1) poderá ser reescrita como [52]:

$$\frac{d\sigma_C}{d\Omega} = \left( \frac{Ze^2}{2m_0c^2\gamma} \right)^2 \frac{1}{(\theta^2 + \theta_1^2)^2} \quad (\text{E.2})$$

Sabendo que  $d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi$ , considerando simetria cilíndrica temos  $d\Omega = 2\pi \sin\theta d\theta$ , e fazendo a integração da expressão acima entre  $\theta_0$  (mínimo ângulo para que ocorra a perda do elétron) e  $\theta_{max}$  (que não será necessário especificar uma vez que o efeito dominante ocorre para pequenos ângulos) encontramos que

$$\sigma_C = \frac{2\pi Z^2 r_0^2}{\gamma^2} \left( \frac{1}{\theta_0^2 + \theta_1^2} - \frac{1}{\theta_{max}^2 + \theta_1^2} \right) \quad \text{com} \quad \theta_1 = \frac{Z^{1/3}}{192\gamma} \quad (\text{E.3})$$

em que  $r_0$  é o raio clássico do elétron.

Como para uma fonte de luz síncrotron como o LNLS temos tipicamente que  $Z=7$ <sup>1</sup> e  $\gamma \sim 2860$  então podemos fazer  $\theta_1 \ll \theta_0$ . Considerando que  $\theta_0 \ll \theta_{max}$  temos que a seção de choque será dada por

$$\sigma_C = \frac{2\pi Z^2 r_0^2}{\gamma^2} \frac{1}{\theta_0^2} \quad (\text{E.4})$$

<sup>1</sup>Os principais gases presentes na câmara de vácuo do anel são Hidrogênio e Monóxido de Carbono, contudo ao fazer estimativas acerca de fenômenos relacionados ao gás residual é comum utilizar o Nitrogênio. Isto leva, em geral, a estimativas pessimistas para o tempo de vida.

A máxima amplitude de oscilação bétatron causada por uma deflexão de um ângulo  $\theta_0$  na posição  $s$  é

$$A(s) = \sqrt{\beta(s)}\beta\theta_0 \quad (\text{E.5})$$

e fazendo a média em todo o anel teremos que

$$\sigma_C = \frac{2\pi Z^2 r_0^2 \langle \beta \rangle \beta_A}{\gamma^2 A^2} \quad (\text{E.6})$$

em que  $A^2/\beta_A$  representa o ponto de menor aceitância física (ou dinâmica) presente na máquina.

É importante notar que, ao fazermos as aproximações acima para a expressão da seção de choque de Rutherford, consideramos que a câmara de vácuo é cilíndrica e de raio constante em toda sua extensão e que as funções bétatron nos planos horizontal e vertical são iguais, ou seja,  $\beta_x = \beta_y$ . Contudo, devido à presença dos dipolos, *kickers* e dispositivos de inserção existem variações grandes no perfil transversal da câmara, por exemplo, dentro dos dipolos ela é retangular enquanto que nas seções retas é usualmente cilíndrica e em um dispositivo de inserção ela pode ser elíptica (casos das câmaras do *wiggler* e do ondulador já instaladas no anel do LCLS). No caso de haver variações da seção reta da câmara, a expressão encontrada para  $\sigma_C$  é apenas uma aproximação sendo necessário fazer uma estimativa do erro cometido ao utilizá-la (ver seção E.1.4).

### E.1.2 Espalhamento inelástico

O processo de espalhamento inelástico envolve dois efeitos: espalhamento pelo núcleo ou pelos elétrons do gás com emissão de um fóton deixando o átomo em um estado não excitado e espalhamento inelástico nos elétrons do centro espalhador levando a uma transferência direta de energia e deixando o átomo em um estado excitado. Elétrons que sofrem uma perda de energia  $\Delta E$  durante o processo de espalhamento podem ser perdidos devido ao limite de abertura transversal (dinâmico ou físico) ou por estarem fora do limite de aceitância em energia do acelerador. Diferentemente do caso de espalhamento elástico, uma oscilação bétatron será excitada somente se o processo ocorrer em uma região com dispersão não nula e adicionalmente, como há perda de energia, o elétron também iniciará uma oscilação síncrotron.

Vamos tratar apenas os casos radiativos citados, também chamados *Bremsstrahlung*, uma vez que, para partículas relativísticas, os processos de ionização do gás residual possuem seções de choque muito menores que aqueles em que há emissão de radiação. As seções de choque para os processos descritos como função da energia do fóton emitido são [53]:

- Espalhamento inelástico nos núcleos com número atômico  $Z$ :

$$\frac{d\sigma_B^n}{dk} = \frac{Z^2 \alpha r_0^2}{k} \left\{ \left( \frac{4}{3} - \frac{4}{3} \frac{k}{E_0} + \frac{k^2}{E_0^2} \right) \left[ \phi_1(\gamma) - \frac{4}{3} \ln Z - 4f(z) \right] + \frac{2}{3} [\phi_1(\gamma) - \phi_2(\gamma)] \left( 1 - \frac{k}{E_0} \right) \right\} \quad (\text{E.7})$$

- Espalhamento inelástico nos  $Z$  elétrons que compõe o átomo:

$$\frac{d\sigma_B^{el}}{dk} = \frac{Z\alpha r_0^2}{k} \left\{ \left( \frac{4}{3} - \frac{4}{3} \frac{k}{E_0} + \frac{k^2}{E_0^2} \right) \left[ \psi_1(\epsilon) - \frac{8}{3} \ln Z \right] + \frac{2}{3} [\psi_1(\epsilon) - \psi_2(\epsilon)] \left( 1 - \frac{k}{E_0} \right) \right\} \quad (\text{E.8})$$

em que  $k = E_0 - E$  é a energia do fóton emitido,  $E_0$  a energia nominal da máquina e  $E$  a energia final. A função  $f(z)$  é uma correção Coulombiana dada por

$$f(z) \approx 1.202z - 1.0369z^2 + 1.008 \frac{z^3}{z+1} \quad \text{com} \quad z = (\alpha Z)^2 \approx \frac{Z^2}{18769} \quad (\text{E.9})$$

e as funções  $\phi$  e  $\psi$  descrevem efeitos de blindagem e estão ligadas ao fator de forma atômico. Os parâmetros adimensionais  $\gamma$  e  $\epsilon$  são definidos como

$$\gamma = \frac{100km_0c^2}{E_0EZ^{1/3}} \quad \text{e} \quad \epsilon = \frac{100km_0c^2}{E_0EZ^{2/3}} \quad (\text{E.10})$$

A seção de choque diferencial total é dada pela soma das seções de choque para elétrons e núcleos, ou seja

$$\frac{d\sigma_B}{dk} = \frac{d\sigma_B^n}{dk} + \frac{d\sigma_B^{el}}{dk} \quad (\text{E.11})$$

Quando a energia das partículas é alta ( $E_0 \gg m_0c^2$ ) e a perda de energia é relativamente pequena ( $k/E_0 \ll 1$ ), os efeitos de blindagem são suficientemente fortes de maneira que podemos tomar o limite de *blindagem total*, ou seja,  $\gamma \approx 0$  e  $\epsilon \approx 0$ . Assim podemos fazer

$$\begin{aligned} \phi_1(0) &= 20.836 & \text{e} & \quad \phi_2(0) - \phi_1(0) = \frac{2}{3} \\ \psi_1(0) &= 28.340 & \text{e} & \quad \psi_2(0) - \psi_1(0) = \frac{2}{3} \end{aligned}$$

Definindo as seguintes quantidades

$$\begin{aligned} L_{rad} &\equiv \frac{1}{4} \phi_1(0) - \frac{1}{3} \ln Z \\ L'_{rad} &\equiv \frac{1}{4} \psi_1(0) - \frac{1}{3} \ln Z \end{aligned}$$

podemos escrever a seção de choque diferencial total na seguinte forma

$$\frac{d\sigma_B}{dk} = 4 \frac{\alpha r_0^2}{k} \left\{ \frac{4}{3} \left( 1 - \frac{k}{E_0} + \frac{k^2}{E_0^2} \right) [Z^2(L_{rad} - f) + ZL'_{rad}] + \frac{1}{9} (Z^2 + Z) \left( 1 - \frac{k}{E_0} \right) \right\} \quad (\text{E.12})$$

A seção de choque total é obtida integrando a expressão anterior desde  $\epsilon_{RF}$ , que é a menor perda de energia que causa a perda do elétron, até  $T_0$  que é a energia cinética da partícula. Desse modo temos que

$$\begin{aligned} \sigma_B &= \int_{\epsilon_{RF}}^{T_0} \frac{d\sigma_B}{dk} dk \\ &= 4 \left[ \frac{A}{3N_A X_{rad}} + \frac{\alpha r_0^2}{9} (Z^2 + Z) \right] \left( \ln \frac{T_0}{\epsilon_{RF}} - \frac{T_0 - \epsilon_{RF}}{E_0} \right) \quad (\text{E.13}) \end{aligned}$$

em que desprezamos termos de segunda ordem, uma vez que estamos interessados apenas em pequenas perdas de energia, e definimos o comprimento de radiação  $X_{rad}$  por

$$\frac{1}{X_{rad}} \equiv \frac{4N_A \alpha r_0^2}{A} [Z^2(L_{rad} - f) + ZL'_{rad}] \quad (\text{E.14})$$

Para se chegar à expressão mais utilizada para a seção de choque para perda de elétrons por espalhamento inelástico no gás basta notar que na expressão (E.13) o termo que depende de  $(Z^2 + Z)$  é um fator 50 menor que o primeiro<sup>2</sup>, que  $T_0 \approx E_0$  e que  $\varepsilon_{RF} \ll E_0$  de modo que podemos simplificar a expressão acima para

$$\sigma_B = \frac{4A}{3N_A X_{rad}} \left( \ln \frac{E_0}{\varepsilon_{RF}} - 1 \right) \quad (\text{E.15})$$

### E.1.3 Tempo de vida por espalhamento no gás

Para calcular o tempo de vida devido apenas a efeitos de espalhamento no gás residual devemos encontrar a seção de choque total para perda de elétrons ( $\sigma_{gas}$ ) nestes eventos. Considerando os efeitos de espalhamento elástico e inelástico independentes temos que

$$\sigma_{gas} = \sigma_C + \sigma_B \quad (\text{E.16})$$

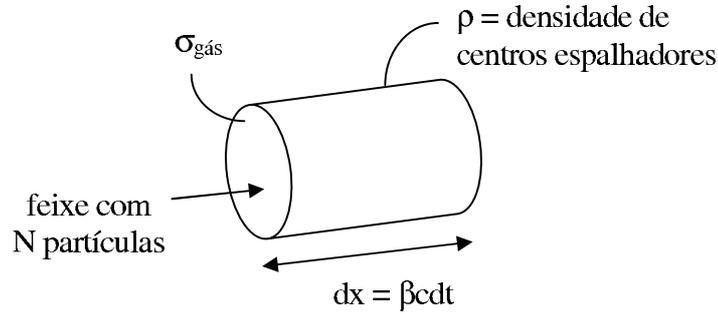


Figura E.2: Desenho esquemático para o cálculo do número de partículas perdidas quando um feixe ( $N$  partículas) atravessa um material com densidade de centros espalhadores  $\rho$  e seção de choque  $\sigma$  a uma velocidade  $v \approx c$ .

Neste caso o número de partículas que são perdidas por unidade de tempo é proporcional à seção de choque total, à densidade de centros espalhadores e ao fluxo de partículas incidentes, assim

$$dN = -N\rho\sigma_{gas}dx \approx -N\rho\sigma_{gas}cdt \quad (\text{E.17})$$

como esquematizado na Figura E.2. Se considerarmos que o gás presente é muito rarefeito de modo que podemos tratá-lo como ideal teremos que para uma dada espécie  $i$  a densidade será

$$\rho_i = \frac{p_i}{k_B T} \quad (\text{E.18})$$

<sup>2</sup>Considerando que o gás residual é composto apenas por Nitrogênio, cuja massa atômica é  $A = 14.0067$ g,  $Z = 7$  e  $X_{rad} = 37.9879$  g/cm<sup>2</sup>.

em que  $p_i$  é a pressão parcial da espécie  $i$ ,  $k_B$  a constante de Boltzmann e  $T$  a temperatura em Kelvin. A principal fonte de gás vem da dessorção de moléculas das paredes da câmara de vácuo causada pela radiação síncrotron emitida pelos elétrons, portanto a densidade do gás depende do número de partículas circulantes na máquina ou seja

$$\rho = \rho_0 + GN \quad (\text{E.19})$$

em que  $G$  é o coeficiente de dessorção e  $GN$  é o aumento de pressão dinâmica, enquanto  $\rho_0$  é a pressão de base. Voltando à equação (E.17) temos que

$$\frac{dN}{dt} = -\sigma_{gas}c(\rho_0 + GN)N \Rightarrow N(t) = \frac{N_0\rho_0}{\rho_0 + GN_0(1 - e^{-c\sigma_{gas}\rho_0 t})} e^{-c\sigma_{gas}\rho_0 t} \quad (\text{E.20})$$

e o tempo de vida será

$$\begin{aligned} \frac{1}{\tau_{gas}} &= -\frac{1}{N} \frac{dN}{dt} \\ &= c\sigma_{gas}\rho_0 \left[ 1 + \frac{G}{\rho_0} N(t) \right] \end{aligned} \quad (\text{E.21})$$

No caso do gás residual ser composto por diferentes espécies de gases podemos escrever

$$\frac{1}{\tau_{gas}} = c \sum_{ij} \sigma_j \alpha_{ij} \rho_{0i} \left[ 1 + \frac{G}{\rho_{0i}} N(t) \right] \quad (\text{E.22})$$

em que  $\alpha_{ij}$  é o número de átomos do tipo  $j$  presentes na molécula  $i$ .

Assim temos que a taxa de decaimento da corrente (isto é, o inverso do tempo de vida) por espalhamento no gás cresce com o aumento da corrente, da pressão dinâmica e da pressão de base ( $\rho_{0i}$ ). O tempo de vida total é dado por

$$\frac{1}{\tau_{gas}} = \frac{1}{\tau_C} + \frac{1}{\tau_B} \quad (\text{E.23})$$

onde temos

$$\frac{1}{\tau_C} = \sum_{ij} c\alpha_{ij}\rho_{0i} \left[ 1 + \frac{GN(t)}{\rho_{0i}} \right] \frac{2\pi Z_j^2 r_0^2 \langle \beta \rangle \beta_A}{\gamma^2 A^2} \quad (\text{E.24})$$

$$\frac{1}{\tau_B} = \sum_{ij} c\alpha_{ij}\rho_{0i} \left[ 1 + \frac{GN(t)}{\rho_{0i}} \right] \frac{4A}{3N_A X_{rad}} \left( \ln \frac{E_0}{\varepsilon_{RF}} - 1 \right) \quad (\text{E.25})$$

#### E.1.4 Influência da geometria da câmara de vácuo no tempo de vida por espalhamento elástico

Como foi ressaltado na seção (E.1.1) a equação utilizada para o cálculo do tempo de vida por espalhamento elástico pressupõe que a câmara de vácuo seja cilíndrica, de raio constante em toda sua extensão e que as funções betatron horizontal e vertical sejam iguais e constantes. O fato desta suposição não ser verdadeira leva a um erro na estimativa do tempo de vida

quando calculado utilizando a expressão (E.24). Para estimar a influência da geometria da câmara no cálculo no tempo de vida [54] vamos definir um fator de forma tal que este seja a razão entre o tempo de vida calculado para uma câmara de geometrias variadas ( $\tau_v$ ) e o tempo de vida calculado segundo a equação (E.24), portanto

$$F = \frac{\tau_v}{\tau_C} \quad (\text{E.26})$$

Inicialmente vamos calcular uma expressão para a seção de choque  $\sigma_v$ , associada à  $\tau_v$ . Partindo da expressão para a seção de choque diferencial de Rutherford, equação (E.1), utilizando a aproximação para pequenos ângulos e desprezando o efeito de blindagem dos elétrons do núcleo espalhador, encontramos que esta pode ser escrita como

$$\begin{aligned} d\sigma_v(\theta, \varphi) &= \left( \frac{Ze^2}{m_0c^2\gamma} \right)^2 \frac{2d\Omega}{\theta^4} \\ &= \left( \frac{Ze^2}{m_0c^2\gamma} \right)^2 \frac{2\sin\theta d\theta d\varphi}{\theta^4} \\ &\approx \left( \frac{Ze^2}{m_0c^2\gamma} \right)^2 \frac{2d\theta d\varphi}{\theta^3} \end{aligned} \quad (\text{E.27})$$

utilizando que  $\theta_{max} \gg \theta_0$ , é possível fazer a integração em  $d\theta$  tal que

$$d\sigma_v(\varphi) = \int_{\theta_0}^{\theta_{max}} d\sigma(\theta, \varphi) = \frac{Z^2 r_0^2}{\gamma^2} \frac{1}{\theta_0^2} d\varphi \quad (\text{E.28})$$

e na qual o ângulo  $\theta_0$  corresponde ao menor ângulo necessário para que, ocorrendo um espalhamento no ponto  $s_0$ , a partícula seja perdida no ponto  $s_1$ .

Entretanto a integral em  $\varphi$  depende da geometria da câmara de vácuo, que não é constante em todos os pontos do anel, e portanto nosso problema é encontrar uma estimativa para

$$\int_0^{2\pi} \frac{d\varphi}{\theta_0(\varphi, s_0, s_1)^2} \quad (\text{E.29})$$

Uma vez que nem o feixe eletrônico nem a câmara são simétricos em relação à coordenada azimutal  $\varphi$  teremos que

$$\int_0^{2\pi} \frac{d\varphi}{\theta_0(\varphi, s_0, s_1)^2} = f(a, b, s_0, s_1) \quad (\text{E.30})$$

ou seja, a integral será uma função dos parâmetros geométricos  $a$  e  $b$  da câmara no ponto  $s_1$  assim como função da distribuição dos campos guias da máquina ( $\beta_x(s)$  e  $\beta_y(s)$ ) nos pontos  $s_0$  e  $s_1$ .

Depois de espalhado no ponto  $s_0$  pelo núcleo o elétron inicia uma oscilação betatron em torno da órbita de referência. Porém esta oscilação não fica restrita ao plano de espalhamento, definido pela direção incidente e pelo ângulo de espalhamento  $\theta$ , pois as sintonias transversais  $Q_x = 5.12$  e  $Q_y = 2.27$  não possuem razão inteira. Assim a figura traçada pela trajetória dos elétrons será uma figura de Lissajous que eventualmente, depois de várias voltas no anel, irá cobrir toda a área definida pelos limites impostos pelas condições iniciais

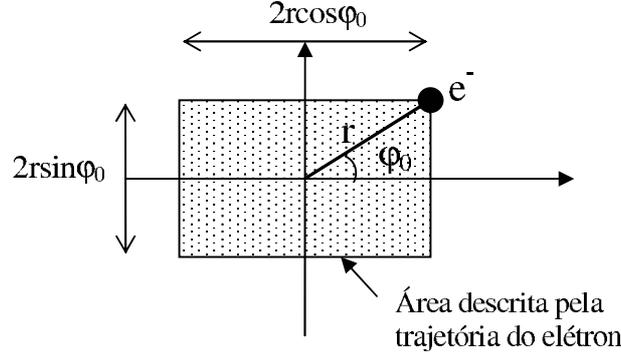


Figura E.3: Desenho esquemático da área transversal preenchida pela trajetória de um elétron espalhado elasticamente por um núcleo do gás residual. .

de espalhamento (ver Figura E.3). Como consequência deste movimento o elétron pode ser espalhado em um ângulo  $\varphi_{ini}$  mas se perder com um outro ângulo  $\varphi_{fim}$ .

A idéia então é tomar a área descrita pela trajetória em cada azimute  $s_1$  da partícula, sendo que esta determina a região do plano  $x - y$  percorrida pela partícula, e considerar que quando a borda deste retângulo toca a câmara de vácuo a partícula é perdida. Supondo que uma partícula viajando no centro da câmara de vácuo, ou seja  $(x, x', y, y') = (0, 0, 0, 0)$ <sup>3</sup>, foi espalhada inicialmente com ângulos  $(\theta_0, \varphi_0)$  teremos que a área em que as oscilações excitadas estão confinadas é definida segundo esquematizado na Figura E.3. Dependendo da geometria da câmara ao seu redor esta partícula irá oscilar até se perder ou permanecerá no feixe. Vamos analisar agora alguns casos particulares de geometria da câmara:

- **Câmara Cilíndrica:** Neste caso a partícula será perdida no ponto  $s_1$  se uma das bordas da área permitida for maior ou igual ao raio  $\rho$  da câmara de vácuo (Figura E.4), ou seja:

$$\rho^2 = x^2 + y^2 = (a_x^2 \cos^2 \varphi_0 + a_y^2 \sin^2 \varphi_0) \sin^2 \theta_0 \quad (\text{E.31})$$

mas, como o elétron antes de ser espalhado estava no centro da câmara de vácuo, temos

$$a_x = x_{max} = \sqrt{\beta_{x0}\beta_{x1}} \quad \text{e} \quad a_y = y_{max} = \sqrt{\beta_{y0}\beta_{y1}} \quad (\text{E.32})$$

em que as posições 0 e 1 indicam os pontos onde houve o espalhamento e onde o elétron é perdido, respectivamente. Desse modo, se utilizarmos a aproximação para pequenos ângulos de espalhamento, teremos

$$\rho^2 \approx \theta_0^2 (\beta_{x0}\beta_{x1} \cos^2 \varphi_0 + \beta_{y0}\beta_{y1} \sin^2 \varphi_0) \quad (\text{E.33})$$

ou seja

$$\frac{1}{\theta_0(\varphi_0, \rho, s_0, s_1)^2} \approx \frac{1}{\rho^2} (\beta_{x0}\beta_{x1} \cos^2 \varphi_0 + \beta_{y0}\beta_{y1} \sin^2 \varphi_0) \quad (\text{E.34})$$

<sup>3</sup>Esta aproximação é válida uma vez que as dimensões transversais do feixe são muito menores que as da câmara de vácuo.

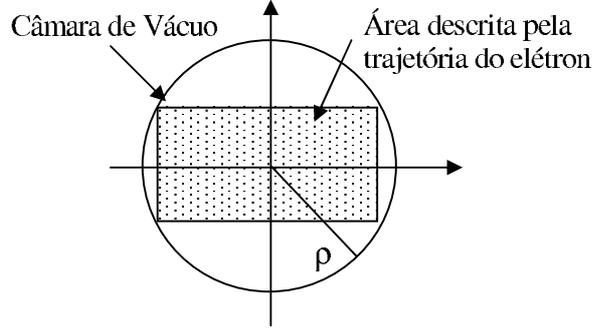


Figura E.4: Oscilação máxima do feixe para o caso de uma câmara de seção reta cilíndrica.

e portanto encontramos uma expressão para o mínimo ângulo de espalhamento necessário para que a partícula seja perdida em termos de  $\varphi_0$  e das coordenadas  $s_0$  e  $s_1$ .

- **Câmara Retângular:** Para uma câmara retangular de altura  $2a$  e largura  $2b$  (ver Figura E.5) é possível separar o problema em três casos. Definindo as quantidades

$$\tan \varphi_c = \frac{a}{b} \quad \text{e} \quad \tan \varphi_f = \sqrt{\frac{\beta_{y0}\beta_{y1}}{\beta_{x0}\beta_{x1}}} \tan \varphi_0 \quad (\text{E.35})$$

1.  $\varphi_c < \varphi_f$  implica um limite vertical e perdemos a partícula com  $a = r \sin \varphi_0$ ;
2.  $\varphi_c = \varphi_f$  e a partícula vai se perder quando a área descrita por seu movimento for exatamente do mesmo tamanho da seção reta da câmara, ou seja  $a = r \sin \varphi_0$  e  $b = r \cos \varphi_0$ ;
3.  $\varphi_c > \varphi_f$  implica um limite horizontal e perdemos a partícula com  $b = r \cos \varphi_0$ ;

Seguindo o mesmo raciocínio do caso anterior chegamos a seguinte expressão para o ângulo de espalhamento mínimo em que há a perda da partícula:

$$\frac{1}{\theta_0(\varphi_0, a, b, s_0, s_1)^2} = \left[ \frac{\beta_{x0}\beta_{x1} \cos^2 \varphi_0}{b^2} \xi(\varphi_c \geq \varphi_f) + \frac{\beta_{y0}\beta_{y1} \sin^2 \varphi_0}{a^2} \xi(\varphi_c \leq \varphi_f) \right] \quad (\text{E.36})$$

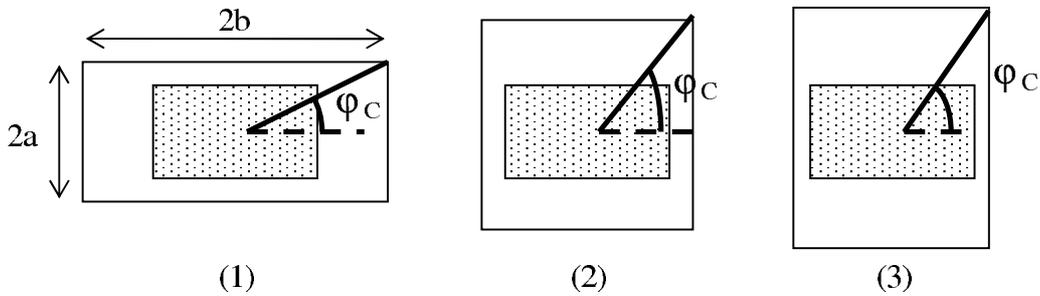


Figura E.5: Oscilação máxima do feixe para o caso de uma câmara de seção transversal retangular.

em que

$$\xi(x \geq y) = \begin{cases} 1 & x > y \\ 1/2 & x = y \\ 0 & x < y \end{cases} \quad (\text{E.37})$$

- **Câmara Elíptica:** Este é o caso mais geral, englobando também o caso de câmara cilíndrica. Tomando uma elipse de semi-eixos  $a$  e  $b$  como esquematizado na Figura E.6 e seguindo exatamente os mesmos passos dos exemplos anteriores teremos que os elétrons se perdem no ponto  $s_1$  quando:

$$\frac{x^2}{b^2} + \frac{y^2}{a^2} = 1 \quad (\text{E.38})$$

de modo que, substituindo os valores máximos para as posições  $x$  e  $y$ , encontraremos

$$\frac{1}{\theta_0(\varphi_0, a, b, s_0, s_1)^2} = \frac{\beta_{x0}\beta_{x1} \cos^2 \varphi_0}{b^2} + \frac{\beta_{y0}\beta_{y1} \sin^2 \varphi_0}{a^2} \quad (\text{E.39})$$

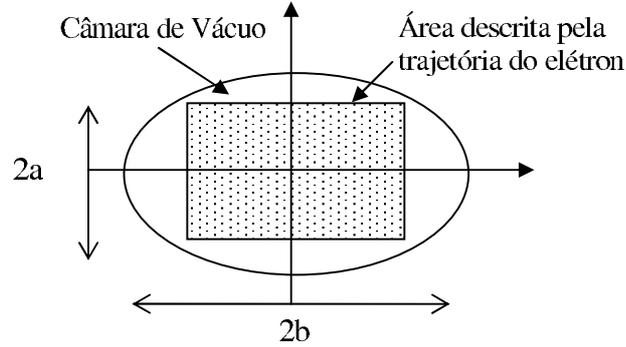


Figura E.6: Oscilação máxima do feixe para o caso de uma câmara de seção reta elíptica.

Com as expressões para o ângulo de espalhamento máximo admissível é possível encontrar o fator de forma relativo a uma câmara de vácuo arbitrária desde que se conheça o valor das funções betatron em todos os pontos do anel. Como a probabilidade de espalhamento é diretamente proporcional à pressão vamos utilizá-la como peso ao fazer as médias dos tempo de vida  $\tau_v$  e  $\tau_C$ . Assim o fator de forma completo pode ser escrito como:

$$F = 2\pi \frac{\text{Max} \left[ \frac{\langle \beta_x \rangle_P \beta_{ax}}{a_x^2}, \frac{\langle \beta_y \rangle_P \beta_{ay}}{a_y^2} \right]}{\frac{1}{L\langle P \rangle} \int ds P(s) \int_0^{2\pi} \frac{d\varphi}{\theta_0^2(\varphi, s_0, s_1)}} \quad (\text{E.40})$$

em que  $L$  é o comprimento do anel,  $P(s)$  é a distribuição de pressão ao longo da máquina,  $\langle P \rangle$  a pressão média,  $a$  a abertura no ponto em que  $a^2/\beta$  é mínimo,  $\beta_a$  a função betatron na posição da abertura, a função  $\text{Max}[i, j]$  indica que tomamos o máximo entre os valores

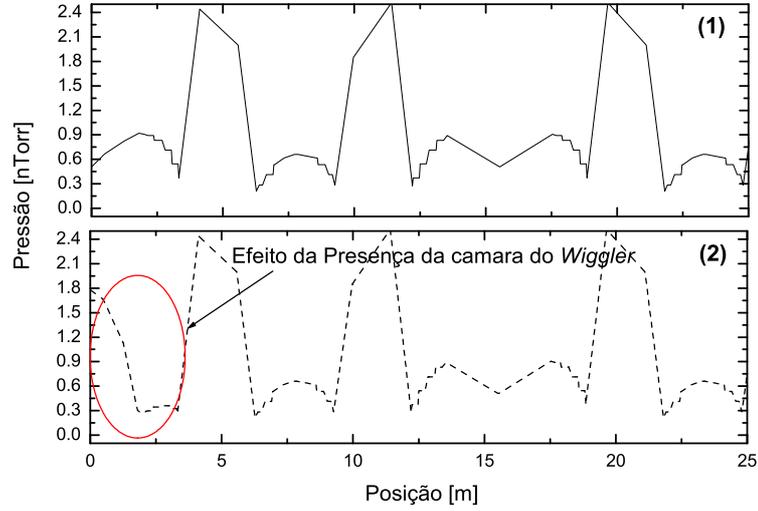


Figura E.7: Perfil de pressão simulado para um quarto do anel de armazenamento do LNLS. A linha cheia (1) indica a distribuição de pressão normal e a linha pontilhada (2) no caso em que a câmara de vácuo do wiggler jésta instalada.

$i$  e  $j$  e  $\langle\beta\rangle_P$  é a média da função bétatron considerando a pressão como peso e dada pela equação

$$\langle\beta\rangle_P = \frac{1}{L\langle P\rangle} \int ds P(s)\beta(s) \quad (\text{E.41})$$

Ainda que não seja possível obter uma expressão analítica para o fator de forma para uma rede magnética arbitrária (pois não possuímos uma forma simples para as funções  $\beta_{x,y}(s)$ ), é simples calcular  $F$  numericamente. Para isso utilizamos uma distribuição de pressão simulada no programa PRESSURE5 [55] e os valores obtidos para a função bétatron utilizando o programa MAD [56] (Figuras E.7 e E.8 respectivamente). Um fluxograma com cada passo para se chegar a um valor do fator de forma encontra-se esquematizado na Figura E.9.

Foram feitos seis cálculos diferentes:

1. considerando a câmara de vácuo cilíndrica em toda a extensão do anel, a pressão constante e as funções bétatron vertical e horizontal iguais e constantes;
2. considerando a câmara de vácuo cilíndrica em toda a extensão do anel, a pressão constante e as funções bétatron vertical e horizontal nominais;
3. considerando a câmara de vácuo cilíndrica em toda a extensão do anel, os valores de pressão simulados e as funções bétatron vertical e horizontal nominais;
4. considerando a geometria da câmara cilíndrica nos trechos retos e retangular no interior dos dipolos, os valores de pressão simulados e as funções bétatron nominais;

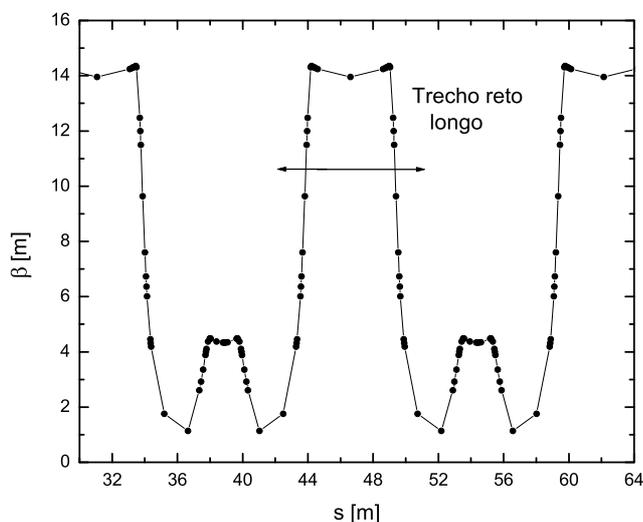


Figura E.8: Forma da Função bétatron horizontal para uma parte do anel. Note que como a máquina tem simetria seis a forma da função para os demais trechos é apenas uma repetição da figura mostrada acima.

5. utilizando a mesma configuração do caso (4) mas inserindo em um dos trechos retos longos uma câmara elíptica cuja abertura transversal é reduzida, como é a do wiggler<sup>4</sup> e
6. considerando a câmara de vácuo retangular em todo o anel e com uma abertura vertical muito menor que a horizontal, a pressão constante e as funções bétatron vertical e horizontal iguais e constantes.

As dimensões das câmaras estão listadas na Tabela E.1 e os resultados obtidos em cada cálculo encontram-se na Tabela E.2.

Note que, para o caso (1) o fator de forma é 1 confirmando que as expressões obtidas para o tempo de vida por espalhamento elástico na Seção E.1.1 pressupõe que a câmara de vácuo da máquina seja cilíndrica em todos os pontos, a pressão e as funções bétatron uniformes de modo que não existam pontos onde o espalhamento é mais provável. Neste caso a região do espaço em que as partículas executarão seu movimento será um anel (já que  $Q_x = Q_y$ ) cujo raio é definido pelas condições iniciais de espalhamento em  $s_0$ , a partícula será perdida no ponto  $s_1$  quando o raio do anel for igual ao da câmara.

No caso (2), ao considerar as variações das funções bétatron (óptica nominal da máquina, Figura E.8) vemos que a diferença entre os dois cálculos é bastante grande, aproximadamente 70 %. Isto ocorre pois as funções bétatron irão modular as oscilações dos elétrons e portanto

<sup>4</sup>Na época em que os cálculos foram feitos a câmara do wiggler ainda não havia sido instalada no anel de armazenamento do LNLS.

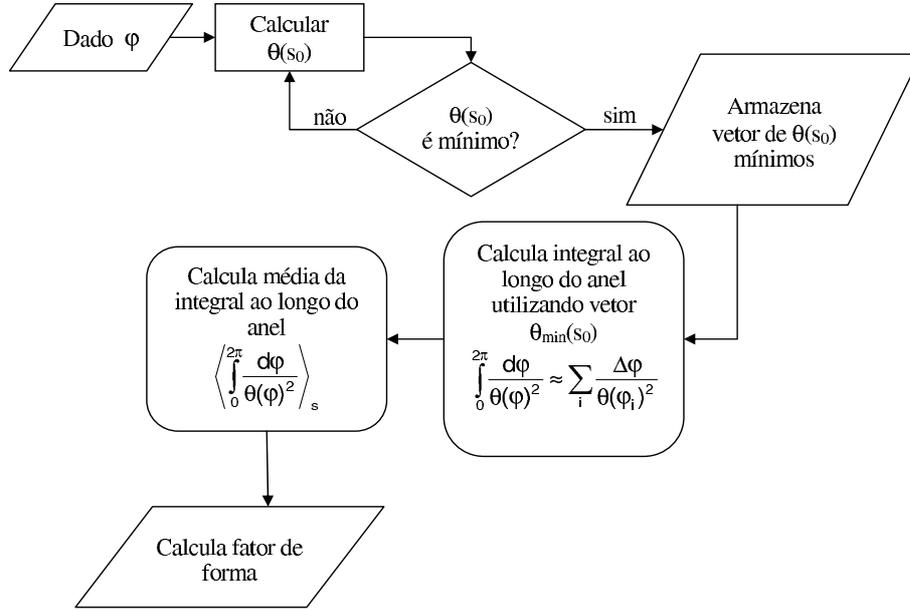


Figura E.9: Esquema de cálculo do Fator de Forma para o espalhamento elástico no gás.

Tabela E.1: Parâmetros geométricos da câmara de vácuo do anel de armazenamento do LNLS.

Geometria da Câmara	a (mm)	b(mm)
Cilíndrica	30.35	30.25
Retangular	20.5	30.25
Elíptica	9.75	36
Retangular(6)*	5	10000

\*As dimensões do caso Retangular (6) referem-se ao cálculo feito para o caso 6.

a dinâmica das partícula será diferente de modo que a região do espaço no qual as oscilações irão ocorrer será um retângulo (Figura E.3) que não possui a mesma simetria da câmara de vácuo. Se além das funções betatron introduzimos o padrão de pressão simulado (caso 3) vemos que o fator de forma aumenta ainda mais.

Ao tomarmos o caso limite de uma câmara retangular com abertura reduzida em uma das direções apenas (caso 6) obtemos o valor máximo para o fator de forma. Os demais resultados serão valores intermediários entre 2 e 1 dependendo se a contribuição principal para a perda vem das partes retangulares ou cilíndricas da câmara de vácuo.

Considerando a geometria da câmara de vácuo do anel do LNLS (cilíndrica nos trechos retos e retangular nos dipolos, caso 4), vemos que o fator de forma aproxima-se de 2 isto deve-se ao fato da perda de elétrons se concentrar nos pontos onde a câmara é retangular, uma vez que a abertura vertical é menor. O mesmo ocorre para o caso de introduzirmos o

Tabela E.2: Valores obtidos para o fator de forma.

Sigla	Pressão Média (nTorr)	Fator de Forma
1	0.3	1.000
2	0.3	1.659
3	1.23	1.773
4	1.23	1.909
5	1.17	1.938
6	0.3	2.000

wiggler (caso 5) que possui uma abertura vertical ainda menor e portanto o fator de forma é ainda mais próximo de dois.

Vale observar que em todos os casos, exceto o cilíndrico (caso 1) em que o fator de forma é 1, a expressão (E.24) fornece uma estimativa pessimista para o tempo de vida do feixe de elétrons.

## E.2 Efeito Touschek

Este efeito é particularmente importante para fontes de luz síncrotron que trabalham com feixes de baixa emitância, o que leva à necessidade de se produzir feixes com seções transversais cada vez menores e conseqüentemente maior densidade eletrônica, o que aumenta a probabilidade de colisões entre elétrons do próprio feixe. Estas colisões ocorrem em todos os planos de movimento; contudo a transferência de momento entre os planos transversais e longitudinal pode ser tal que as partículas podem sair da aceitação em momento ou energia da máquina, levando à perda de ambas.

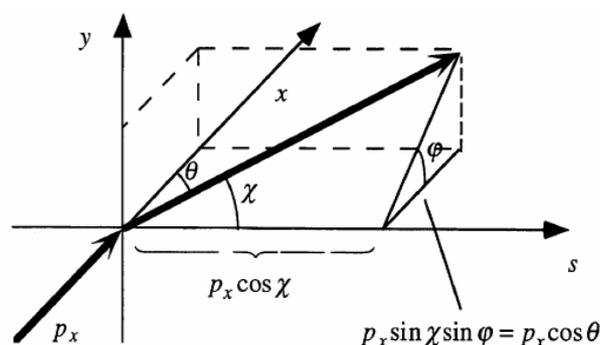


Figura E.10: Esquema das coordenadas utilizadas no cálculo da seção de choque de espalhamento elétron-elétron.

### E.2.1 Seção de choque por espalhamento Touschek

Para determinar a seção de choque vamos olhar o efeito no referencial CM das duas partículas. Neste caso (não-relativístico) a seção de choque diferencial é dada pela fórmula de Möller [42]

$$\frac{d\sigma_T}{d\Omega} = \frac{4r_0^2}{(\nu/c)^4} \left[ \frac{4}{\sin^4 \theta} - \frac{3}{\sin^2 \theta} \right] \quad (\text{E.42})$$

em que  $\nu$  é a velocidade relativa das partículas neste referencial e  $\theta$  o ângulo de espalhamento segundo esquematizado na Figura E.10.

O momento transferido para a direção longitudinal é  $\Delta p = p_x \|\cos \chi\|$ . Assumindo que o limite da aceitância seja dado pelo sistema de RF temos que, no sistema laboratório, toda partícula com  $\gamma \Delta p > \Delta p_{RF}$  será perdida. Portanto a seção de choque será obtida integrando a equação (E.42) sob o ângulo sólido  $d\Omega = \sin \chi d\chi d\varphi$  tal que

$$\|\cos \chi\| \geq \frac{\Delta p_{RF}}{\gamma p_x} = \mu \quad (\text{E.43})$$

ou seja

$$\begin{aligned} \sigma_T &= \int_{\|\cos \chi\| \geq \mu} \left( \frac{d\sigma_T}{d\Omega} \right) d\Omega \\ &= \frac{4r_0^2}{(\nu/c)^4} \int_0^{\cos^{-1} \mu} \sin \chi d\chi \int_{-\pi}^{\pi} d\varphi \left[ \frac{4}{(1 - \sin^2 \chi \cos^2 \varphi)^2} - \frac{3}{(1 - \sin^2 \chi \cos^2 \varphi)} \right] \\ &= \frac{8\pi r_0^2}{(\nu/c)^4} \left[ \frac{1}{\mu^2} - 1 + \ln \mu \right] \end{aligned} \quad (\text{E.44})$$

onde usamos que  $\cos \theta = \sin \chi \cos \varphi$ .

### E.2.2 Tempo de Vida Touschek

Analogamente ao caso de espalhamento no gás, o número de partículas com momento  $p_i$  que sofrem uma colisão por unidade de tempo é

$$dN_i = N_i \sigma \rho_j dx = N_i \sigma \rho_j \nu dt \quad (\text{E.45})$$

mas temos que  $N_i = \rho_i dV$  de modo que

$$\frac{dN_i}{dt} = (\sigma \nu) \rho_i \rho_j dV \quad (\text{E.46})$$

A taxa total de perda de partículas é dada pela integral da expressão acima em todo espaço e sobre todos os desvios de momento possíveis

$$\left( \frac{dN}{dt} \right)_{total} = 2 \left( \frac{dN}{dt} \right)_{colisoes} = -\frac{2}{\gamma^2} \int (\sigma \nu) \rho_i \rho_j dV \quad (\text{E.47})$$

em que o fator 2 refere-se ao fato da colisão ser entre duas partículas e que ambas se perdem e o fator  $\gamma$  é relativo à mudança de referencial (CM  $\rightarrow$  Laboratório).

Vamos agora tomar um caso particular para poder prosseguir com os cálculos. Suponha que tratamos de um feixe tipo fita<sup>5</sup> tal que a densidade no espaço de fase seja dada por

$$\rho_i = N \rho_x(x_i, x'_i) \rho_y(y_i) \rho_s(s_i) \quad (\text{E.48})$$

tal que

$$\rho_x(x_i, x'_i) = \frac{\beta_x}{2\pi\sigma_x^2} \exp \left\{ -\frac{x_i^2 + (\beta_x x'_i + \alpha_x x_i)^2}{2\sigma_x^2} \right\} \quad (\text{E.49})$$

$$\rho_y(y_i) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_y} \exp \left\{ -\frac{y_i^2}{2\sigma_y^2} \right\} \quad (\text{E.50})$$

$$\rho_s(s_i) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_s} \exp \left\{ -\frac{s_i^2}{2\sigma_s^2} \right\} \quad (\text{E.51})$$

onde definimos

$$\sigma_{xy} = \sqrt{\varepsilon_{xy}\beta_{xy}} \quad \text{e} \quad \sigma_s = \frac{\alpha R}{Q_s} \left( \frac{\sigma_e}{E} \right) \quad (\text{E.52})$$

em que  $\varepsilon_{xy}$  é a emitância transversal na direção  $xy$ ,  $Q_s$  é a sintonia síncrotron,  $R$  é o raio do anel,  $\alpha$  é o fator de compactação de momento e  $(\sigma_e/E)$  é a dispersão relativa de energia do feixe. Substituindo as expressões acima na equação (E.47) e assumindo que a colisão ocorre quando  $(x_i, y_i, s_i) = (x_j, y_j, s_j)$  é possível fazer a integral nas variáveis  $y$  e  $s$  diretamente, obtendo

$$\begin{aligned} \left( \frac{dN}{dt} \right)_{total} &= -\frac{N^2}{2\pi\gamma^2\sigma_y\sigma_s} \int (\sigma\nu) \rho_x(x_i, x'_i) \rho_x(x_i, x'_j) dx_i dx'_i dx'_j \\ &= -\frac{N^2\beta_x^2}{8\pi^3\gamma^2\sigma_y\sigma_s\sigma_x^4} \int (\sigma\nu) \exp \left\{ -\frac{A_0 x_i^2 + A_1 x_i + A_2}{2\sigma_x^2} \right\} dx_i dx'_i dx'_j \end{aligned} \quad (\text{E.53})$$

em que

$$A_0 = 2(1 + \alpha_x^2) \quad (\text{E.54})$$

$$A_1 = 2\beta_x\alpha_x(x'_i + x'_j) \quad (\text{E.55})$$

$$A_2 = \beta_x^2(x_i'^2 + x_j'^2) \quad (\text{E.56})$$

Como nem  $\sigma(\nu)$  nem  $\nu$  dependem da variável  $x_i$  é possível fazer a integração em  $dx_i$ , que resulta em

$$\left( \frac{dN}{dt} \right)_{total} = -\frac{N^2\beta_x^2\sqrt{2\pi}}{8\pi^3\gamma^2\sigma_y\sigma_s\sigma_x^3\sqrt{A_0}} \int (\sigma(\nu)\nu) \exp \left\{ \frac{\alpha_x^2\beta_x^2}{2A_0\sigma_x^2} (x'_i + x'_j)^2 - \frac{\beta_x^2}{2\sigma_x^2} (x_i'^2 + x_j'^2) \right\} dx'_i dx'_j \quad (\text{E.57})$$

Lembrando que  $\nu = p_x/m_0$  é a velocidade das partículas no sistema CM e utilizando que

$$x'_i - x'_j = \frac{1}{\gamma} \left( \frac{\nu}{c} \right) = \frac{2p_x}{\gamma m_0 c} \quad (\text{E.58})$$

<sup>5</sup>Onde apenas uma das dimensões tem papel principal.

podemos fazer a seguinte transformação de variáveis

$$u = x'_i \quad \text{e} \quad p_x = \frac{\gamma m_0 c (x'_i - x'_j)}{2} \quad (\text{E.59})$$

de modo que ficamos com

$$\begin{aligned} \left(\frac{dN}{dt}\right)_{total} &= -\frac{N^2 \beta_x^2 \sqrt{2\pi}}{2\pi^3 \gamma^3 m_0 c \sigma_y \sigma_s \sigma_x^3 \sqrt{A_0}} \int \sigma(p_x) \frac{p_x}{m_0} \times \\ &\times \exp \left\{ -\frac{2\beta_x^2}{A_0 \sigma_x^2} \left(u + \frac{p_x}{\gamma m_0 c}\right)^2 - \frac{\beta_x^2}{\sigma_x^2} \left(\frac{p_x}{\gamma m_0 c}\right)^2 \right\} dudp_x \end{aligned}$$

fazendo a integral em  $u$  chegamos a

$$\left(\frac{dN}{dt}\right)_{total} = -\frac{N^2 \beta_x}{2\pi^2 \gamma^3 m_0^2 c \sigma_y \sigma_s \sigma_x^2} \int_{\frac{\Delta p_{RF}}{\gamma}}^{\infty} \sigma(p_x) p_x \exp \left\{ -\frac{\beta_x^2}{\sigma_x^2} \left(\frac{p_x}{\gamma m_0 c}\right)^2 \right\} dp_x \quad (\text{E.60})$$

em que o limite de integração inferior indica que as partículas serão perdidas se seu momento inicial exceder a aceitância em momento do sistema de RF.

Utilizando o valor de  $\sigma_T(p_x)$  calculado (equação (E.44)) e introduzindo a quantidade

$$\varepsilon \equiv \left(\frac{\varepsilon_{RF} \beta_x}{\gamma \sigma_x}\right)^2 \quad (\text{E.61})$$

onde  $\varepsilon_{RF} = \Delta p_{RF} / \gamma m_0 c$  é a aceitância relativa do sistema de RF, obtemos que

$$\begin{aligned} \left(\frac{dN}{dt}\right)_{total} &= -\frac{\sqrt{\pi} c r_0^2 N^2 \beta_x}{\gamma^3 V_b \sigma_x \varepsilon_{RF}^2} \varepsilon \int_{\varepsilon}^{\infty} \frac{1}{u^2} \left[ \left(\frac{u}{\varepsilon}\right) - \ln \left(\frac{u}{\varepsilon}\right)^{1/2} - 1 \right] e^{-u} du \\ &= -\frac{\sqrt{\pi} c r_0^2 N^2 \beta_x}{\gamma^3 V_b \sigma_x \varepsilon_{RF}^2} C(\varepsilon) \end{aligned} \quad (\text{E.62})$$

em que  $V_b = 8\pi^{3/2} \sigma_x \sigma_y \sigma_s$  é o volume do pacote e a função  $C(\varepsilon)$  não pode ser calculada analiticamente mas pode ser aproximada por [42]

$$C(\varepsilon) \approx -[\ln(1.732\varepsilon) + 3/2] \quad (\text{E.63})$$

desde que  $10^{-4} \leq \varepsilon \leq 10^{-1}$ . No caso do anel de armazenamento do LNL5 temos que esta é uma boa aproximação já que temos  $\varepsilon_{LNL5} \approx 2 \times 10^{-3}$ .

Para encontrar uma expressão para o tempo de vida Touschek notamos que

$$\frac{dN}{dt} = -aN^2 \Rightarrow N(t) = \frac{N_b}{1 + N_b a t} \quad (\text{E.64})$$

de modo que, pela definição teremos

$$\frac{1}{\tau_T} = aN(t) \approx aN_b = \frac{\sqrt{\pi} c r_0^2 N_b \beta_x}{\gamma^3 V_b \sigma_x \varepsilon_{RF}^2} C(\varepsilon) \quad (\text{E.65})$$

em que  $N_b$  é o número de partículas no pacote em  $t = 0$ .



## Apêndice F

### Automação das medidas de tempo de vida

Foi desenvolvido um programa em *Delphi* que automatiza o cálculo de tempo de vida assim como a sua medida em função de dois fatores: posição das fendas e tensão de aceleração. A principal característica do novo sistema é que ele consegue reagir rapidamente às mudanças no tempo de vida [57], adaptando o intervalo de amostragem de forma a manter a precisão relativa da medida de tempo de vida constante, sendo portanto uma ferramenta útil para experimentos nos quais alterações de tempo de vida são geradas propositalmente, tais como experimentos com as fendas.

#### F.1 Modo de medida antigo

A maneira pela qual o sistema de controle do LNLS calcula o tempo de vida do feixe de elétrons é fazendo uma amostragem de valores de corrente a cada 500 ms durante um intervalo fixo de tempo (que em turno de usuários é de 20 minutos) e em seguida ajusta uma função exponencial do tipo

$$I(t) = I_0 e^{-t/\tau} \quad (\text{F.1})$$

aos dados. O tempo de vida do feixe refere-se à constante de decaimento obtida no ajuste. Contudo, como já foi visto no Capítulo 11 o tempo de vida varia com a corrente e conseqüentemente muda ao longo do tempo e portanto, não pode ser tratado como uma constante. Desta forma, o decaimento da corrente não é exponencial mas sim uma função mais suave. Por exemplo, suponha que o tempo de vida possa ser modelado pela seguinte expressão (como é o caso do tempo de vida Touschek)

$$\frac{1}{\tau} = -\frac{1}{I} \frac{dI}{dt} = \alpha + \beta I \Rightarrow I(t) = \frac{I_0}{1 + \beta I_0 / \alpha (1 - e^{-\alpha t})} e^{-\alpha t} \quad (\text{F.2})$$

neste caso fica claro que o decaimento da corrente com o tempo não é exponencial. Assim ao fazermos ajuste da função (F.1) aos dados introduzimos um erro sistemático na medida.

Além do erro sistemático no valor calculado para o tempo de vida temos também erros aleatórios frutos de incertezas das medidas associadas basicamente a ruídos eletrônicos.

Este tipo de erro pode ser estimado se considerarmos que o ajuste da exponencial aos dados é feito pelo método dos mínimos quadrados. Linearizando a função (F.1) teremos que:

$$y = \ln \left( \frac{I(t)}{I_0} \right) \quad \text{e} \quad x = t \quad \Rightarrow \quad y(x) = -bx \quad \text{com} \quad b = \frac{1}{\tau} \quad (\text{F.3})$$

portanto devemos encontrar o erro do coeficiente  $b$  quando o ajuste é feito. Supondo que o erro na medida da corrente (associado ao ruído eletrônico) é constante durante uma medida e igual a  $\sigma_I$  teremos que

$$\sigma_y = \frac{\sigma_I}{I} \sqrt{1 + \left( \frac{I}{I_0} \right)} \quad (\text{F.4})$$

O valor do coeficiente  $b$  e seu desvio são dados por

$$b = \frac{SS_{xy} - S_x S_y}{\Delta} \quad \text{e} \quad \Delta b = \sqrt{\frac{S}{\Delta}} \quad (\text{F.5})$$

onde temos que

$$\begin{aligned} S &= \frac{N}{\sigma_y^2} & S_x &= \frac{\sum_i t_i}{\sigma_y^2} & S_y &= \frac{\sum_i y_i}{\sigma_y^2} \\ S_{xy} &= \frac{\sum_i t_i y_i}{\sigma_y^2} & S_{xx} &= \frac{\sum_i t_i^2}{\sigma_y^2} & \Delta &= \frac{N \sum_i t_i^2 - (\sum_i t_i)^2}{\sigma_y^4} \end{aligned}$$

logo

$$\Delta b = \frac{\sigma_y N^{1/2}}{\sqrt{N \sum_i t_i^2 - (\sum_i t_i)^2}} \quad (\text{F.6})$$

O erro na estimativa no tempo de vida será dado por

$$\tau = \frac{1}{b} \Rightarrow \Delta \tau = \tau^2 \Delta b \quad (\text{F.7})$$

ou ainda

$$\frac{\Delta \tau}{\tau} = \frac{\tau \sigma_I N^{1/2} \sqrt{1 + \left( \frac{I}{I_0} \right)^2}}{I \sqrt{N \sum_i t_i^2 - (\sum_i t_i)^2}} \approx \frac{\tau \sigma_I \sqrt{2N}}{\langle I \rangle \sqrt{N \sum_i t_i^2 - (\sum_i t_i)^2}} \quad (\text{F.8})$$

em que usamos que a variação da corrente no tempo da medida não é grande de modo que  $I \approx I_0$  e  $\langle I \rangle$  é a média da corrente. Podemos simplificar ainda mais a expressão encontrada se considerarmos que a corrente seja amostrada em intervalos de tempo fixos  $\delta t$  de modo que  $t_n = n\delta t$  com  $n = 0, 1, 2, \dots$ ; ou seja

$$\sqrt{\frac{N \sum t_n^2 - (\sum t_n)^2}{N}} = \delta t \sqrt{\frac{N \sum n^2 - (\sum n)^2}{N}} \quad (\text{F.9})$$

mas

$$N \sum_0^N n^2 - \left( \sum_0^N n \right)^2 = \frac{N^4}{12} \left( 1 + \frac{1}{N^3} \right) \approx \frac{N^4}{12} \quad (\text{F.10})$$

portanto

$$\sqrt{\frac{N \sum_n t_n^2 - (\sum_n t_n)^2}{N}} \approx \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\Delta t^3}{3\delta t}} \quad (\text{F.11})$$

em que  $\Delta t$  é o tempo total de aquisição e  $\delta t = \Delta t/N$  é o intervalo de tempo de amostragem de pontos para o ajuste. Podemos então reescrever a incerteza no tempo de vida como

$$\frac{\Delta\tau}{\tau} = \frac{\tau\sigma_I\sqrt{3\delta t}}{\langle I \rangle} \left( \frac{2}{\Delta t} \right)^{3/2} \quad (\text{F.12})$$

## F.2 Modo de medida novo

No caso da nova medida amostramos um número de pontos  $N$  tal que o intervalo de medida  $\Delta t \ll \tau$  de modo que a seguinte expressão é uma boa estimativa para o tempo de vida

$$\tau = \frac{I\Delta t}{\Delta I} \quad (\text{F.13})$$

em que  $\Delta I$  é a variação de corrente no intervalo de tempo  $\Delta t$ . Portanto o que fazemos neste caso é simplesmente calcular o coeficiente angular de uma reta, utilizando as variações de corrente medidas para um certo intervalo de tempo, o que é mais simples que ajustar uma exponencial aos pontos experimentais. Para fazer a medida tomamos dois intervalos de tempo  $\Delta t$  no qual a corrente é medida em seguida é calculada sua média para cada intervalo de maneira que  $\Delta I = (\langle I \rangle_1 - \langle I \rangle_2)/2$ .

Para comparar este método de medida com o apresentado na seção (3.1.2), vamos encontrar inicialmente uma expressão para a estimativa de erro no tempo de vida calculado por esta técnica.

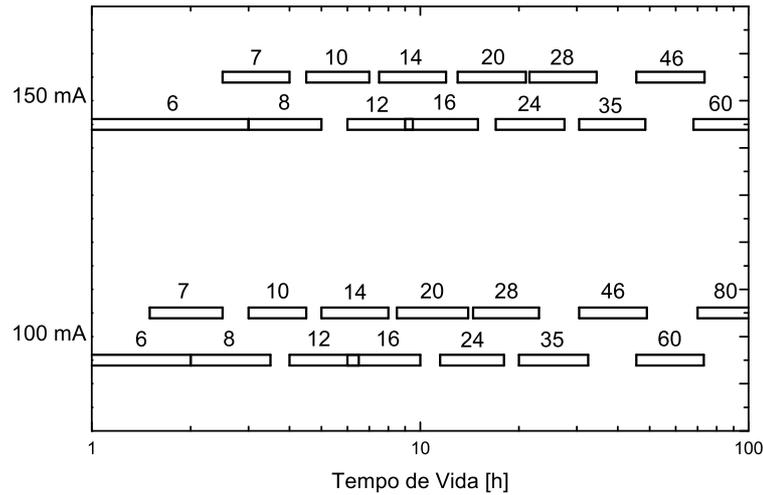


Figura F.1: Intervalos de medidas versus tempo de vida para diversas correntes. Neste caso consideramos uma precisão de 5% na medida e um desvio de corrente constante igual a  $5 \mu A$ .

Pela expressão (F.13) temos que

$$\frac{\Delta\tau}{\tau} = \sqrt{\left(\frac{I\Delta t}{\Delta I^2}\sigma_{\Delta I}\right)^2 + \left(\frac{\Delta t}{\Delta I^2}\sigma_I\right)^2 + \left(\frac{I}{\Delta I^2}\sigma_{\Delta t}\right)^2} \quad (\text{F.14})$$

fazendo as seguintes aproximações:

- $\Delta t \ll \tau$  de modo que podemos desprezar  $\sigma_{\Delta t}$ ;
- Tomando que  $\sigma_{\Delta I} = 2\sigma_{\langle I \rangle}$  tal que  $\sigma_{\Delta I} = \sqrt{2/N}\sigma_I$  e
- Lembrando que  $\Delta I = I\Delta t/\tau = IN\delta t/\tau$ .

chegaremos a seguinte expressão para o desvio no tempo de vida

$$\frac{\Delta\tau}{\tau} = \frac{\tau\sigma_I\sqrt{2\delta t}}{I\Delta t^{3/2}} \quad (\text{F.15})$$

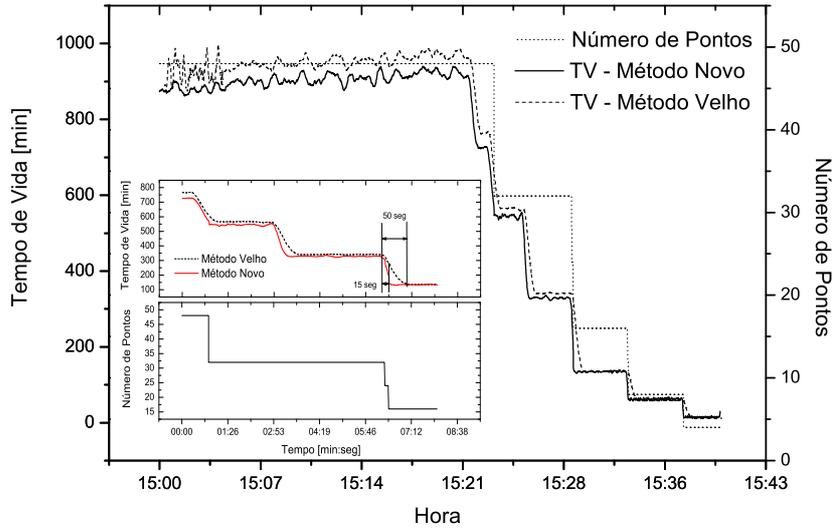


Figura F.2: Teste de resposta do programa que faz o cálculo do tempo de vida.

Podemos comparar a precisão obtida em cada método fazendo a razão das incertezas no tempo de vida obtidas, equações (F.12) e (F.15), tal que

$$\frac{\Delta\tau_{novo}}{\Delta\tau_{velho}} = \sqrt{\frac{2}{3}} \approx 0.82 \quad (\text{F.16})$$

portanto o novo método de medida é cerca de 20% mais preciso que o método antigo.

Contudo esta não é a única razão para migrarmos de um modo de medida para o outro. O fator que torna o método de medida novo melhor é que para um dado valor

de  $\sigma_I/I$  é possível estimar o tempo de medida  $\Delta t$  pela fórmula (F.13) necessário para se garantir que a precisão da medida seja um valor  $\Delta\tau$  escolhido de maneira mais simples para implementação computacional que utilizando (F.12). Para garantir que o programa não fique instável perante variações do tempo de vida adaptamos uma série de intervalos fixos  $\Delta t$  (6, 7, 8, 10, 12, 14, 16, 20, 24, 28, 35, 46, 60, 80 e 128 pontos amostrados a cada intervalo de tempo  $\delta t$ ) de modo que para um dado  $\sigma_I/I$  exista uma sobreposição no cálculo de  $\tau$  entre o conjunto de intervalos adjacentes (veja exemplo na Figura F.1). Assim, o programa ajusta automaticamente o tempo de amostragem de acordo com a precisão requerida na medida e consequentemente responde mais rapidamente que o método antigo (ver Figura F.2).

A interface do programa (Figura F.3) é simples e os dados de entrada necessários são: precisão da medida ( $\Delta\tau/\tau$ ), a curva de  $\sigma_I$  em função da corrente armazenada e o tempo de amostragem ( $\delta\tau$ ). A curva da incerteza experimental na medida da corrente  $\sigma_I$  em função da corrente  $I$  já foi medida (Figura F.4) e está definida como *default*. O programa atualiza a cada 500 ms o valor calculado para o tempo de vida e também fornece o tempo necessário para fazer a medida e o número de pontos utilizados na amostragem de corrente. Todos os valores são armazenados em um arquivo que pode suportar até 3000 linhas de dados.

A parte do programa que automatiza as medidas de tempo de vida em função da posição das fendas e da tensão de aceleração está integrada à parte de cálculo do tempo de vida. No caso da fendas deve-se escolher a fenda a ser movimentada, as posições inicial e final, o tempo de permanência em cada posição e o passo na movimentação da fenda (Figura F.5a). Para a varredura em função da tensão de gap é preciso entrar com os valores inicial e final da tensão de referência, o tempo de permanência em cada valor e o passo com que o programa irá mudar de um valor de tensão para outro (Figura F.5b). Em ambos os casos são gerados dois arquivos de dados, o primeiro com todos os valores medidos e o segundo com as médias e desvio padrão para o tempo de vida medido em cada intervalo de posição ou tensão escolhido.



Figura F.3: Interface do programa que faz o cálculo do tempo de vida.

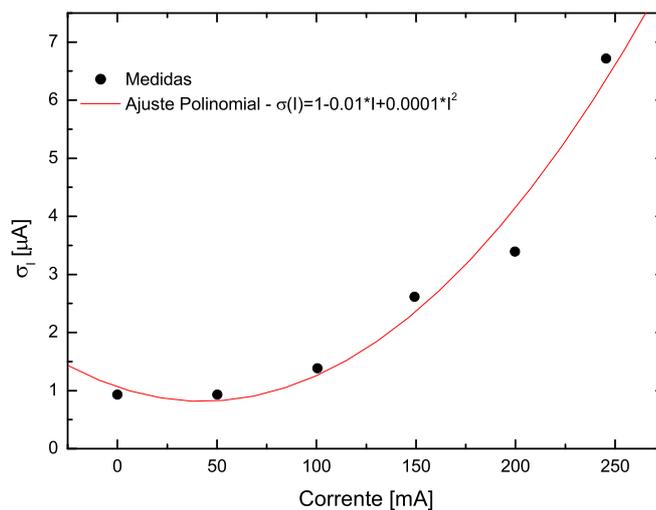


Figura F.4: Incerteza experimental (erro aleatório) na medida de corrente armazenada obtida armazenando-se corrente e observado as flutuações da medida do DCCT (Direct-Current Current Transformer).

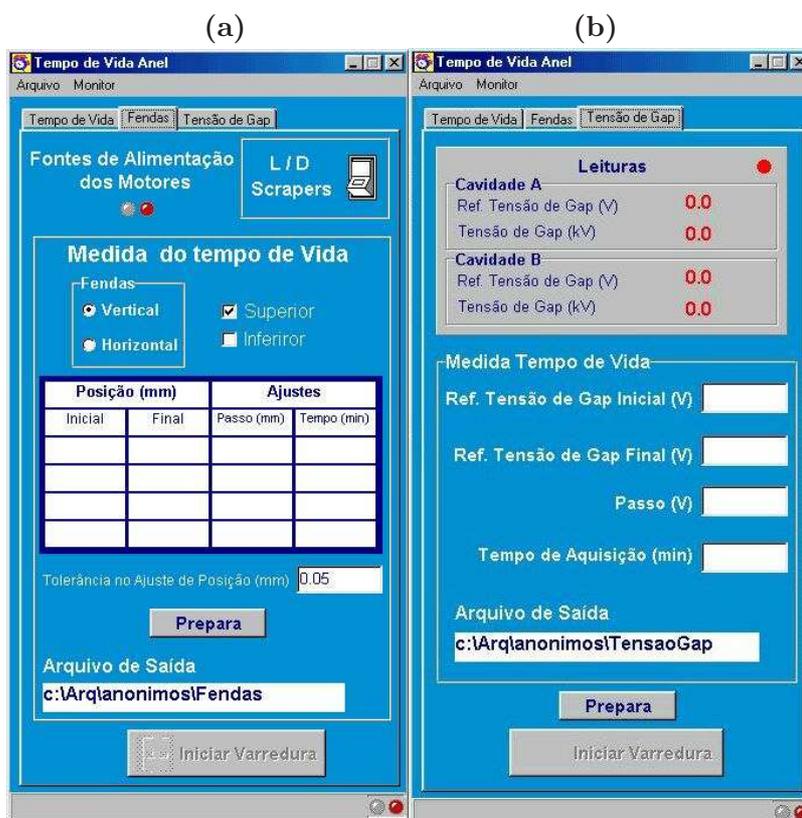


Figura F.5: Parte do programa de cálculo de tempo de vida que faz varreduras automáticas em função (a) da posição das fendas e (b) da tensão de aceleração.



# Apêndice G

## Publicações

Publicação em periódico:

- ABREU, N. P.; FARIAS, R. H. A.; TAVARES, P. F. Longitudinal dynamics with rf phase modulation in the Brazilian electron storage ring. **Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams**, v.9, n.124401, 2006.

Publicações completas em anais de conferência:

- ABREU, N. P.; TAVARES, P. F. Lifetime studies at the LNLS electron storage ring. In: EUROPEAN PARTICLE ACCELERATOR CONFERENCE, p.2266-2268, Lucern, 2004.
- FARIAS, R. H. A.; ABREU, N. P.; JAHNEL, L. C.; LIN, L.; PARDINE, C.; TAVARES, P. F. Upgrade and commissioning of the LNLS RF sytem. In: EUROPEAN PARTICLE ACCELERATOR CONFERENCE, p.6192-6194, 2004, Lucern.
- ABREU, N. P.; TAVARES, P. F. RF phase modulation at the LNLS electron storage ring. In: PARTICLE ACCELERATOR CONFERENCE, p.1686-1688, Knoxville, 2005.
- FARIAS, R. H. A.; CITADINI, J. F.; FERREIRA, M. J.; FRANCO J. G. R. S.; GOUVEIA, A. F. A.; JAHNEL, L. C.; LIU, L.; NEUENSCHWANDER, R.; RESENDE, X. R.; TAVARES, P. F.; TOSIN, G.; ABREU, N. P. Commissioning of the LNLS 2T hybrid wiggler. In: PARTICLE ACCELERATOR CONFERENCE, p.1072-1074, Knoxville, 2005.
- ABREU, N. P.; FARIAS, R. H. A.; TAVARES, P. F. RF phase modulation studies at the LNLS electron storage ring. In: EUROPEAN PARTICLE ACCELERATOR CONFERENCE, p.1905-1907, Edinburgh, 2006.
- ABREU, N. P.; BRAGNATO, O.; PARDINE, C.; FERREIRA, M. J.; FARIAS, R. H. A.; TAVARES, P. F. Conceptual design of a 3rd harmonic cavity system for the

LNLS electron storage ring. In: EUROPEAN PARTICLE ACCELERATOR CONFERENCE, p.1316-1318, Edinburgh, 2006.

## Relação das Figuras

0.1	<i>Fluxo de fótons produzidos nos dipolos e no wiggler em função da energia dos fótons emitidos. . . . .</i>	6
0.2	<i>Desenho esquemático da fonte de luz síncrotron do LNLS. Mostramos neste desenho os principais componentes da fonte de luz: os dipolos, os quadrupolos e as cavidades de RF instaladas. Estão indicadas também a posição do wiggler e onde será instalado o ondulator que está sendo construído no LNLS. . . . .</i>	7
0.3	<i>Sistema de coordenadas utilizado para descrever o movimento dos elétrons em um anel de armazenamento. . . . .</i>	8
0.4	<i>Princípio da estabilidade de fase na dinâmica longitudinal, neste caso a posição A é estável e a B instável. (A) Inicialmente as três partículas encontram-se na mesma posição em relação ao tempo de chegada na cavidade aceleradora mas com energias um pouco diferentes. (B) A partícula central recebe na cavidade exatamente a quantidade de energia perdida em uma volta (<math>U_0</math>) e sempre passa na cavidade a intervalos de tempo iguais, portanto a fase relativa partícula-onda estacionária é fixa. Esta é a chamada partícula síncrona. As demais partículas por receberem mais ou menos energia irão chegar na cavidade antes ou depois da partícula síncrona na volta seguinte. (C) As partículas executam oscilações em torno da partícula síncrona ou, no caso da posição B, divergem da posição de equilíbrio sendo perdidas. . . . .</i>	10
0.5	<i>Espaço de fase longitudinal para dois valores diferentes de fase síncrona <math>\phi_s</math>, <math>166^\circ</math> e <math>180^\circ</math>. A linha vermelha no gráfico (b) é a separatriz e tomamos <math>U_{rad}(\delta) = U_0</math>. . . . .</i>	11
2.1	<i>Distorção de órbita provocada por um modo acoplado (CBM) excitado por um HOM longitudinal da cavidade de RF. (A) Gráfico da evolução no tempo da posição horizontal do feixe de elétrons observada em quatro diferentes pontos do anel de armazenamento. (B) Variação da órbita ao longo de todo o anel (o eixo horizontal indica o número do monitor de posição) ocorrida no momento do primeiro salto da órbita observado por volta dos 21 minutos. Este gráfico é obtido subtraindo-se a órbita logo após o salto abrupto da órbita logo antes do mesmo salto. . . . .</i>	21
2.2	<i>Medida da dispersão de segunda ordem do anel de armazenamento do LNLS. . . . .</i>	22

- 2.3 *Cálculo da taxa de crescimento dos modos de ordem superior principais presentes na cavidade de RF nova (cavidade A, instalada em 2003) do LNLS. . . . .* 25
- 2.4 *Espectros de um feixe multipacote mostrando a amplitude da linha dipolar correspondente à oscilação excitada pelo modo L1 da cavidade de RF nos casos com e sem modulação em fase. Note que a linha praticamente desaparece quando a modulação é ligada. . . . .* 25
- 3.1 *Espaço de fase longitudinal para um pacote sob a ação da modulação em fase para duas frequências de modulação diferentes. A linha vermelhas são a separatriz para cada um dos casos e em (a)  $\omega_m \leq (2 - \epsilon/2)\omega_s$  e (b)  $(2 - \epsilon/2) < \omega_m < (2 + \epsilon/2)$  . . . . .* 29
- 3.2 *Amplitude dos pontos fixos em função da frequência de modulação . Cada curva corresponde a dois pontos fixos possíveis no espaço de fase com  $\psi_{SFP} = 0$  e  $\pi$  ou  $\psi_{UFP} = \pi/2$  e  $2\pi/3$ . O ponto fixo em  $J = 0$  corresponde à origem. Note que dependendo do valor da frequência de modulação , para uma dada amplitude de modulação fixa, existem regiões em que há a formação de 2 ou 3 ilhas. . . . .* 30
- 3.3 *A)Relação de fase entre a força excitante e o movimento da partícula. B)Função  $\frac{\sin^2 \xi}{\xi^2}$  . . . . .* 36
- 3.4 *Esquema da densidade eletrônica no espaço de frequências no sistema de referência que gira no espaço de fase com velocidade angular  $\omega_m/2$ . (linha azul) sem modulação e (linha vermelha) frequência das ilhas central e laterais. 37*
- 3.5 *Amplitude e fase da integral de dispersão para o caso com modulação em fase (linha cheia vermelha) e sem modulação em fase (linha pontilhada azul). Neste caso consideramos que 50% das partículas compõe a ilha central. . . .* 40
- 3.6 *Diagrama de estabilidade para duas situações: (linha pontilhada) sem modulação em fase e (linha cheia) com modulação em fase. A linha vermelha corresponde ao caso com modulação em fase mas com desvio de frequência positivo, que representa uma situação instável e mostra que as soluções dentro do laço são instáveis. Note que a área estável, que corresponde à região em torno da origem, é aumentada quando ligamos a modulação em fase. No gráfico também estão os pontos de operação da máquina em função da temperatura das cavidades de RF para valores de 30 a 50° C, sendo o ponto azul correspondente à 30° C, o verde à 40° C e os rosas à 45 e 50 °C. Usualmente operamos na situação de 40° C (ponto verde) sendo este o ponto de menor temperatura cujo controlador das cavidades é capaz de manter estável. . . .* 44

4.1	<i>Resultado da simulação de um pacote único composto por 1000 macropartículas para três situações diferentes (tensão de aceleração total 500 kV): (azul) modulação em fase desligada; (vermelho) com <math>f_m &lt; (2 - \epsilon/2)f_s</math> e <math>A_m = 72</math> mrad e (verde) com <math>(2 - \epsilon/2)f_s &lt; f_m &lt; (2 + \epsilon/2)f_s</math> e <math>A_m = 72</math> mrad. Nas duas últimas figuras é possível observar a formação de três e duas ilhas no espaço de fase, respectivamente, como previsto pelo modelo teórico. . . . .</i>	47
4.2	<i>Perfil longitudinal no domínio de tempo calculado para três situações (tensão de aceleração total 500 kV):(azul) modulação em fase desligada; (vermelho) com <math>f_m &lt; (2 - \epsilon/2)f_s</math> e (verde) com <math>(2 - \epsilon/2)f_s &lt; f_m &lt; (2 + \epsilon/2)f_s</math>. Estes resultados simulam os perfis que devem ser observados em uma medida do sinal do feixe observado por um monitor tipo botão ou utilizando uma streak camera. . . . .</i>	48
4.3	<i>Amplitude da oscilação dipolar do centróide de um pacote único com 30 mA devido ao modo longitudinal L1 presente nas cavidades de RF para os casos (vermelho) sem modulação em fase e (azul) com modulação em fase. . . . .</i>	49
4.4	<i>Simulação da posição do centróide de um trem de pacotes na presença do modo longitudinal L1. (A) modulação em fase desligada, (B) modulação em fase desligada e comprimentos dos pacotes três vezes maior que o comprimento natural e (C) com modulação em fase ligada. As figuras mostram a densidade de elétrons de um a cada seis pacotes presentes na máquina, do mesmo modo que seriam vistos utilizando uma streak camera. As figuras em que a densidade eletrônica é mostrada em azul são os casos em que a modulação em fase está desligada e o caso em vermelho é com a modulação em fase ligada. . . . .</i>	50
5.1	<i>Layout geral da montagem experimental utilizada. As linha cheias correspondem à montagem utilizada para realizar as medidas de perfil dos pacotes e do espectro do feixe, as linhas pontilhadas correspondem à montagem adicional necessária para realizar as medidas de amortecimento das oscilações síncrotron do centróide do pacote. . . . .</i>	52
5.2	<i>Layout geral da montagem experimental utilizada nas medidas de função transferência longitudinal. . . . .</i>	52
5.3	<i>Perfil do feixe de elétrons obtido a partir do sinal de um eletrodo (pick-up tipo botão) e observado em um osciloscópio (tensão de aceleração total de 300 kV e <math>f_s = 20.4</math> kHz). . . . .</i>	54
5.4	<i>Perfil longitudinal do feixe de elétrons observado com uma streak camera (tenso de aceleração total de 500 kV). Observe que a formação de 3 (segundo gráfico) ou 2 (terceiro gráfico) ilhas dependendo dos parâmetros da modulação em fase. (A) Sem modulação em fase, (B) <math>f_m = 50.6</math> kHz e 26 mrad e (C) <math>f_m = 50.6</math> kHz e 46 mrad. . . . .</i>	54

5.5	<i>Observação da oscilação das ilhas formadas via modulação em fase. A frequência de oscilação é metade da frequência de modulação, que neste caso era de 53.7 kHz (tensão de aceleração de aproximadamente 580 kV). (A) Observação do movimento das ilhas em um único pacote durante 50 <math>\mu</math>s e (B) zoom do gráfico anterior mostrando cada uma das ilhas formadas devido à ação da modulação em fase. . . . .</i>	55
5.6	<i>Exemplo de medida do amortecimento das oscilações síncrotron do centróide para um pacote único. . . . .</i>	55
5.7	<i>Aumento da razão entre os tempos de amortecimento natural e com modulação em fase em função da frequência da modulação em fase. (pontos) resultados experimentais e (curva azul) previsão do modelo teórico supondo que 50% das partículas encontram-se na ilha central. . . . .</i>	56
5.8	<i>Observação da frequência das ilhas laterais a partir da FFT do sinal excitado pelo feixe em um monitor tipo botão. . . . .</i>	57
5.9	<i>Frequência das ilhas em função da amplitude da modulação em fase (tensão aceleradora total de 460 kV). . . . .</i>	58
5.10	<i>Frequência das ilhas em função da frequência da modulação em fase (tensão aceleradora total de 460 kV). . . . .</i>	58
5.11	<i>Medida da função transferência longitudinal com modulação em fase desligada e tensão de aceleração total de 500 kV. Os pontos pretos são os resultados experimentais e a curva vermelha é calculada a partir do modelo teórico. . . . .</i>	59
5.12	<i>Medida da função transferência longitudinal com modulação em fase com <math>A_m = 35</math> mrad, <math>f_m = 51</math> kHz e tensão de aceleração total de 500 kV. Os pontos pretos são os resultados experimentais e a curva vermelha é calculada a partir do modelo teórico com 65% dos elétrons na ilha central. . . . .</i>	59
5.13	<i>Diagramas de estabilidade calculados a partir dos resultados experimentais apresentados nas Figuras 5.11 (pontos verdes) e 5.12 (pontos pretos) com sua respectivas curvas teóricas. . . . .</i>	60
8.1	<i>Perfil da tensão aceleradora para o anel do LNLS com cavidades aceleradoras ativas que fornecem tensão de pico de 450 kV e cavidades harmônicas passivas (<math>n=3</math>) ajustadas de modo a cancelar o efeito de focalização longitudinal na posição do feixe de elétrons. . . . .</i>	68
8.2	<i>Perfil de um pacote de elétrons e perfil do poço de potencial visto pelo feixe para um sistema com e sem a cavidade passiva. O efeito da cavidade passiva é alongar o feixe por um fator 3 quando todos os parâmetros estão otimizados. 69</i>	69
8.3	<i>Perfil de um pacote de elétrons com <math>\pm 1^\circ</math> de diferença na fase harmônica para a condição de cancelamento. . . . .</i>	70

8.4	<i>Perfil longitudinal do feixe de elétrons e do poço de potencial total. (vermelho) caso natural, sem modulação em fase ou cavidade harmônica, (azul) com cavidade harmônica trabalhando no ponto de alongamento máximo dos pacotes e (verde) cavidade harmônica trabalhando levemente fora do ponto ótimo, ou seja, levemente dessintonizada. . . . .</i>	72
8.5	<i>Diagrama de estabilidade para oscilações dipolares do centróide do feixe de partículas. (vermelho) caso natural, sem modulação em fase ou cavidade harmônica, (azul) com cavidade harmônica trabalhando no ponto de alongamento máximo dos pacotes e (verde) cavidade harmônica trabalhando levemente fora do ponto ótimo, ou seja, levemente dessintonizada. . . . .</i>	73
8.6	<i>Desenho 3D do protótipo para as cavidades de terceiro harmônico do LNLS. Começando pela porta maior e girando no sentido horário temos: entrada extra (entrada de potência para operação no modo ativo ou antena para absorver HOMs), êmbolo (responsável por sintonizar a cavidade), porta de monitoração e porta da estação de bombeamento. . . . .</i>	75
8.7	<i>Perfil do protótipo da cavidade de Landau. . . . .</i>	76
10.1	<i>Resultados da simulação : (a) trem de pacotes com preenchimento uniforme (sem gap) com 500 kV de tensão de aceleração e 300 mA e (b) mesmas condições que o caso anterior mas com gap de 20% no preenchimento. . . .</i>	83
10.2	<i>Resultados de simulações utilizando parâmetros do LNLS, trem de pacotes com gap de 20%, 500 kV de tensão de aceleração e 300mA. Observe que cada pacote converge para uma fase diferente. . . . .</i>	84
10.3	<i>Resultados de simulações utilizando parâmetros do LNLS, trem de pacotes com gap de 20%, 500 kV de tensão de aceleração e 300mA. Fase e tensão harmônica, desvio em relação a fase síncrona e aumento do comprimento dos pacotes apenas para a última volta. . . . .</i>	86
10.4	<i>Cálculo do build-up do campo em uma cavidade devido a passagem de um trem de pacotes. Observe que o transiente formado com a presença do gap no preenchimento é proporcional à razão <math>R_s/Q</math>. . . . .</i>	87
11.1	<i>Espalhamento elétron-elétron visto no sistema de referência do centro de massa e no sistema de referência do laboratório. . . . .</i>	93
11.2	<i>Balde de RF para os casos com e sem cavidade harmônica. A aceitância em energia é levemente reduzida (cerca de 4%) devido à presença da cavidade harmônica . . . . .</i>	96
11.3	<i>Desenho esquemático do cálculo do perfil das ilhas criadas pela modulação em fase. . . . .</i>	97

11.4	<i>Perfil do feixe calculado para uma tensão de gap de 460 kV, <math>A_m = 35</math> mrad. No caso do perfil para 2 ilhas <math>f_m = 51.3</math> kHz enquanto que para o caso de 3 ilhas <math>f_m = 51.1</math> kHz e <math>N_c = 30\%</math>.</i>	98
12.1	<i>Medida da posição relativa do centróide do feixe e o centro das fendas. O tempo de vida foi normalizado em relação ao seu valor na região de saturação</i>	100
12.2	<i>Resultados obtidos nas medidas de tempo de vida por espalhamento no gás utilizando as fendas verticais do anel do LNLS. Note que as medidas feitas em 2003 diferem das feitas em 2004 indicando que as condições de vácuo ainda não haviam sido restabelecidas após a intervenção no fim de 2003.</i>	102
12.3	<i>Inverso do tempo de vida em função da corrente por pacote para uma tensão de aceleração de 320 kV.</i>	103
12.4	<i>Inverso do tempo de vida em função da aceitância em momento.</i>	104
12.5	<i>Valores obtidos para os coeficientes <math>a(I)</math> e <math>c(I)</math> a partir do ajuste da equação aos pontos do gráfico da Figura 12.4.</i>	105
12.6	<i>Inverso do tempo de vida em função da corrente armazenada. Em todos os casos a energia do feixe era 1.37 GeV.</i>	106
12.7	<i>Perfil do feixe, medido com a streak camera, em cada um dos turnos apresentados na Figura 12.7.</i>	106
12.8	<i>Decaimento da corrente de uma pacote único para os casos com e sem modulação em fase (tensão aceleradora de aproximadamente 580 kV). Para o caso com modulação em fase ligada temos que <math>A_m = 35</math> mrad e <math>f_m = 53.7</math> kHz.</i>	107
A.1	<i>Passagem sucessiva de dois pacotes em uma cavidade de RF e campos excitados.</i>	113
B.1	<i>Representação esquemática da distribuição de partículas no espaço de fase ao longo do tempo.</i>	118
D.1	<i>Esquema de funcionamento de uma streak camera.</i>	123
E.1	<i>Esquema de um espalhamento elástico de uma partícula por um núcleo pesado. Na figura <math>\theta</math> é o ângulo de espalhamento, <math>\mathbf{p}</math> o momento da partícula incidente e <math>\mathbf{a}</math> a distância de aproximação no caso de um colisão frontal.</i>	126
E.2	<i>Desenho esquemático para o cálculo do número de partículas perdidas quando um feixe (<math>N</math> partículas) atravessa um material com densidade de centros espalhadores <math>\rho</math> e seção de choque <math>\sigma</math> a uma velocidade <math>v \approx c</math>.</i>	129
E.3	<i>Desenho esquemático da área transversal preenchida pela trajetória de um elétron espalhado elasticamente por um núcleo do gás residual.</i>	132
E.4	<i>Oscilação máxima do feixe para o caso de uma câmara de seção reta cilíndrica.</i>	133
E.5	<i>Oscilação máxima do feixe para o caso de uma câmara de seção transversal retangular.</i>	133

E.6	<i>Oscilação máxima do feixe para o caso de uma câmara de seção reta elíptica.</i>	134
E.7	<i>Perfil de pressão simulado para um quarto do anel de armazenamento do LNLS. A linha cheia (1) indica a distribuição de pressão normal e a linha pontilhada (2) no caso em que a câmara de vácuo do wiggler já está instalada.</i>	135
E.8	<i>Forma da Função betatron horizontal para uma parte do anel. Note que como a máquina tem simetria seis a forma da função para os demais trechos é apenas uma repetição da figura mostrada acima.</i>	136
E.9	<i>Esquema de cálculo do Fator de Forma para o espalhamento elástico no gás.</i>	137
E.10	<i>Esquema das coordenadas utilizadas no cálculo da seção de choque de espalhamento elétron-elétron.</i>	138
F.1	<i>Intervalos de medidas versus tempo de vida para diversas correntes. Neste caso consideramos uma precisão de 5% na medida e um desvio de corrente constante igual a 5 <math>\mu</math>A.</i>	145
F.2	<i>Teste de resposta do programa que faz o cálculo do tempo de vida.</i>	146
F.3	<i>Interface do programa que faz o cálculo do tempo de vida.</i>	148
F.4	<i>Incerteza experimental (erro aleatório) na medida de corrente armazenada obtida armazenando-se corrente e observado as flutuações da medida do DCCT (Direct-Current Current Transformer).</i>	148
F.5	<i>Parte do programa de cálculo de tempo de vida que faz varreduras automáticas em função (a) da posição das fendas e (b) da tensão de aceleração.</i>	149



## Relação das Tabelas

0.1	Principais parâmetros do anel de armazenamento do LNLS. [4] . . . . .	8
2.1	Principais parâmetros do anel de armazenamento do LNLS. . . . .	20
2.2	Principais modos longitudinais presentes na cavidade A. . . . .	23
3.1	Freqüências características sob a ação da modulação em fase. . . . .	40
8.1	Impedância shunt total necessária para obter alongamento máximo dos pacotes para diversos valores da corrente armazenada. . . . .	74
10.1	Principais parâmetros do anel de armazenamento do LNLS. [4] . . . . .	81
10.2	Parâmetros de uma cavidade de terceiro harmônico para o anel de armazenamento do LNLS. . . . .	82
10.3	Comparação dos transientes de fase para valores diferentes da razão $R_s/Q$ , todos para uma corrente de 300 mA, <i>gap</i> de 20% e tensão aceleradora de 500 kV. . . . .	85
11.1	Parâmetros de uma cavidade de terceiro harmônico para o anel de armazenamento do LNLS. . . . .	95
12.1	Valores Teóricos do coeficiente $b_0$ para os casos com e sem câmara do <i>wiggler</i> , valores medidos para o coeficiente angular $b_0P_1$ e valor estimado para a taxa de aumento da pressão dinâmica $P_1$ . . . . .	101
12.2	Comparação entre os valores medidos e calculados teoricamente dos coeficientes $a_0$ e $c_0$ (assumindo um acoplamento de 0.5%). . . . .	102
12.3	Resultados da simulação dos efeitos de uma cavidade de terceiro harmônico passiva no tempo de vida do feixe no LNLS para uma tensão de aceleração de 500 kV e impedância shunt da cavidade passiva de $R_s = 3.1 \text{ M}\Omega$ . . . . .	107
13.1	Tempo de Vida em condições padrão a 1.37 GeV com 250 mA, com tensão aceleradora de 350 kV e acoplamento de 0.5% (todos os valores referem-se às condições da máquina antes da parada de 2003, quando uma segunda cavidade de RF foi instalada). . . . .	109

E.1	Parâmetros geométricos da câmara de vácuo do anel de armazenamento do LNLS. . . . .	137
E.2	Valores obtidos para o fator de forma. . . . .	138

## Referências

- [1] MCMILLAN, E. M. A history of the synchrotron. **Physics Today**, p.31-37, Feb. 1984.
- [2] LEDUFF, J. Single and Multiple Touschek Effects. In: FIFTH CERN ADVANCED ACCELERATOR PHYSICS COURSE. v2, p.5373 1994 (CAS CERN 95-02).
- [3] LIN, L.; JAHNEL, L.; TAVARES, P. F. The LNLS UVX2 soft X-ray source. In: EUROPEAN PARTICLE ACCELERATOR CONFERENCE, p.450-452, 1992, Berlin.
- [4] LIN, L. **LNLS Synchrotron Light Source Parameter List**. LNLS CT 20/95.
- [5] SANDS, M. **The physics of electron storage rings: an introduction**. Rio de Janeiro: Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, 1984. CBPF/PRS - 010/84.
- [6] ELLISON, M.; BALL, M.; BRABSON, B.; BUDNICK, J.; CAUSSYN, D. D.; CHAO, A. W.; COLLINS, J.; CURTIS, S. A.; DERENCHUK, V.; DUTT, S.; EAST, G.; ELLISON, T.; FRIESEL, D.; GABELLA, W.; HAMILTON, B.; HUANG, H.; JONES, W. P.; LAMBLE, W.; LEE, S. Y.; LI, D.; MINTY, M. G.; NAGAITSEV, S.; NG, K. Y.; PEI, X.; RONDEAU, G.; SLOAN, T.; SYPHERS, M.; TEPIKIAN, S.; YAN, Y.; ZHANG, P. L. Driven response of the synchrotron motion of a beam. **Physical Review Letters**, v.70, p.591, 1993.
- [7] SYPHERS, M.; BALL, M.; BRABSON, B.; BUDNICK, J.; CAUSSYN, D. D.; CHAO, A. W.; COLLINS, J.; DERENCHUK, V.; DUTT, S.; EAST, G.; ELLISON, M. T.; FRIESEL, D.; GABELLA, W.; HAMILTON, B.; HUANG, H.; JONES, W. P.; LEE, S. Y.; LI, D.; MINTY, M. G.; NAGAITSEV, S.; NG, K. Y.; PEI, X.; RONDEAU, G.; SLOAN, T.; TENG, L.; TEPIKIAN, S.; WANG, Y.; YAN, Y. T.; ZHANG, P. L. Experimental study of synchro-betaatron coupling induced by dipole modulation. **Physical Review Letters**, v.71, p.719, 1993.
- [8] HUANG, H.; BALL, M.; BRABSON, B.; BUDNICK, J.; CAUSSYN, D. D.; CHAO, A. W.; COLLINS, J.; DERENCHUK, V.; DUTT, S.; EAST, G.; ELLISON, M. T.; FRIESEL, D.; HAMILTON, B.; JONES, W. P.; LEE, S. Y.; LI, D.; MINTY, M. G.; NAGAITSEV, S.; NG, K. Y.; PEI, X.; RIABKO, A.; SLOAN, T.; SYPHERS, M.; TENG, L.; WANG, Y.; YAN, Y. T.; ZHANG, P. L. Experimental determination of the

- Hamiltonian for synchrotron motion with rf phase modulation. **Physical Review E**, v.48, p.4678, 1996.
- [9] LI, D.; BALL, M.; BRABSON, B.; BUDNICK, J.; CAUSSYN, D. D.; CHAO A.; S.; EAST, G.; ELLISON, M. T.; FRIESEL, D.; HAMILTON, B.; HUANG,H.; JONES, W. P.; LEE, S. Y.; MINTY, M. G.; NAGAITSEV, S.; NG, K. Y.; Pei, X.; SLOAN, T.; SYPHERS, M.; TENG, L.; WANG, Y.; YAN, Y. T.; ZHANG, P. L. Experimental measurement of resonance islands induced by rf voltage modulation. **Physical Review E**, v.48, p.1638, 1993.
- [10] LI, D.; BALL, M.; BRABSON, B.; BUDNICK, J.; CAUSSYN, D. D.; CHAO A.; DERENCHUK, V.; DUTT, S.; S.; EAST, G.; ELLISON, M. T.; FRIESEL, D.; HAMILTON, B.; HUANG,H.; JONES, W. P.; LEE, S. Y.; LIU, J. Y.; MINTY, M. G.; NG, K. Y.; Pei, X.; RIABKO, A.; SLOAN, T.; SYPHERS, M.; WANG, Y.; YAN, Y. T.; ZHANG, P. L. **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment**. v.364, p.205-223, 1995.
- [11] WANG, M. H.; CHANG, P.; CHOU, P.J.; HSU, K.T.; KUO, C.C.; LEE, J.C.; LAU, W.K. Experiment of RF Voltage Modulation at SRRC. In: PARTICLE ACCELERATOR CONFERENCE, p.2837-2839, 1999, New York.
- [12] ZHANG, Y.; LEE, S.Y. Resonance strength for the synchrotron Hamiltonian with RF phase modulation. In: PARTICLE ACCELERATOR CONFERENCE, p.1726-1728, 2001, Chicago.
- [13] BOCCHETTA, C.J.; FABRIS, A.; IAZZOURENE, F.; KARANTZOULIS, E.; SVANDRLIK, M.; TOSI, L.; WALKER, R. P.; WRILICH, A. Beam density manipulations in the ELETTRA storage ring. In: PARTICLE ACCELERATOR CONFERENCE, p.829-831, 1997, Vancouver.
- [14] KUSKE, P. Emittance manipulations at BESSY I. In: EUROPEAN PARTICLE ACCELERATOR CONFERENCE, p.1297-1299, 1998, Stockholm.
- [15] SENICHEV, Y.; HERTEL, N.; LUNT, S.; MOELLER, S.P.; NIELSEN, J.S. Increasing the life time of SR sources by RF phase modulation. In: EUROPEAN PARTICLE ACCELERATOR CONFERENCE, p.1339-1341, 1998, Stockholm..
- [16] SAKANAKA, S.; IZAWA, M.; MITSUHASHI, T.; TAKAHASHI, T. Improvement in the beam lifetime by means of an rf phase modulation at the KEK Photon Factory storage ring. **Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams**, v.3, n.050701, 2000.

- [17] WANG, M. H.; CHANG, L.H.; CAHNG, P.; HSU, K.T.; KUO, C.C.; KAU, W.K.; HSUE, C.S. Effect of RF phase modulation on the longitudinal beam dynamics. In: PARTICLE ACCELERATOR CONFERENCE, p.1487-1489, 1999, New York.
- [18] BYRD, J.M.; CHENG, W.H.; ZIMMERMANN, F. Nonlinear effects of phase modulation in an electron storage ring. **Physical Review E**, n.57, p.4706, 1998.
- [19] ORSINI, F.; MOSNIER, A. Effectiveness of rf phase modulation for increasing bunch length in electron storage rings. **Physical Review E**, n.61, p.4431, 2000.
- [20] FARIAS, R. H. A.; PARDINE, C.; TAVARES P. F. Upgrade of the RF system of the LNLS UVX storage ring. In: EUROPEAN PARTICLE ACCELERATOR CONFERENCE, p.2148-2150, 2002, Paris.
- [21] FARIAS, R. H. A.; ABREU, N. P.; JAHNEL, L. C.; LIN; L.; PARDINE, C.; TAVARES, P. F. Upgrade and commissioning of the LNLS RF sytem. In: EUROPEAN PARTICLE ACCELERATOR CONFERENCE, p.6192-6194, 2004, Lucern.
- [22] LAUSTROER, U.; VAN RIENEN, U.; WEILAND, T. URMEL and URMEL-T User Guide, DESY M-87-03,1987.
- [23] SVANDRLIK, M.; D'AURIA, G.; FABRIS, A.; KARANTZOULIS, E.; MASSAROTTI, A.; PASOTTI, C.; ROSSI, C. Investigation of the higher order modes in the ELETTRA cavities. In: EUROPEAN PARTICLE ACCELERATOR CONFERENCE, p.2762-2764, 1994, London.
- [24] SAKANAKA, S.; OBINA, T. Observation of longitudinal quadrupole-mode oscillations of a bunch which were induced by RF phase modulation in the electron storage ring. **Japanese Journal of Applied Physics**, v.40, p.2465-2474, April 2001.
- [25] LANDAU, L. D.;LIFCHITZ, E. M. **Mechanics**.v.1, 12<sup>th</sup> ed, Moscou:Éditions Mir, 1966. Bibliografia: p.111-117.
- [26] LEE, S. Y. **Accelerator Physics**. Singapore: World Scientific, 1999). Bibliografia: p. 234.ISBN 981-02-3709-3.
- [27] CHAO, A. W. **Physics of Collective Beam Instabilities in High Energy Accelerators**. New York: John Wiley & Sons, 1993. ISBN 0-471-55184-8
- [28] BYRD, J.M. Longitudinal beam transfer function in an electron storage ring. **Particle Accelerator**, v.57, p.159, 1997.
- [29] BYRD, J.M.; DE SANTIS, S.; JACOB, J.; SERRIERE, V. Transient beam loading effects in harmonic rf systems for light sources. **Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams**, v.5, n.092001, 2002.

- [30] SANDS, M. **Beam-Cavity Interactions**. v.1 e v.2, Orsay, 1976. LAL 2-76 e 3-76.
- [31] HOFFMANN, A.; MYERS, S. Beam dynamics in a double RF system. In: 11th INTERNATIONAL CONFERENCE ON HIGH ENERGY ACCELERATORS, p.610 , 1980, Basel (CERN Report No.ISR-TH-RF/80-26).
- [32] BRUCK, H. **Accelérateurs circulaires des particules**. PARIS: Press Univ. de France, 1996. (English Translation, Los Alamos Sci. Lab Rep No. LA-TR-72-10 Rev, 1972).
- [33] CHIN, Y. Longitudinal stability for electron bunches in a double RF system. **Nuclear Instruments and Methods**. v.215, p.501-509, 1983.
- [34] Multiphysics Solutions. Disponível em:<<http://www.ansys.com/solutions/multiple-physics.asp#>>.
- [35] BYRD, J. M.; DE SANTIS, S.; GEORGSSON, M.; STOVER, G.; FOX, J.D.; TEYTELMAN, D. Commissioning of a higher harmonic RF system for the Advanced Light Source. **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment**. v.455, p.271-282, 2000.
- [36] GEORGSSON, M.; ANDERSSON, Å.; ERIKSSON, M. Landau cavities at MAX II. **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment**. v.416, p.465-474, 1998.
- [37] GEORGSSON, M.; ANDERS, W.; KRÄMER, D.; BYRD, J. M. Design and commissioning of 3<sup>rd</sup> harmonic cavities at BESSY II, **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment**. v.469, n.3, p.373-381, 2001.
- [38] DECKING, W.; BYRD, J.; KIM, C.; ROBIN, D. Lifetime studies at the Advanced Light Source. In: EUROPEAN PARTICLE ACCELERATOR CONFERENCE, p.1262-1264 ,1998 , Stockholm.
- [39] WALKER, R. P.; BOCCHETTA, C. J.; IAZZOURENE, F.; KARANTZOULIS, E. Beam Lifetime in ELETTRA. In: EUROPEAN PARTICLE ACCELERATOR CONFERENCE, p.1347-1349 ,1994, London.
- [40] FARIAS, R. H. A.; JAHNEL, L. C.; LIN, L.; TAVARES, P. F. Optical Beam Diagnostics for the LNLS Synchrotron Light Source. In: EUROPEAN PARTICLE ACCELERATOR CONFERENCE, p.2238-2240 , 1998, Stockholm.

- [41] HUTTEL, E.; BIRKEL, I.; MÜLLER, A. S.; PEREZ, F.; PONT, M. Studies of Beam Lifetime at ANKA. In: PARTICLE ACCELERATOR CONFERENCE, p.893-895, 2003, Portland.
- [42] BOCCHETTA, C.J. Lifetime and Beam Quality. In: FIFTH CERN ADVANCED ACCELERATOR PHYSICS COURSE. France, p.22-27, 1996. Disponível: <[http://www.elettra.trieste.it/organisation/accelerator/docs/st\\_m\\_97\\_03.pdf](http://www.elettra.trieste.it/organisation/accelerator/docs/st_m_97_03.pdf)>.
- [43] ROPERT, A. Effect of a reduced vertical aperture on the ESRF Lifetime. In: EUROPEAN PARTICLE ACCELERATOR CONFERENCE, p.739-741, 2002, Paris.
- [44] KIM, C.; JACKSON, A.; WARWICK, A. Beam lifetime and beam brightness in ALS. In: EUROPEAN PARTICLE ACCELERATOR CONFERENCE, p.198-200, 1995, Dallas.
- [45] KARANTZOULIS, E.; BOCCHETTA, C.J.; CARNIEL, A.; FERIANIS, M.; FABRIS, A.; IAZZOURENE, F.; NAGAOKA, R.; SVANDRLIK, M.; TOSI, L.; WALKER, R.P.; WRULICH, A. Beam lifetime measurements in ELETTRA. In: EUROPEAN PARTICLE ACCELERATOR CONFERENCE, p.1105-1107, 1996, Barcelona.
- [46] KHAN, S. Study of the BESSY II beam lifetime. In: PARTICLE ACCELERATOR CONFERENCE, p.2831-2833, 1999, New York.
- [47] WALLÉN, E. Aperture and lifetime measurements with moveable scrapers at MAX II. **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment**, v.508, p.487-495, 2003.
- [48] LEDUFF, J. Current and current density limitations in existing electron storage rings. **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment**, v.239, p.83-101, 1995.
- [49] HOFFMANN, A. Beam Instabilities. In: CERN ADVANCED ACCELERATOR PHYSICS COURSE. v.1, p.99-119, Geneva, 1995.
- [50] WIEDEMANN, H. **Particle Accelerator Physics**. Berlin: Springer-Verlag, 1995. vol. 2, ISBN 3-540-57564-2.
- [51] GOLDSTEIN H. **Classical Mechanics**. Indonesia: Addison Wesley, 1957. ISBN 0-201-02981-9.
- [52] WRULICH, A. Single-Beam Lifetime. In: FIFTH CERN ADVANCED ACCELERATOR PHYSICS COURSE. p.409, CERN 94-01, 1994.

- [53] KUNG, P. H. The Bremsstrahlung Lifetime in a Storage Ring. Documento Interno Stanford Synchrotron Radiation Laboratory, SSRL ACD-Note 88, 1990, Califórnia.
- [54] MOCHESHNIKOV, N.; ZELINSKY, A. The beam lifetime from elastic scattering on nuclei of residual gas in electron storage ring with the various shape of the vacuum chamber. In: PARTICLE ACCELERATOR CONFERENCE, p.2924-2926, 1999, New York.
- [55] PONCET, A.; PACE, A.; GOURBER, M.; GADET, B. Pressure Distribution & Critical Beam Current Program. CERN (MT) 1992.
- [56] GROTE, H.; ISELIN, F. C. The MAD Program. CERN 1995. Disponível:<[http://wwwslap.cern.ch/mad/mad/mad9/user/user\\_guide.html](http://wwwslap.cern.ch/mad/mad/mad9/user/user_guide.html)>
- [57] BURNS, A.J.; HALVARSSON, B.; MATHIESON, D.; MILTEAD, I.; VOS, L. Real Time Monitoring of LEP Beam Currents and Lifetimes. In: EUROPEAN PARTICLE ACCELERATOR CONFERENCE, p.1716-1718, 1994, London.