



CNPq



134518

30 de maio de 2016

Grupo de Estudos: Física de Aceleradores

Isabella Stevani

Laboratório Nacional de Luz Síncrotron, Campinas, Brasil

Seguindo o livro *The physics of electron storage rings: an introduction* de Matthew Sands [1], este grupo de estudos tem por objetivo estudar e discutir o funcionamento de um acelerador de partículas, desde os elementos que o compõe como os fenômenos físicos que modelam sua dinâmica. Este documento traz anotações e deduções úteis de forma a facilitar o completo entendimento deste assunto.

Sumário

1	Introdução	3
1.1	Mecanismos básicos	3
1.2	Efeitos coletivos	4
2	Oscilações Betatron	6
2.1	Sistema de coordenadas	6
2.2	Campo guia	6
2.3	Equações de movimento	11
2.4	Separação do movimento radial	16
2.5	Trajetórias betatron	18
2.6	Oscilações betatron pseudo-harmônicas	24
2.7	Sintonias	32
2.8	Descrição aproximada das oscilações betatron	35
2.9	Natureza da função beta	38
2.10	Perturbação de órbita fechada	47
2.11	Erros de gradiente de campo	54
3	Oscilações em Energia	61
3.1	Órbitas fechadas	61
3.2	Comprimento da órbita: fator de compactação de momento	64
3.3	Aproximação para órbita fechada e fator de compactação de momento	66
3.4	Ganho e perda de energia	68
3.5	Pequenas oscilações	76
3.6	Grandes oscilações: abertura dinâmica	80
4	Amortecimento por Radiação	87
4.1	Perda de energia	87
4.2	Amortecimento das oscilações de energia	89
4.3	Amortecimento das oscilações betatron	93
4.4	Taxas de amortecimento por radiação	100
5	Excitação por Radiação	103
5.1	Radiação quântica	103
5.2	Flutuações de energia	108
5.3	Distribuição das Flutuações	114
5.4	Comprimento do <i>bunch</i>	118
5.5	Largura do feixe	119
5.6	Altura do feixe	125

1 Introdução

1.1 Mecanismos básicos

Para facilitar o entendimento dos processos descritos a seguir, a Figura 1 representa a estrutura física de um anel de armazenamento.

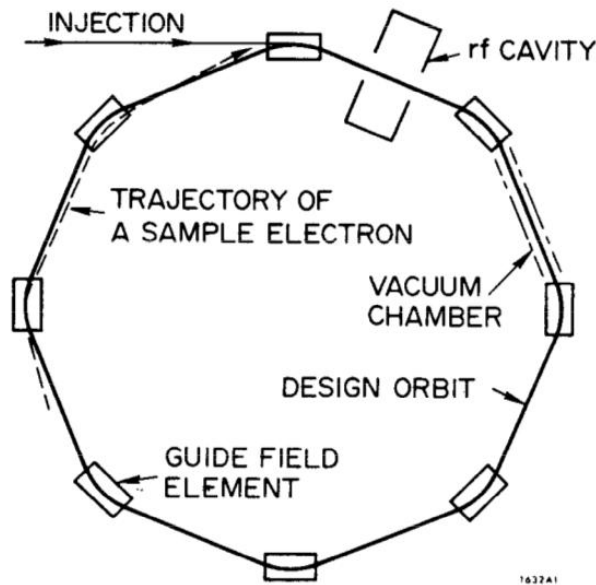


Figura 1: Diagrama esquemático de um anel de armazenamento de elétrons. Retirado de [1].

Um feixe de elétrons é injetado em uma câmara circular em vácuo. Campos magnetostáticos guiam as partículas pela câmara de vácuo. Tais campos são chamados de campos guia. A interação eletromagnética entre o campo guia e os elétrons causa uma aceleração centrípeta do feixe, curvando assim sua trajetória e gerando um órbita fechada desejada e desenhada a partir da escolha criteriosa do campo.

Esse campo guia, além de fechar a trajetória em uma órbita, tem propriedades focalizadoras que fazem com que cada elétron execute oscilações pseudo-harmônicas na transversal, as quais são chamadas de oscilações betatron.

A cada volta, o elétron perde uma pequena parte da sua energia em forma de radiação síncrotron. Esta energia perdida é repostada através de campos elétricos oscilantes no tempo gerados na cavidade de rádio frequência (RF) e que aceleram longitudinalmente o feixe. Essas pequenas variações de perda e ganho da energia dos elétrons causam também oscilações no comprimento de órbita, no período de revolução, e ainda, no instante de chegada τ dos elétrons na cavidade de RF. As oscilações no plano energia- τ são chamadas de oscilações síncrotron (ou oscilações

de fase). Essas oscilações longitudinais dos elétrons são medidas em relação às partículas síncronas, que são definidas como aqueles elétrons idealizados cujas energias, períodos de revolução e fase de chegada à cavidade de RF têm valores nominais.

Existem fases ideais de chegada à cavidade de RF em que o campo elétrico da cavidade é tal que a energia reposta por ele coincide com a energia média perdida pelos elétrons em cada volta. Cada uma destas fases ideais é chamada de fase síncrona. O número harmônico de um anel é definido como sendo a razão inteira entre a frequência de RF e a frequência de revolução dos elétrons. O número harmônico nos dá então o número de fases síncronas que podem ser acomodados no anel. Ao redor de cada uma destas fases síncronas, que são pontos fixos do espaço de fase energia- τ nos quais se situam as partícula síncronas, pode-se ter uma distribuição de elétrons descrevendo oscilações síncrotron. Estas distribuições de elétrons em torno de das fases síncronas são chamadas de pacotes ou bunches. Tipicamente o número harmônico dos anéis assume valor alto, permitindo assim um grande número de bunches e, em consequência, uma corrente de feixe circulante mais intensa.

A perda de energia por radiação síncrotron junto com a compensação gerada pela cavidade de RF causa um lento amortecimento da radiação de todas as amplitudes de oscilação, fazendo com que a trajetória de cada elétron tenda à trajetória do elétron de referência, o qual possui velocidade constante ao longo da órbita ideal.

Amortecimento da radiação não conserva o espaço de fase, então pode-se injetar vários *bunches* no mesmo anel. O amortecimento de todas as amplitudes de oscilação é efetivamente preso devido à excitação contínua das oscilações por um "ruído" na energia do elétron, que vem do fato da radiação síncrona ser emitida em fótons de energia discreta. Este fenômeno é chamado de flutuação quântica da perda de energia. Em condições estacionárias, um equilíbrio é alcançado entre a excitação quântica e o amortecimento da radiação, levando a uma distribuição estatística estacionária das amplitudes e fases de oscilação dos elétrons em um *bunch*. O *bunch*, então, toma forma de uma tira elástica viajante, a qual tem tamanho e forma estacionários, com uma distribuição Gaussiana das amplitudes em cada coordenada transversal e longitudinal (Figura 2).

Para cada coordenada do elétron, existe uma amplitude de oscilação máxima chamada de abertura dinâmica, a qual o elétron não fica mais preso dentro do *bunch*. A abertura dinâmica para cada coordenada é definida por um obstáculo físico (tamanho da câmara de vácuo, por exemplo) ou por efeitos não-lineares nas forças focalizadoras, gerando trajetórias não-limitadas.

1.2 Efeitos coletivos

Quando há um número suficientemente grande de elétrons em um *bunch*, as interações entre os elétrons são relevantes (seja entre os elétrons ou entre os



Figura 2: *Bunches* circulando em um anel de armazenamento. Retirado de [1].

bunches).

- *Touschek-effect*. Dois elétrons oscilando em um *bunch* podem transferir um pouco da sua energia de oscilação de uma coordenada transversal para uma longitudinal se sofrerem espalhamento de Coulomb. As novas amplitudes podem estar fora da aceitância em energia, ou aumentar o tamanho do *bunch*. Esse efeito é relevante em baixas energias (menor que 1 GeV).
- Oscilações coerentes. Cada elétron no feixe produz campos eletromagnéticos na câmara de vácuo que influenciam o movimento dos outros elétrons. Estas interações coletivas podem gerar oscilações coerentes instáveis, em que todos os elétrons de um *bunch* oscilam num modo coletivo em que a amplitude aumenta exponencialmente com o tempo. Estas oscilações coerentes envolvem tanto a dinâmica transversal quanto a longitudinal, podendo aumentar o tamanho do *bunch* ou levar à perda de elétrons.

Interferência construtiva dos campos de radiação dos elétrons em um *bunch* talvez gere radiação síncrona coerente, que pode aumentar a perda de energia de cada elétron individualmente. Este efeito não é considerado significativo nos anéis de armazenamento mais novos.

Para conseguir a alta densidade de corrente desejada nos anéis de armazenamento, as instabilidades coerentes devem ser suprimidas ou controladas. Os outros efeitos coletivos são combinados com os efeitos individuais para determinar a dimensão do *bunch*.

2 Oscilações Betatron

2.1 Sistema de coordenadas

É conveniente utilizar um sistema de coordenadas cilíndrico para descrever a trajetória de um elétron dentro do anel de armazenamento (Figura 3), uma vez que é desejado que seu movimento seja circular. Sendo assim, definem-se as coordenadas

- s – Coordenada longitudinal, representa a distância entre um ponto de referência na órbita ideal e o ponto mais próximo do elétron nesta mesma órbita.
- x e z – Coordenadas transversais, representam os deslocamentos horizontal e vertical com relação à órbita ideal, respectivamente.



Figura 3: Coordenadas para descrever as trajetórias. Retirado de [1].

2.2 Campo guia

Pelo princípio da inércia de Newton, um corpo tende a permanecer em movimento retilíneo uniforme se não há forças que o obriguem a mudar sua trajetória. Logo, para que o elétron tenha uma órbita circular, é necessário aplicar uma força que mude sua trajetória da forma desejada.

Pela força de Lorentz,

$$\vec{F} = q (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (2.1)$$

onde q é a carga da partícula em movimento, \vec{E} é o vetor de campo elétrico, \vec{v} é o vetor de velocidade da partícula e \vec{B} é o vetor de campo magnético.

A contribuição referente à força elétrica ($q\vec{E}$) é paralela ao campo elétrico, enquanto a contribuição referente à força magnética ($q(\vec{v} \times \vec{B})$) é perpendicular ao campo magnético e à velocidade. Devido a este fato, a força magnética não realiza trabalho, uma vez que é perpendicular ao deslocamento da partícula. Logo, a força magnética altera a direção do vetor velocidade – e, por consequência, do movimento da partícula – sem alterar o seu módulo. Apenas a força elétrica pode realizar trabalho.

Desta forma, a fim de desviar a partícula da sua trajetória, aplica-se um campo magnético \vec{B} nos pontos onde ela deve fazer alguma curva, o qual é chamado de campo guia. Com $E = 0$,

$$\vec{F} = q\vec{v} \times \vec{B} \quad (2.2)$$

Espera-se que a órbita ideal ocorra no plano horizontal ($z = 0$) de forma que o campo magnético deve ser puramente vertical em toda a órbita do anel. Considerando o campo magnético simétrico com relação ao plano da órbita ideal e fazendo uma aproximação linear, pode-se escrever a equação do campo magnético através da expansão de Taylor:

$$B_z(s, x, z) = B_0(s) + \left(\frac{\partial B_z}{\partial x} \right)_{0s} x \quad (2.3)$$

$$B_x(s, x, z) = \left(\frac{\partial B_x}{\partial z} \right)_{0s} z \quad (2.4)$$

Pela simetria imposta, aplicando as leis de Maxwell,

$$\frac{\partial B_z}{\partial x} = \frac{\partial B_x}{\partial z} \quad (2.5)$$

Desta forma, as equações (2.3) e (2.4) podem ser reescritas como

$$B_z(s, x, z) = B_0(s) + \left(\frac{\partial B}{\partial x} \right)_{0s} x \quad (2.6)$$

$$B_x(s, x, z) = \left(\frac{\partial B}{\partial x} \right)_{0s} z \quad (2.7)$$

Como o campo é simétrico em relação ao plano da órbita ideal, as variáveis B_0 e $\frac{\partial B}{\partial x}$ possuem apenas componentes verticais, então apenas suas magnitudes são necessárias para descrevê-las completamente e os índices s e z podem ser suprimidos.

Anéis de armazenamento são modelados para operar em uma faixa de valores de energia dos elétrons. Isto é obtido arranjando de forma que os campos magnéticos possam ser variados juntos – sendo parametrizados proporcionalmente à energia de operação desejada. Claramente, se o campo magnético na órbita ideal

é mudado em todo o anel pelo mesmo fator, a órbita ideal será, novamente, uma trajetória possível de um elétron cujo momento é mudado pelo mesmo fator. Variar todos os campos juntos altera muito pouco a energia associada com a órbita ideal. Por essas razões, é conveniente especificar as propriedades do campo guia de uma maneira que seja independente de qualquer energia de operação escolhida, o que é facilmente feito dividindo todos os campos por um fator proporcional à energia associada do elétron, o qual é chamado de rigidez magnética. Desta forma, as propriedades lineares do campo guia podem ser definidas pelas funções

$$G(s) = \frac{ecB_0(s)}{E_0} \quad (2.8)$$

$$K_1(s) = \frac{ec}{E_0} \left(\frac{\partial B}{\partial x} \right)_{0s} \quad (2.9)$$

onde E_0 é a energia nominal, c é a velocidade da luz e e é a carga do elétron. Note que estas funções tem um significado físico bem simples. Neste caso, apenas elétrons ultra-relativísticos são considerados, então sua energia é dada por $E = cp$. Desta forma, $G(s)$ é apenas o inverso do raio de curvatura $\varrho(s)$ dos elétrons em $x = 0$ e $z = 0$ com energia nominal, ou seja,

$$G(s) = \frac{1}{\varrho(s)} \quad (2.10)$$

Demonstração. Como a partícula está rotacionando sobre ação da força de Lorentz, esta força deve ser equivalente a sua força centrípeta. Logo,

$$\begin{aligned} \frac{mv^2}{\varrho(s)} &= q\vec{v} \times \vec{B} \\ &= evB_0(s) \end{aligned}$$

Como o elétron é ultra-relativístico (com velocidade próxima/igual à velocidade da luz), a energia da partícula é dada por

$$E_0^2 = (m_0c^2)^2 + p^2c^2$$

onde m_0 é a massa de repouso e p o momento da partícula. Pelo mesmo argumento anterior, $(m_0c^2)^2 \ll c^2p^2$. Desta forma, pode desprezar o termo $(m_0c^2)^2$ e a energia da partícula é dada por

$$\begin{aligned} E_0 &= pc \\ &= \gamma m_0c^2 \\ &= mc^2 \end{aligned}$$

Substituindo,

$$\begin{aligned}\frac{mv^2}{\varrho(s)} &= ecB_0(s) \\ \frac{E_0}{\varrho(s)} &= ecB_0(s) \\ \therefore \frac{1}{\varrho(s)} &= \frac{ecB_0(s)}{E_0} = G(s)\end{aligned}$$

Desta forma, reescrevendo a equação do campo magnético em função de $G(s)$,

$$\begin{aligned}B_z(s, x, z) &= B_0(s) + \frac{\partial B}{\partial x}x \\ &= \frac{E_0}{ec}G(s) + \frac{\partial B}{\partial x}x\end{aligned}$$

Definindo a função $K_1(s)$ como

$$K_1(s) = \frac{ec}{E_0} \frac{\partial B}{\partial x}$$

tem-se que

$$\begin{aligned}B_z(s, x, z) &= \frac{E_0}{ec}G(s) + \frac{\partial B}{\partial x}x \\ &= \frac{E_0}{ec}G(s) + \frac{E_0}{ec}K_1(s)x \\ &= \frac{E_0}{ec}[G(s) + K_1(s)x]\end{aligned}$$

Reescrevendo $B_x(s, x, z)$ da mesma forma, as equações do campo magnético são

$$\begin{aligned}B_z(s, x, z) &= \frac{E_0}{ec}[G(s) + K_1(s)x] \\ B_x(s, x, z) &= \frac{E_0}{ec}K_1(s)z\end{aligned}$$

□

A constante de proporcionalidade $\frac{E_0}{ec}$ é a rigidez magnética do anel de armazenamento. Ela normaliza as equações do campo magnético de forma que este dependa apenas das propriedades da ótica do anel.

Devido à relação entre $G(s)$ e $\varrho(s)$, $G(s)$ é chamada de função de curvatura. A função $K_1(s)$ é a taxa de variação do raio inverso com o deslocamento radial.

As funções $G(s)$ e $K_1(s)$ podem ser arbitrárias, porém devem satisfazer alguns requisitos importantes. Primeiro, $G(s)$ precisa ser tal que esta defina uma órbita fechada (pode-se pensar que $G(s)$ define a órbita ideal, ou que alguma órbita

fechada arbitrária define $G(s)$ de forma única). A variação $d\theta_0$ na direção da tangente à órbita ideal em um intervalo ds é

$$-d\theta_0 = \frac{ds}{\varrho(s)} = G(s)ds \quad (2.11)$$

O ângulo percorrido em uma revolução precisa ser igual a 2π , então $G(s)$ deve satisfazer

$$\int_0^L G(s)ds = 2\pi \quad (2.12)$$

Segundo, tanto $G(s)$ quanto $K_1(s)$ são, necessariamente, funções periódicas de s , devido ao fato de que a coordenada longitudinal s é fisicamente cíclica – retornando ao mesmo ponto da órbita após uma revolução. Dito isso, $G(s)$ e $K_1(s)$ também devem satisfazer

$$\begin{cases} G(s+L) = G(s) \\ K_1(s+L) = K_1(s) \end{cases} \quad (2.13)$$

onde L é o comprimento da órbita. Exceto por estas condições, $G(s)$ e $K_1(s)$ podem ter mais ou menos variações arbitrárias com s .

Apesar das funções do campo guia G e K_1 serem, a princípio, bem gerais, geralmente é conveniente simplificar o design ou a operação de um anel de armazenamento impondo certas restrições nestes aspectos. Por exemplo, a maioria dos anéis de armazenamento são desenhados para ter o mesmo raio de curvatura, diga-se ϱ_0 , em todos os ímãs de curvatura – e sem nenhuma curvatura entre um ímã e outro, ou seja, apenas trechos retos. Este tipo de campo guia é chamado isomagnético. O intuito desta configuração é que o campo magnético sobre a órbita ideal tenha o mesmo valor em todo lugar, exceto onde este é nulo. Então $G(s)$ é uma função dicotômica:

$$G(s) = \begin{cases} G_0 = \frac{1}{\varrho_0}, & \text{no ímã} \\ 0, & \text{em todo o resto} \end{cases} \quad (2.14)$$

Um campo guia real não pode, claro, ser idealmente isomagnético, já que é fisicamente impossível ter um campo magnético descontínuo. Sempre há uma zona de transição nas bordas do ímã onde o campo vai de zero ao seu valor nominal. A aproximação isomagnética ideal é, entretanto, um tanto quanto adequada no geral.

Apesar de aceleradores e anéis de armazenamento comumente serem construídos com ímãs de curvatura com gradientes radiais de campo, é comum desenvolver campos guia de função separável, ou seja, campos magnéticos em que as funções de focalização e curvatura são atribuídas a elementos magnéticos diferentes. Isto é, o campo guia consiste numa sequência de dipolos (sem gradiente

de campo) e quadrupolos (sem campo na órbita ideal). Pensando nesta configuração, define-se um campo guia de função separável onde as funções $G(s)$ e $K_1(s)$ devem satisfazer a condição

$$G(s)K_1(s) = 0 \quad (2.15)$$

Um pouco de atenção para este fato. Às vezes é conveniente projetar os ímãs de curvatura com faces retangulares. Com este tipo de ímã, a órbita ideal deve entrar ou sair do ímã com um ângulo diferente de 90° em relação à borda do mesmo (Figura 4). Mesmo que o ímã seja plano (sem gradiente radial no ímã), irão existir gradientes radiais nas bordas, onde o campo não é nulo. A equação (2.15) não é satisfeita nas bordas, e um campo guia construído com estes ímãs retangulares – junto com os quadrupolos – não irá satisfazer a definição de função separável, mesmo que ele seja referenciado como tal às vezes. Estes campos ainda podem ser, entretanto, isomagnéticos.



Figura 4: Campo guia com ímã retangular. Retirado de [1].

2.3 Equações de movimento

As equações de movimento descrevem a trajetória de um elétron se movendo próximo da órbita ideal, com uma energia próxima, mas não necessariamente igual, à energia nominal E_0 . O desvio de energia é definido como

$$\epsilon = E - E_0 \quad (2.16)$$

onde E é a energia do elétron.

Para manter a aproximação linear, são considerados apenas pequenas quantidades de x , z e ϵ . Melhor do que tomar o tempo como variável independente, é mais conveniente adotar a coordenada longitudinal s . Assim, derivadas com relação a s serão indicadas daqui pra frente pela notação $(')$. Por exemplo, $x' = \frac{dx}{ds}$.

Começando a análise pelo movimento radial. Considere um elétron em x movendo-se com inclinação x' (Figura 5). A inclinação é o ângulo entre a direção do movimento do elétron e a tangente à órbita ideal. x' é o ângulo entre a trajetória e a tangente à órbita ideal. Suponha um ângulo θ_0 entre a tangente e uma direção de referência arbitrária e um ângulo θ entre a trajetória e a mesma direção de referência. Logo, $x' = \theta - \theta_0$ e

$$x'' = \frac{d(\theta - \theta_0)}{ds} \quad (2.17)$$

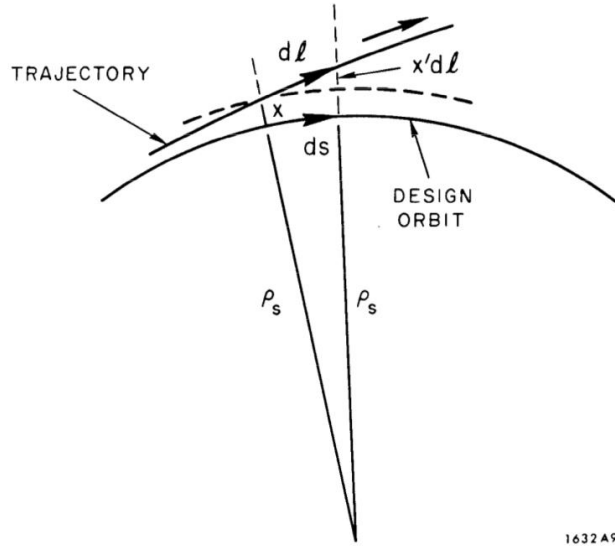


Figura 5: Trajetória de um elétron próxima à órbita ideal. Retirado de [1].

A derivada de θ_0 é, como já foi visto, $\frac{-1}{\varrho_s} = G(s)$ ($\varrho_s = \varrho(s)$). Mas o que é $\frac{d\theta}{ds}$? O rario de curvatura da trajetória é

$$\varrho = \frac{E}{ecB} \quad (2.18)$$

e, em um elemento de caminho $d\ell$ da trajetória, a variação do ângulo é

$$d\theta = -\frac{d\ell}{\varrho} = -\frac{ecB}{E}d\ell \quad (2.19)$$

Note que, enquanto o ângulo x' é pequeno – e pode-se sempre assumir isto desde que apenas termos de primeira ordem sejam considerados, que é o caso – um elemento de caminho $d\ell$ da trajetória em x é relacionado com a correspondente variação em s por

$$d\ell = \frac{\varrho_s - x}{\varrho_s} ds = \left(1 + \frac{x}{\varrho_s}\right) ds = (1 + G(s)) ds \quad (2.20)$$

Agora, B pode ser descrito por

$$B = B_0 + \frac{\partial B}{\partial x} x = \frac{E_0}{ec} (G + K_1 x) \quad (2.21)$$

Substituindo as equações (2.20) e (2.21) na equação (2.19) juntamente com $E_0 + \epsilon$ para E – e mantendo apenas termos de primeira ordem – tem-se que

$$d\theta = \left\{ -G - (G^2 + K_1)x + G \frac{\epsilon}{E_0} \right\} ds \quad (2.22)$$

e, portanto,

$$x'' = -(G^2 + K_1)x + G \frac{\epsilon}{E_0} \quad (2.23)$$

Demonstração. Pela equação (2.19),

$$\begin{aligned} d\theta &= -\frac{ecB}{E} d\ell \\ &= -\frac{ecB}{E} (1 + Gx) ds \\ &= -\frac{ec}{E} \left[\frac{E_0}{ec} (G + K_1 x) \right] (1 + Gx) ds \\ &= -\frac{E_0}{E_0 + \epsilon} (G + K_1 x) (1 + Gx) ds \\ &= -\frac{E_0}{E_0 + \epsilon} (G + K_1 x + G^2 x + K_1 G x^2) ds \\ &= -\frac{E_0}{E_0 + \epsilon} (G + (G^2 + K_1)x + K_1 G x^2) ds \end{aligned}$$

Mantendo apenas termos de primeira ordem para continuar com a aproximação linear,

$$\begin{aligned} d\theta &= -\frac{E_0}{E_0 + \epsilon} (G + (G^2 + K_1)x) ds \\ &= \frac{E_0}{E_0 + \epsilon} (-G - (G^2 + K_1)x) ds \\ &= \frac{1}{1 + \epsilon/E_0} (-G - (G^2 + K_1)x) ds \end{aligned}$$

Como ϵ/E_0 é bem pequeno, pode-se considerar que o termo $\frac{1}{1+\epsilon/E_0}$ é a soma de uma série geométrica. Logo, pode-se expandir este termo em um somatório:

$$d\theta = \left(1 - \frac{\epsilon}{E_0} + \frac{\epsilon^2}{E_0^2} + \dots\right) (-G - (G^2 + K_1)x) ds$$

Novamente, mantendo apenas termos de primeira ordem,

$$\begin{aligned} d\theta &= \left(1 - \frac{\epsilon}{E_0}\right) (-G - (G^2 + K_1)x) ds \\ &= (-G - (G^2 + K_1)x) ds + \left(G \left(\frac{\epsilon}{E_0}\right) + (G^2 + K_1)x \left(\frac{\epsilon}{E_0}\right)\right) ds \end{aligned}$$

Aplicando novamente o argumento acima,

$$d\theta = \left\{-G - (G^2 + K_1)x + G \frac{\epsilon}{E_0}\right\} ds$$

Agora, pela equação (2.17),

$$\begin{aligned} x'' &= \frac{d(\theta - \theta_0)}{ds} \\ &= \frac{\left\{-G - (G^2 + K_1)x + G \frac{\epsilon}{E_0}\right\} ds - (-G) ds}{ds} \\ &= -(G^2 + K_1)x + G \frac{\epsilon}{E_0} \end{aligned}$$

□

A equação correspondente para o movimento vertical é

$$z'' = K_1 z \tag{2.24}$$

Demonstração. Para z'' , pela força de Lorentz,

$$\begin{aligned} d\theta &= -\frac{d\ell}{\varrho} = +\frac{ecB}{E} d\ell \\ &= \frac{ecB}{E} d\ell \\ &= \frac{ecB}{E} (1 + Gx) ds \\ &= K_1 z (1 + Gx) ds \\ &= (K_1 z + GK_1 xz) ds \end{aligned}$$

Descartando o termo de segunda ordem,

$$d\theta = K_1 z ds$$

Agora, pela equação (2.17),

$$\begin{aligned} z'' &= \frac{d(\theta - \theta_0)}{ds} \\ &= \frac{K_1 z}{ds} \\ &= K_1 z \end{aligned}$$

lembrando que $\frac{d\theta_0}{ds} = 0$ porque não há componente vertical nesta variação. \square

Definindo as funções focalizadoras K_x e K_z como

$$K_x(s) = G^2(s) + K_1(s) \quad (2.25)$$

$$K_z(s) = -K_1(s) \quad (2.26)$$

tem-se que x'' e z'' podem ser descritos como

$$x'' = -K_x(s)x + G(s)\frac{\epsilon}{E_0} \quad (2.27)$$

$$z'' = -K_z(s)z \quad (2.28)$$

O termo correspondente à G^2 está "faltando" de K_z devido à consideração de que a órbita ideal está no plano, ou seja, não possui componente vertical. Mais especificamente, G^2 é um termo de força centrífuga, e um termo correspondente apareceria no movimento vertical se a órbita tivesse picos e vales. Anéis de armazenamento possuem, em geral, uma forte focalização. Neste caso, G^2 é bem menor que K_1 , então K_x e K_z são aproximadamente iguais e possuem sinais opostos. Fisicamente, esta diferença de sinal significa que um elemento focalizador que focaliza em x automaticamente desfocaliza em z , e vice-versa.

A equação de movimento em z parece a equação de uma oscilação clássica (força proporcional ao desvio), com um coeficiente de força restauradora variável – a função $K_z(s)$. A equação em x é similar, exceto pela adição de um termo variável proporcional ao desvio de energia ϵ . Nos campos guia que podem ser efetivamente utilizados, as soluções destas equações são, na verdade, oscilatórias, e descrevem oscilações laterais – incluindo as chamadas oscilações betatron – na trajetória do elétron. Estas oscilações são resultado das propriedades focalizadoras do campo guia, as quais caracterizam as funções de focalização K_x e K_z .

Tanto K_x quanto K_z são funções periódicas ao longo do anel, logo

$$K(s + L) = K(s) \quad (2.29)$$

Por conveniência na construção e no design do anel, este possui uma periodicidade intrínseca. Ou seja, é composta por uma sequência de células magnéticas

idênticas, cada célula sendo constituída por dipolos e quadrupolos. Então, para um anel com células de comprimento ℓ_c ,

$$\begin{cases} G(s + \ell_c) = G(s) \\ K(s + \ell_c) = K_1(s) \end{cases} \quad (2.30)$$

Nota-se que, diferentemente da primeira propriedade, a periodicidade de célula é uma propriedade do design da máquina, não sendo totalmente verdadeira em campos reais devido a imperfeições na construção.

Na Figura 6, a natureza das funções de focalização em uma parte do anel, abrangendo duas células. A Figura 6 (a) mostra a configuração dos dipolos e quadrupolos do anel. Os dipolos são denominados por B e tem um campo uniforme ($dB/dx = 0$). Os quadrupolos não tem campo na órbita ideal ($B_0 = 0$) e são denominados por F e D (F para focalizador e D para desfocalizador, ambos com relação ao movimento radial). As Figuras 6 (b) e (c) são as funções de focalização G , K_x e K_z .



Figura 6: Laço magnético e funções de focalização em uma célula de um campo guia em particular. Retirado de [1].

2.4 Separação do movimento radial

É conveniente separar o movimento radial em duas partes: uma parte sendo uma curva fechada deslocada da órbita de design – a órbita de equilíbrio dos

elétrons com desvio de energia – e a outra parte sendo a oscilação transversal em torno desta órbita. Suponha que x seja

$$x = x_\epsilon + x_\beta \quad (2.31)$$

então certamente a equação (2.27) é satisfeita se as equações

$$x''_\epsilon = -K_x(s)x_\epsilon + G(s)\frac{\epsilon}{E_0} \quad (2.32)$$

$$x''_\beta = -K_x(s)x_\beta \quad (2.33)$$

forem verdadeiras.

Demonstração. Pela equação (2.31), $x = x_\epsilon + x_\beta$. Logo,

$$\begin{aligned} x'' &= x''_\epsilon + x''_\beta \\ &= -K_x(s)x_\epsilon + G(s)\frac{\epsilon}{E_0} + K_x(s)x_\beta \\ &= -K_x(s)(x_\epsilon + x_\beta) + G(s)\frac{\epsilon}{E_0} \\ &= -K_x(s)x + G(s)\frac{\epsilon}{E_0} \end{aligned}$$

□

Definindo que $x_\epsilon(s)$ é uma função periódica em s com período L , então $x_\epsilon(s)$ é a órbita fechada de um elétron com energia $E_0 + \epsilon$ (com $x_\beta = 0$), e o movimento radial será a soma do desvio dessa nova órbita de equilíbrio e uma oscilação betatron.

O desvio x_ϵ é proporcional ao desvio de energia ϵ . Define-se

$$x_\epsilon(s) = \eta(s)\frac{\epsilon}{E_0} \quad (2.34)$$

onde $\eta(s)$ é a função única que satisfaz

$$\begin{cases} \eta'' = -K_x(s)\eta + G(s), \\ \eta(0) = \eta(L), \\ \eta'(0) = \eta'(L). \end{cases} \quad (2.35)$$

Demonstração. Seja $x_\epsilon(s)$ dado pela equação (2.34). Pela equação (2.32),

$$\begin{aligned} x''_\epsilon &= -K_x(s)x_\epsilon + G(s)\frac{\epsilon}{E_0} \\ \left(\eta(s)\frac{\epsilon}{E_0}\right)'' &= -K_x(s)\eta(s)\frac{\epsilon}{E_0} + G(s)\frac{\epsilon}{E_0} \\ \eta(s)''\frac{\epsilon}{E_0} &= -K_x(s)\eta(s)\frac{\epsilon}{E_0} + G(s)\frac{\epsilon}{E_0} \\ \eta'' &= -K_x(s)\eta + G(s) \end{aligned}$$

□

Denomina-se $\eta(s)$ como sendo a função de órbita fechada, e é uma função que caracteriza o campo guia total do anel. Note que $\eta(s)$ é a solução particular da equação diferencial (2.32) em que a função é periódica com período L e não depende de características do elétron, apenas da ótica do anel.

2.5 Trajetórias betatron

As equações (2.28) e (2.33) descrevem as oscilações betatron vertical e radial, respectivamente. Considerando as aproximações feitas, o movimento em cada coordenada é independente. Logo, como $K_x(s)$ e $K_z(s)$ tem a mesma forma matemática, toma-se a forma representativa

$$x'' = -K(s)x \quad (2.36)$$

Lembrando que $K_x(s)$ descreve a oscilação betatron radial de um elétron com energia nominal E_0 e $K_z(s)$ descreve o movimento vertical.

A função de focalização $K(s)$ é definida em cada coordenada s pelo design do anel de armazenamento. Se a posição e a inclinação (x e x') são dadas em alguma coordenada s , os termos subsequentes podem ser obtidos integrando a equação (2.36). Porém, como o campo guia é construído de segmentos magnéticos e $K(s)$ pode ser considerada constante nestes intervalos, pode-se integrar x e x' para cada segmento e juntar estes resultados. Dependendo do valor de K , x é dado por

$$\begin{cases} K > 0 : & x = a \cos(\sqrt{K}s + b) \\ K = 0 : & x = as + b \\ K < 0 : & x = a \cosh(\sqrt{-K}s + b) \end{cases} \quad (2.37)$$

onde a e b são constantes em cada segmento e podem ser determinadas pelos valores de x e x' na entrada do segmento (como K é finita em qualquer ponto, x e x' devem ser ambas contínuas em todo ponto – em particular, na junção entre dois segmentos).

Demonstração. A equação (2.36) é uma equação diferencial homogênea de 2ª ordem. Considerando que a função K é uma constante, supõe-se que a solução da EDO é uma exponencial, ou seja, da forma $x = e^{rs}$. Substituindo esta possível solução, tem-se

$$\begin{aligned} x'' + Kx &= 0 \\ (e^{rs})'' + K(e^{rs}) &= 0 \\ r^2 e^{rs} + K e^{rs} &= 0 \\ (r^2 + K)e^{rs} &= 0 \\ e^{rs} \neq 0 \therefore r^2 + K &= 0 \end{aligned}$$

A equação $r^2 + K = 0$ é a equação característica da EDO. Resolvendo-a, tem-se $r = \pm\sqrt{-K}$, então $x_{1,2} = e^{\pm\sqrt{-K}s}$. Agora, existem 3 casos possíveis:

- $K > 0$

Com $K < 0$, as raízes da equação característica são imaginárias. A solução geral da EDO é, para este caso, $x = c_1 e^{\alpha s} \cos(\beta s) + c_2 e^{\alpha s} \sin(\beta s)$. Como a função seno é apenas a função cosseno com uma diferença de fase, pode-se escrever

$$x = a \cos(\sqrt{K}s + b)$$

- $K = 0$

A solução geral da EDO é, para este caso, $x = c_1 e^{\sqrt{K}s} + c_2 e^{-\sqrt{K}s}$. Como $K = 0$,

$$\begin{aligned} x &= c_1 e^{\sqrt{K}s} + c_2 e^{-\sqrt{K}s} \\ x &= c_1 e^{0s} + c_2 e^{0s} \\ x &= c_1 + c_2 \end{aligned}$$

Renomeando as constantes, $x = as + b$.

- $K < 0$

A solução geral da EDO é, para este caso, $x = c_1 e^{\sqrt{-K}s} + c_2 e^{-\sqrt{-K}s}$. Fazendo $c_1 = c_2 = \frac{1}{2}$,

$$\begin{aligned} x &= c_1 e^{\sqrt{-K}s} + c_2 e^{-\sqrt{-K}s} \\ x &= \frac{e^{\sqrt{-K}s} + e^{-\sqrt{-K}s}}{2} = \cosh(\sqrt{-K}s) \end{aligned}$$

Para constantes c_1 e c_2 arbitrárias,

$$x = a \cosh(\sqrt{-K}s + b)$$

Concluindo,

$$\begin{cases} K > 0 : & x = a \cos(\sqrt{K}s + b) \\ K = 0 : & x = as + b \\ K < 0 : & x = a \cosh(\sqrt{-K}s + b) \end{cases}$$

□

Como ilustração, supõe-se uma função $K(s)$ como a função $K_x(s)$ na Figura 6. Duas possíveis trajetórias estão representadas na Figura 7 (b). A primeira é a trajetória que começa em s_0 com deslocamento unitário $x_0 = 1$ e nenhuma inclinação $x'_0 = 0$. A segunda começa com deslocamento nulo $x_0 = 0$ e inclinação unitária $x'_0 = 1$. A primeira é chamada de *cosinelike trajectory* – C e a segunda de *sinelike trajectory* – S . Seus detalhes dependem da coordenada de referência s_0 e são, em geral, funções não periódicas, mesmo que $K(s)$ seja. Para um anel com trajetórias estáveis, C e S são funções oscilatórias limitadas as quais possuem uma forma diferente a cada revolução.



Figura 7: Função de focalização $K(s)$ e duas trajetórias: a *cosine-like trajectory* e a *sine-like trajectory* para uma coordenada de início s_0 . Retirado de [1].

Agora, como a equação (2.36) é linear em x , qualquer combinação linear de C e S também descreve uma trajetória possível para x . Mais que isso, qualquer trajetória pode ser descrita por esta combinação linear. Ou seja,

$$x(s) = C(s, s_0)x_0 + S(s, s_0)x'_0 \quad (2.38)$$

$$x'(s) = C'(s, s_0)x_0 + S'(s, s_0)x'_0 \quad (2.39)$$

onde C' e S' são as derivadas de C e S em relação a s e x_0 e x'_0 são os valores de x e x' em s_0 . É conveniente escrever esta equação na forma matricial:

$$\mathbf{x}(s) = \mathbf{M}(s, s_0)\mathbf{x}(s_0) \quad (2.40)$$

onde

$$\mathbf{x}(s) = \begin{bmatrix} x(s) \\ x'(s) \end{bmatrix} \quad (2.41)$$

e

$$\mathbf{M}(s, s_0) = \begin{bmatrix} C(s, s_0) & S(s, s_0) \\ C'(s, s_0) & S'(s, s_0) \end{bmatrix} \quad (2.42)$$

$\mathbf{M}(s, s_0)$ é a matriz de transferência de s_0 para s , a qual depende apenas de propriedades do campo guia entre duas coordenadas. A matriz de transferência de um trecho pode ser obtida em termos das matrizes de segmentos deste trecho. Logo, para um s_1 entre s e s_0 ,

$$\mathbf{M}(s, s_0) = \mathbf{M}(s, s_1)\mathbf{M}(s_1, s_0) \quad (2.43)$$

Demonstração. Pela definição da equação (2.42),

$$\mathbf{M}(s, s_1) = \begin{bmatrix} C(s, s_1) & S(s, s_1) \\ C'(s, s_1) & S'(s, s_1) \end{bmatrix}$$

e

$$\mathbf{M}(s_1, s_0) = \begin{bmatrix} C(s_1, s_0) & S(s_1, s_0) \\ C'(s_1, s_0) & S'(s_1, s_0) \end{bmatrix}$$

Logo,

$$\begin{aligned} \mathbf{M}(s, s_0) &= \mathbf{M}(s, s_1)\mathbf{M}(s_1, s_0) \\ &= \begin{bmatrix} C(s, s_1) & S(s, s_1) \\ C'(s, s_1) & S'(s, s_1) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} C(s_1, s_0) & S(s_1, s_0) \\ C'(s_1, s_0) & S'(s_1, s_0) \end{bmatrix} \\ &= \begin{bmatrix} C(s, s_1)C(s_1, s_0) + S(s, s_1)C'(s_1, s_0) & C(s, s_1)S(s_1, s_0) + S(s, s_1)S'(s_1, s_0) \\ C'(s, s_1)C(s_1, s_0) + S'(s, s_1)C'(s_1, s_0) & C'(s, s_1)S(s_1, s_0) + S'(s, s_1)S'(s_1, s_0) \end{bmatrix} \end{aligned}$$

Considerando que $s_1 = s + \Delta_1$ e $s_0 = s_1 + \Delta_0$, então $(s, s_1) = \Delta_1$ e $(s_1, s_0) = \Delta_0$. Como s_1 é um ponto entre s e s_0 , também tem-se que $(s, s_0) = \Delta_1 + \Delta_0$. Logo,

$$\mathbf{M}(\Delta_1)\mathbf{M}(\Delta_0) = \begin{bmatrix} C(\Delta_1)C(\Delta_0) + S(\Delta_1)C'(\Delta_0) & C(\Delta_1)S(\Delta_0) + S(\Delta_1)S'(\Delta_0) \\ C'(\Delta_1)C(\Delta_0) + S'(\Delta_1)C'(\Delta_0) & C'(\Delta_1)S(\Delta_0) + S'(\Delta_1)S'(\Delta_0) \end{bmatrix}$$

Sabendo que $S' = C$ e $C' = -S$,

$$\mathbf{M}(\Delta_1)\mathbf{M}(\Delta_0) = \begin{bmatrix} C(\Delta_1)C(\Delta_0) - S(\Delta_1)S(\Delta_0) & C(\Delta_1)S(\Delta_0) + S(\Delta_1)C(\Delta_0) \\ -S(\Delta_1)C(\Delta_0) - C(\Delta_1)S(\Delta_0) & -S(\Delta_1)S(\Delta_0) + C(\Delta_1)C(\Delta_0) \end{bmatrix}$$

Por propriedades trigonométricas,

$$\begin{aligned} [\mathbf{M}(\Delta_1)\mathbf{M}(\Delta_0)]_{11} &= \frac{1}{2}[C(\Delta_1 - \Delta_0) + C(\Delta_1 + \Delta_0)] - \frac{1}{2}[C(\Delta_1 - \Delta_0) - C(\Delta_1 + \Delta_0)] \\ [\mathbf{M}(\Delta_1)\mathbf{M}(\Delta_0)]_{12} &= \frac{1}{2}[S(\Delta_1 + \Delta_0) - S(\Delta_1 - \Delta_0)] + \frac{1}{2}[S(\Delta_1 - \Delta_0) + S(\Delta_1 + \Delta_0)] \\ [\mathbf{M}(\Delta_1)\mathbf{M}(\Delta_0)]_{21} &= -\frac{1}{2}[S(\Delta_1 - \Delta_0) + S(\Delta_1 + \Delta_0)] - \frac{1}{2}[S(\Delta_1 + \Delta_0) - S(\Delta_1 - \Delta_0)] \\ [\mathbf{M}(\Delta_1)\mathbf{M}(\Delta_0)]_{22} &= -\frac{1}{2}[C(\Delta_1 - \Delta_0) - C(\Delta_1 + \Delta_0)] + \frac{1}{2}[C(\Delta_1 - \Delta_0) + C(\Delta_1 + \Delta_0)] \end{aligned}$$

Simplificando os termos da matriz, tem-se

$$\begin{aligned}
\mathbf{M}(\Delta_1)\mathbf{M}(\Delta_0) &= \begin{bmatrix} C(\Delta_1 + \Delta_0) & S(\Delta_1 + \Delta_0) \\ -S(\Delta_1 + \Delta_0) & C(\Delta_1 + \Delta_0) \end{bmatrix} \\
&= \begin{bmatrix} C(\Delta_1 + \Delta_0) & S(\Delta_1 + \Delta_0) \\ C'(\Delta_1 + \Delta_0) & S'(\Delta_1 + \Delta_0) \end{bmatrix} \\
\mathbf{M}(s, s_1)\mathbf{M}(s_1, s_0) &= \begin{bmatrix} C(s, s_0) & S(s, s_0) \\ C'(s, s_0) & S'(s, s_0) \end{bmatrix} = \mathbf{M}(s, s_0)
\end{aligned}$$

c.q.d. □

Para os três casos possíveis de K descritos na equação (2.37),

$$K > 0 : \quad \mathbf{M}(s_2, s_1) = \begin{bmatrix} \cos(\sqrt{K}\ell) & \frac{1}{\sqrt{K}} \operatorname{sen}(\sqrt{K}\ell) \\ -\sqrt{K} \operatorname{sen}(\sqrt{K}\ell) & \cos(\sqrt{K}\ell) \end{bmatrix} \quad (2.44)$$

$$K = 0 : \quad \mathbf{M}(s_2, s_1) = \begin{bmatrix} 1 & \ell \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (2.45)$$

$$K < 0 : \quad \mathbf{M}(s_2, s_1) = \begin{bmatrix} \cosh(\sqrt{-K}\ell) & \frac{1}{\sqrt{-K}} \operatorname{senh}(\sqrt{-K}\ell) \\ \sqrt{-K} \sinh(\sqrt{-K}\ell) & \cosh(\sqrt{-K}\ell) \end{bmatrix} \quad (2.46)$$

onde $\ell = s_2 - s_1$.

Demonstração. Analisando para os três casos de K :

- $K > 0$

Da equação (2.37), tem-se que $C(s_2, s_1) = \cos(\sqrt{K}\ell)$. Logo,

$$\begin{aligned}
C'(s_2, s_1) &= \frac{d \cos(\sqrt{K}\ell)}{d\ell} = -\sqrt{K} \sin(\sqrt{K}\ell) \\
S(s_2, s_1) &= \int \cos(\sqrt{K}\ell) d\ell = \frac{1}{\sqrt{K}} \sin(\sqrt{K}\ell) \\
\therefore \mathbf{M}(s_2, s_1) &= \begin{bmatrix} \cos(\sqrt{K}\ell) & \frac{1}{\sqrt{K}} \operatorname{sen}(\sqrt{K}\ell) \\ -\sqrt{K} \operatorname{sen}(\sqrt{K}\ell) & \cos(\sqrt{K}\ell) \end{bmatrix}
\end{aligned}$$

- $K = 0$

Da equação (2.37), tem-se que $C(s_2, s_1) = 1$. Logo,

$$\begin{aligned}
C'(s_2, s_1) &= \frac{d 1}{d\ell} = 0 \\
S(s_2, s_1) &= \int d\ell = \ell \\
\therefore \mathbf{M}(s_2, s_1) &= \begin{bmatrix} 1 & \ell \\ 0 & 1 \end{bmatrix}
\end{aligned}$$

- $K < 0$

Da equação (2.37), tem-se que $C(s_2, s_1) = \cosh(\sqrt{-K}\ell)$. Logo,

$$\begin{aligned} C'(s_2, s_1) &= \frac{d \cosh(\sqrt{-K}\ell)}{d\ell} = \sqrt{-K} \sinh(\sqrt{-K}\ell) \\ S(s_2, s_1) &= \int \cosh(\sqrt{-K}\ell) d\ell = \frac{1}{\sqrt{-K}} \sinh(\sqrt{-K}\ell) \\ \therefore \mathbf{M}(s_2, s_1) &= \begin{bmatrix} \cosh(\sqrt{-K}\ell) & \frac{1}{\sqrt{-K}} \sinh(\sqrt{-K}\ell) \\ \sqrt{-K} \sinh(\sqrt{-K}\ell) & \cosh(\sqrt{-K}\ell) \end{bmatrix} \end{aligned}$$

□

A solução geral da equação (2.36) pode ser escrita como

$$x(s) = a\zeta(s) \cos\{\varphi(s) - \vartheta\} \quad (2.47)$$

onde $\zeta(s)$ e $\varphi(s)$ são funções especialmente definidas em s com certas propriedades convenientes, e a e ϑ são constantes obtidas pelas condições iniciais, as quais determinam uma trajetória particular. Define-se

$$\varphi(s) = \int_0^s \frac{d\bar{s}}{\zeta^2(\bar{s})} \quad (2.48)$$

Então

$$\varphi'(s) = \frac{1}{\zeta^2} \quad (2.49)$$

e, se $\zeta(s)$ for definida para ser essa função positiva, analítica que satisfaz

$$\zeta'' = -K(s)\zeta + \frac{1}{\zeta^3} \quad (2.50)$$

então $x(s)$ da equação (2.47) satisfaz a equação diferencial (2.36).

Demonstração. Seja $x(s)$ dado pela equação (2.47). Então,

$$\begin{aligned} x' &= [a\zeta \cos\{\varphi - \vartheta\}]' \\ &= a[\zeta' \cos(\varphi - \vartheta) - \zeta\varphi' \sin(\varphi - \vartheta)] \\ \therefore x'' &= a[\zeta' \cos(\varphi - \vartheta) - \zeta\varphi' \sin(\varphi - \vartheta)]' \\ &= a \left[\zeta'' \cos(\varphi - \vartheta) - \zeta'\varphi' \sin(\varphi - \vartheta) - \left(-\frac{\zeta'}{\zeta^2} \sin(\varphi - \vartheta) + \frac{\varphi'}{\zeta} \cos(\varphi - \vartheta) \right) \right] \end{aligned}$$

Pela equação (2.50),

$$\begin{aligned}
x'' &= a \left[\left(-K\zeta + \frac{1}{\zeta^3} \right) \cos(\varphi - \vartheta) - \frac{\zeta'}{\zeta^2} \sin(\varphi - \vartheta) + \frac{\zeta'}{\zeta^2} \sin(\varphi - \vartheta) - \frac{1}{\zeta^3} \cos(\varphi - \vartheta) \right] \\
&= -Ka\zeta \cos(\varphi - \vartheta) \\
&= -Kx
\end{aligned}$$

Assim, pode-se ver que $x(s) = a\zeta(s) \cos\{\varphi(s) - \vartheta\}$ é solução da equação diferencial (2.36). \square

Tradicionalmente, define-se a função betatron $\beta(s)$ como

$$\beta(s) = \zeta^2(s) \quad (2.51)$$

então

$$x(s) = a\sqrt{\beta(s)} \cos\{\varphi(s) - \vartheta\} \quad (2.52)$$

$$\varphi(s) = \int_0^s \frac{d\bar{s}}{\beta(\bar{s})} \quad (2.53)$$

Note que, dada a função de focalização $K(s)$ do anel, $\beta(s)$ pode ser unicamente determinada. Porém, enquanto $K(s)$ é dada em função das propriedades locais do campo guia, a função $\beta(s)$ – ou $\zeta(s)$ depende da configuração total do anel. Por outro lado, uma vez que $\beta(s)$ é conhecida, $K(s)$ pode ser imediatamente determinada pelas suas derivadas locais, mas é $\beta(s)$ que revela de forma mais direta as características significantes da trajetória dos elétrons armazenados.

Lembrando que toda a discussão feita nesta subseção se aplica tanto no movimento radial quanto no vertical, ou seja, o anel é descrito pelas funções β_x e β_z , as quais são derivadas das funções de focalização K_x e K_z , respectivamente.

2.6 Oscilações betatron pseudo-harmônicas

As equações (2.52) e (2.53) descrevem completamente o caminho realizado pelo elétron. Para ter uma visão completa do movimento do elétron, basta apenas adicionar o fato de que o elétron viaja sempre na velocidade c da luz. Fazendo uma aproximação, é adequado tomar que a coordenada longitudinal s varia simplesmente como

$$s = s_0 + ct \quad (2.54)$$

A forma correta da equação (2.54) será discutida na Seção 3.2.

A função betatron descreve completamente as propriedades laterais de focalização do campo guia. Pela sua natureza, a função betatron deve ser sempre positiva definida, e sua curva tem uma forma semelhante a uma onda. Ela também é periódica ao longo do anel, logo

$$\beta(s + L) = \beta(s) \quad (2.55)$$

A função betatron possui um valor único em cada coordenada s . Se o campo guia é dividido em células idênticas (desconsiderando imperfeições de construção), β terá a mesma simetria.

Conforme o elétron viaja ao redor do anel, ele executa uma oscilação lateral que não é nem harmônica e nem periódica. O movimento é um tipo de onda senoidal (8) distorcida com uma amplitude $a\sqrt{\beta}$ variante, a qual é modulada proporcionalmente à raiz da função betatron e com uma fase $(\varphi - \vartheta)$ que avança com s a uma taxa de variação proporcional a $\frac{1}{\beta}$.

Uma importante propriedade do movimento betatron é evidente na 8(d) – em cada coordenada, o desvio x de um elétron em movimento fica sempre abaixo de um valor limitante $X(s)$, o qual é obtido colocando $\cos(\varphi - \vartheta) = 1$, ou seja,

$$X(s) = a\sqrt{\beta(s)} \quad (2.56)$$

A trajetória completa de um elétron armazenado cairá sempre dentro de um envelope definido por $\pm X(s)$. Segue que a abertura necessária para conter um elétron com uma amplitude de oscilação que varia ao redor do anel varia como $X(s)$. A relação entre a largura do envelope em duas coordenadas s_1 e s_2 é

$$\frac{X_2}{X_1} = \sqrt{\frac{\beta_2}{\beta_1}} \quad (2.57)$$

Para analisar a inclinação da trajetória betatron, ou seja, $x' = \frac{dx}{ds}$, considera-se a derivada da equação (2.52):

$$x' = -\frac{a}{\sqrt{\beta}} \sin(\varphi - \vartheta) + \frac{\beta'}{2\beta} x \quad (2.58)$$

O primeiro termo vem da mudança de fase, e o segundo da variação de β .

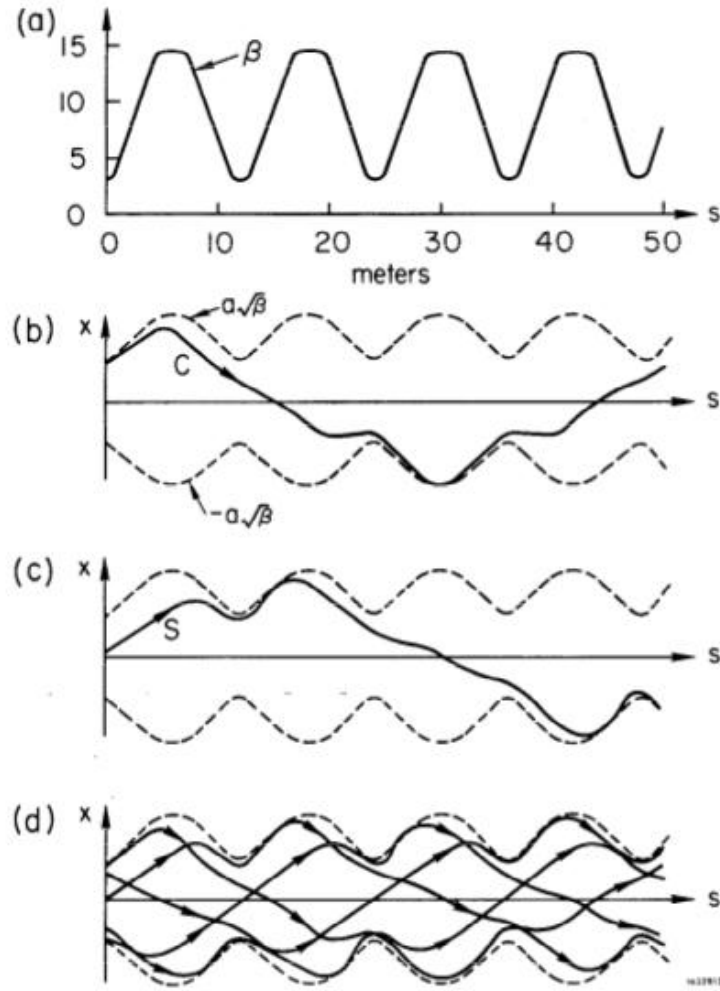


Figura 8: (a) Função betatron. (b) *Cosine-like trajectory* para $s = 0$. (c) *Sine-like trajectory* para $s = 0$. (d) Uma trajetória depois de várias revoluções sucessivas. Retirado de [1].

Demonstração. Seja $x(s) = a\sqrt{\beta(s)} \cos\{\varphi(s) - \vartheta\}$. Logo,

$$\begin{aligned}
 x' &= [a\sqrt{\beta} \cos\{\varphi - \vartheta\}]' \\
 &= a[(\sqrt{\beta})' \cos(\varphi - \vartheta) - \sqrt{\beta} \varphi' \sin(\varphi - \vartheta)] \\
 &= a \left[\frac{\beta'}{2\sqrt{\beta}} \cos(\varphi - \vartheta) - \sqrt{\beta} \frac{1}{\beta} \sin(\varphi - \vartheta) \right] \\
 &= a \left[\frac{\beta'}{2\sqrt{\beta}} \cos(\varphi - \vartheta) - \frac{1}{\sqrt{\beta}} \sin(\varphi - \vartheta) \right] \\
 &= \frac{\beta'}{2\sqrt{\beta}} a \cos(\varphi - \vartheta) - \frac{a}{\sqrt{\beta}} \sin(\varphi - \vartheta) \\
 &= \frac{\beta'}{2\beta} a \sqrt{\beta} \cos(\varphi - \vartheta) - \frac{a}{\sqrt{\beta}} \sin(\varphi - \vartheta) \\
 &= -\frac{a}{\sqrt{\beta}} \sin(\varphi - \vartheta) + \frac{\beta'}{2\beta} x
 \end{aligned}$$

□

Note que os zeros de x' – e, portanto, os valores de pico de x – não ocorrem em $\cos(\varphi - \vartheta) = 1$. Eles ocorrem em

$$tg(\varphi - \vartheta) = \frac{\beta'}{2} \quad (2.59)$$

o que significa que

$$\cos(\varphi - \vartheta) = \left[1 + \frac{\beta'^2}{4}\right]^{-\frac{1}{2}} \quad (2.60)$$

Demonstração. Fazendo $x' = 0$:

$$\begin{aligned} x' &= 0 \\ -\frac{a}{\sqrt{\beta}} \operatorname{sen}(\varphi - \vartheta) + \frac{\beta'}{2\beta} x &= 0 \\ \frac{\beta'}{2\beta} x &= \frac{a}{\sqrt{\beta}} \operatorname{sen}(\varphi - \vartheta) \\ \frac{\beta'}{2\beta} a \sqrt{\beta} \cos\{\varphi - \vartheta\} &= \frac{a}{\sqrt{\beta}} \operatorname{sen}(\varphi - \vartheta) \\ \frac{\beta'}{2\beta} \sqrt{\beta} \sqrt{\beta} &= \frac{a \operatorname{sen}(\varphi - \vartheta)}{a \cos(\varphi - \vartheta)} \\ \frac{\beta'}{2} &= tg(\varphi - \vartheta) \end{aligned}$$

Pela identidade trigonométrica $1 + tg^2(x) = \sec^2(x)$,

$$\begin{aligned} 1 + tg^2(\varphi - \vartheta) &= \sec^2(\varphi - \vartheta) \\ 1 + \left(\frac{\beta'}{2}\right)^2 &= \left(\frac{1}{\cos(\varphi - \vartheta)}\right)^2 \\ 1 + \frac{\beta'^2}{4} &= \frac{1}{\cos^2(\varphi - \vartheta)} \\ \cos^2(\varphi - \vartheta) &= \left[1 + \frac{\beta'^2}{4}\right]^{-1} \\ \cos(\varphi - \vartheta) &= \left[1 + \frac{\beta'^2}{4}\right]^{-\frac{1}{2}} \end{aligned}$$

c.q.d.

□

Se o pico de um ciclo particular de uma oscilação ocorrer em algum s , o valor de pico do desvio será

$$x_{pico} = a\sqrt{\beta} \left[1 + \frac{\beta'^2}{4} \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (2.61)$$

Veja a Figura 9.



Figura 9: O máximo de um ciclo particular de uma oscilação betatron. Retirado de [1].

Em uma oscilação harmônica clássica, a amplitude é uma invariante do movimento. Seu quadrado é proporcional à energia da oscilação, e pode ser expresso como uma função quadrática da posição e velocidade instantâneas. O invariante correspondente do oscilador pseudo-harmônico é a constante a , e esta pode ser obtida em termos de x e x' pela equação

$$a^2 = \frac{x^2}{\beta} + \beta \left[x' - \frac{\beta'}{2\beta} x \right]^2 \quad (2.62)$$

Demonstração. Pela equação (2.52),

$$\begin{aligned} x &= a\sqrt{\beta} \cos\{\varphi - \vartheta\} \\ \frac{x}{a\sqrt{\beta}} &= \cos(\varphi - \vartheta) \\ \left(\frac{x}{a\sqrt{\beta}} \right)^2 &= \cos^2(\varphi - \vartheta) \\ \frac{x^2}{a^2\beta} &= \cos^2(\varphi - \vartheta) \end{aligned}$$

Já pela equação (2.58),

$$\begin{aligned}
x' &= -\frac{a}{\sqrt{\beta}} \text{sen}(\varphi - \vartheta) + \frac{\beta'}{2\beta} x \\
x' - \frac{\beta'}{2\beta} x &= -\frac{a}{\sqrt{\beta}} \text{sen}(\varphi - \vartheta) \\
\frac{\sqrt{\beta}}{a} \left[x' - \frac{\beta'}{2\beta} x \right] &= -\text{sen}(\varphi - \vartheta) \\
\left(\frac{\sqrt{\beta}}{a} \left[x' - \frac{\beta'}{2\beta} x \right] \right)^2 &= \text{sen}^2(\varphi - \vartheta) \\
\frac{\beta}{a^2} \left[x' - \frac{\beta'}{2\beta} x \right]^2 &= \text{sen}^2(\varphi - \vartheta)
\end{aligned}$$

Pela relação trigonométrica $\text{sen}^2(x) + \cos^2(x) = 1$,

$$\begin{aligned}
\text{sen}^2(\varphi - \vartheta) + \cos^2(\varphi - \vartheta) &= 1 \\
\frac{\beta}{a^2} \left[x' - \frac{\beta'}{2\beta} x \right]^2 + \frac{x^2}{a^2 \beta} &= 1 \\
\frac{1}{a^2} \left(\beta \left[x' - \frac{\beta'}{2\beta} x \right]^2 + \frac{x^2}{\beta} \right) &= 1 \\
\beta \left[x' - \frac{\beta'}{2\beta} x \right]^2 + \frac{x^2}{\beta} &= a^2
\end{aligned}$$

c.q.d. □

Se os valores de x e x' são conhecidos em alguma coordenada, supõe-se s_1 , então a constante a pode ser obtida e todos os valores subsequentes de x e x' podem ser expressos por

$$x = \frac{1}{\sqrt{\beta_1}} \left[x_1^2 + \left(\beta_1 x'_1 - \frac{x_1 \beta'_1}{2} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \sqrt{\beta} \cos(\varphi - \vartheta) \quad (2.63)$$

Demonstração. Pela equação (2.62),

$$\begin{aligned}
a^2 &= \frac{x^2}{\beta} + \beta \left[x' - \frac{\beta'}{2\beta} x \right]^2 \\
&= \frac{1}{\beta} \left(x^2 + \beta^2 \left[x' - \frac{\beta'}{2\beta} x \right]^2 \right) \\
&= \frac{1}{\beta} \left(x^2 + \left[\beta x' - \frac{\beta'}{2} x \right]^2 \right) \\
\therefore a &= \left[\frac{1}{\beta} \left(x^2 + \left[\beta x' - \frac{\beta'}{2} x \right]^2 \right) \right]^{\frac{1}{2}} \\
&= \frac{1}{\sqrt{\beta}} \left(x^2 + \left[\beta x' - \frac{\beta'}{2} x \right]^2 \right)^{\frac{1}{2}}
\end{aligned}$$

Sejam $x(s_1) = x_1$, $x'(s_1) = x'_1$ e $\beta(s_1) = \beta_1$ os valores de x , x' e β conhecidos no ponto s_1 , então a pode ser determinado com estes valores:

$$a = \frac{1}{\sqrt{\beta_1}} \left(x_1^2 + \left[\beta_1 x'_1 - \frac{\beta'_1}{2} x_1 \right]^2 \right)^{\frac{1}{2}}$$

Substituindo o valor de a na equação (2.52),

$$\begin{aligned}
x &= a\sqrt{\beta} \cos\{\varphi - \vartheta\} \\
&= \frac{1}{\sqrt{\beta_1}} \left[x_1^2 + \left(\beta_1 x'_1 - \frac{x_1 \beta'_1}{2} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \sqrt{\beta} \cos(\varphi - \vartheta)
\end{aligned}$$

c.q.d. □

A constante de fase ϑ também precisa ser determinada de x e x' , e esta pode ser obtida pela equação

$$\operatorname{tg}(\varphi_1 - \vartheta) = -\frac{\beta_1 x'_1}{x_1} + \frac{\beta'_1}{2} \quad (2.64)$$

onde $\varphi_1 = \varphi(s_1)$.

Demonstração. Já foi deduzido anteriormente que

$$\begin{aligned}
\operatorname{sen}(\varphi - \vartheta) &= -\frac{\sqrt{\beta}}{a} \left[x' - \frac{\beta'}{2\beta} x \right] \\
\cos(\varphi - \vartheta) &= \frac{x}{a\sqrt{\beta}}
\end{aligned}$$

Para obter $tg(\varphi - \vartheta)$, basta

$$\begin{aligned}
tg(\varphi - \vartheta) &= \frac{\text{sen}(\varphi - \vartheta)}{\cos(\varphi - \vartheta)} \\
&= \frac{-\frac{\sqrt{\beta}}{a} \left[x' - \frac{\beta'}{2\beta}x \right]}{\frac{x}{a\sqrt{\beta}}} \\
&= -\frac{\sqrt{\beta}}{a} \left[x' - \frac{\beta'}{2\beta}x \right] \frac{a\sqrt{\beta}}{x} \\
&= \frac{\beta}{x} \left[-x' + \frac{\beta'}{2\beta}x \right] \\
&= -\frac{\beta x'}{x} + \frac{\beta'}{2} \\
\therefore tg(\varphi_1 - \vartheta) &= -\frac{\beta_1 x'_1}{x_1} + \frac{\beta'_1}{2}
\end{aligned}$$

Isolando ϑ , pode-se obtê-lo diretamente pela relação

$$\begin{aligned}
tg(\varphi_1 - \vartheta) &= -\frac{\beta_1 x'_1}{x_1} + \frac{\beta'_1}{2} \\
cotg(tg(\varphi_1 - \vartheta)) &= cotg \left(-\frac{\beta_1 x'_1}{x_1} + \frac{\beta'_1}{2} \right) \\
\varphi_1 - \vartheta &= cotg \left(-\frac{\beta_1 x'_1}{x_1} + \frac{\beta'_1}{2} \right) \\
\vartheta &= \varphi_1 - cotg \left(-\frac{\beta_1 x'_1}{x_1} + \frac{\beta'_1}{2} \right)
\end{aligned}$$

□

Para obter o valor máximo $X(s)$ que pode ser alcançado em qualquer s em qualquer revolução subsequente, basta substituir $\cos(\varphi - \vartheta) = 1$ na equação (2.63):

$$X(s) = \frac{1}{\sqrt{\beta_1}} \left[x_1^2 + \left(\beta_1 x'_1 - \frac{x_1 \beta'_1}{2} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \sqrt{\beta(s)} \quad (2.65)$$

Note que $X(s)$ independe de ϑ .

Geralmente, é esperado que as amplitudes resultantes de distúrbios na trajetória serão menores quanto menor for β . De fato, pode-se considerar que $\frac{1}{\beta}$ é uma medida da "força" da focalização lateral, e que pequenos valores de β são normalmente desejáveis.

2.7 Sintonias

Conforme um elétron completa uma revolução dentro do anel de armazenamento em uma coordenada qualquer s_0 , sua oscilação de fase ($\varphi - \vartheta$) avança de

$$\int_{s_0}^{s_0+L} \frac{ds}{\beta} \quad (2.66)$$

Devido à periodicidade de β , esta integral tem o mesmo valor para qualquer s_0 . Ou seja, em uma revolução completa, a fase da trajetória do elétron é aumentada sempre do mesmo valor. Esse avanço de fase é um fator importante do anel de armazenamento, e é escrito normalmente como $2\pi\nu$, e ν é chamado de número betatron ou sintonia da máquina. Sua definição é

$$\nu = \frac{1}{2\pi} \int_s^{s+L} \frac{d\bar{s}}{\beta} = \frac{1}{2\pi} \int_0^L \frac{ds}{\beta} = \frac{1}{2\pi} \oint \frac{ds}{\beta} \quad (2.67)$$

(O símbolo \oint irá indicar qualquer integração ao redor de todo o anel). A sintonia é um parâmetro global da máquina, ou seja, não depende da coordenada s : ela é a mesma para todo o anel.

As sintonias das coordenadas x e z – indicadas por ν_x e ν_z – são geralmente diferentes, sendo derivadas das duas funções betatron β_x e β_z . Tanto ν_x quanto ν_z são, tipicamente, números não muito grandes próximos de, mas não exatamente, um quarto de inteiro (2.78 ou 5.15, por exemplo).

Apesar da trajetória betatron ser uma oscilação contorcida não-periódica, se observar uma coordenada fixa ao longo de sucessivas revoluções de um elétron, pode-se concluir que este desvio segue uma forma senoidal. Suponha que esta coordenada fixa é s_0 e as sucessivas passagens do elétron sejam indexadas por $j = 0, 1, 2, 3, \dots$. Também considere φ_0 a fase na passagem 0. Nas passagens seguintes, a fase do movimento irá aumentar de $2\pi\nu$ e, na j -ésima passagem, a fase será

$$2\pi\nu j + \varphi_0 \quad (2.68)$$

e o desvio será

$$x_j = a\sqrt{\beta_0} \cos(2\pi\nu j + \varphi_0) \quad (2.69)$$

onde β_0 é o valor da função β na coordenada s_0 .

A amplitude $a\sqrt{\beta_0}$ é constante, então o desvio, avaliado a cada revolução, varia simplesmente como uma simples oscilação senoidal. Como o tempo de cada revolução é constante (desprezando uma pequena correção proporcional a x), dado por $\frac{L}{c}$, pode-se descrever o tempo t_j da j -ésima passagem como

$$t_j = \frac{L}{c} j \quad (2.70)$$

ou que

$$2\pi j = \omega_r t_j \quad (2.71)$$

onde

$$\omega_r = 2\pi \frac{c}{L} \quad (2.72)$$

é a frequência angular de revolução do elétron. Então a equação (2.69) pode ser reescrita, para qualquer s fixo, como

$$x_s(t_j) = a\sqrt{\beta(s)} \cos(\nu\omega_r t_j + \varphi_{0s}) \quad (2.73)$$

Demonstração. Pela equação (2.54), $s = s_0 + ct$. Logo, em uma revolução,

$$\begin{aligned} s - s_0 &= ct \\ L &= ct \\ \therefore t &= \frac{L}{c} \end{aligned}$$

Para a j -ésima revolução,

$$t_j = \frac{L}{c} j$$

Isolando j ,

$$\begin{aligned} j &= \frac{c}{L} t_j \\ \therefore 2\pi j &= 2\pi \frac{c}{L} t_j \end{aligned}$$

Definindo $\omega_r = 2\pi \frac{c}{L}$, então

$$2\pi j = \omega_r t_j$$

e, substituindo isto na equação (2.69), tem-se

$$x_j = a\sqrt{\beta_0} \cos(\nu\omega_r t_j + \varphi_0)$$

Considerando o caso de qualquer coordenada s ,

$$x_s(t_j) = a\sqrt{\beta(s)} \cos(\nu\omega_r t_j + \varphi_{0s})$$

□

Quando uma coordenada s em particular é observada, o movimento lateral é indistinguível de uma simples oscilação harmônica na frequência $\nu\omega_r$ – normalmente chamada de frequência betatron.

Observando a equação (2.69), pode-se ver a justificativa para a afirmativa feita na Seção anterior de que, em cada coordenada longitudinal, deve-se esperar que em algum momento x assumirá seu valor máximo $X(s) = a\sqrt{\beta(s)}$. A menos que ν seja um número inteiro ou, ainda mais genérico, a não ser que a diferença entre ν e um inteiro seja uma fração simples – o que torna a não ser exatamente verdade em um anel de armazenamento real – a fase (de módulo 2π) em sucessivas passagens de qualquer ponto fixo irá passar por um grande número de valores entre 0 e 2π antes de se repetir. E o deslocamento irá em algum momento atingir seu valor de pico X em cada coordenada.

O significado mais importante da sintonia ν da máquina é relacionado com a existência de ressonâncias que aparecem se ν assume certos valores. Por exemplo, se ν é um inteiro, a oscilação betatron iria, idealmente, tornar-se ligeiramente periódica – repetindo-se a cada revolução. Entretanto, a menor imperfeição no campo guia irá agir como uma perturbação, a qual é síncrona com a frequência de oscilação. Uma perturbação síncrona leva a uma excitação ressonante da oscilação e a um crescimento exponencial da amplitude. Não haverá oscilação estável. Mais adiante será mostrado que outras ressonâncias ocorrem também quando ν é metade de um inteiro e, se efeitos não-lineares forem considerados, quando a diferença entre ν e um inteiro é qualquer fração simples.

Ressonâncias devem ser, claro, evitadas nas oscilações betatron radial e vertical. Tem-se que ressonâncias de algum tipo podem ocorrer quando ν_x e ν_z satisfazem

$$m\nu_x + n\nu_z = r \quad (2.74)$$

onde m , n e r são inteiros. Efeitos significativos são geralmente observados apenas em ressonâncias de ordem baixa, ou seja, estas em que m , n e r possuem valores baixos entre 0,1,2,3. O ponto de operação de um anel de armazenamento é especificado por ν_x e ν_z e deve ser escolhido de forma a evitar ressonâncias. A relação de ressonância (2.74) define um conjunto de linhas em um diagrama ν_x , ν_z . Algumas delas estão representadas na Figura 10, onde um possível ponto de operação também é indicado.

Para um grupo particular de ressonâncias onde ν_x é igual a ν_z ou a diferença entre eles é um inteiro, haverá um forte acoplamento entre as oscilações horizontal e vertical. Nesta ressonância, a suposição de que as oscilações são completamente independentes não é mais válida e a modelagem do movimento dos elétrons fica mais complicada. Às vezes, um anel de armazenamento pode ser intencionalmente operadora em uma, ou perto de uma, ressonância de acoplamento a fim de aumentar a amplitude de oscilação vertical alimentando-a com a energia vinda da oscilação radial.



Figura 10: Ressonâncias de ordem baixa em um diagrama ν_x, ν_z . Retirado de [1].

Para estar seguro de ressonâncias perigosas, é preciso que o ponto de operação real esteja perto o suficiente do ponto projetado – como pode-se ver na Figura 10. Espera-se que as imperfeições dos ímãs irão causar mudanças em ν proporcionais ao próprio ν . Um anel de armazenamento com uma sintonia grande é propensa a ser uma máquina "sensível". Por este fato, a sintonia normalmente é escolhida entre valores de 2 a 6.

2.8 Descrição aproximada das oscilações betatron

Para diversos propósitos, é conveniente – e suficiente – aproximar o movimento betatron por uma oscilação harmônica simples. Considera-se a oscilação

$$x = A \cos(s/\lambda - \vartheta) \quad (2.75)$$

onde λ é constante (o comprimento de onda reduzido). Uma oscilação completa é realizada quando s avança por um comprimento de onda $2\pi\lambda$. É claramente conveniente pensar na oscilação pseudo-harmônica da equação (2.52) como apenas uma onda senoidal com um comprimento de onda localmente variável – se a variação de amplitude for ignorada. E, com tanto que β não varie tão abruptamente, pode-se esperar que esta é uma aproximação razoável para o movimento real se a equação (2.75) for utilizada com um λ escolhido apropriadamente. Supõe-se que o número β_n seja definido de forma a ser uma constante que dará o mesmo

avanço de fase em uma revolução que a real função β . Isto é, β_n é definido por

$$\int_0^L \frac{ds}{\beta} = \frac{L}{\beta_n} \quad (2.76)$$

e é chamado de valor típico de β . Então, a oscilação

$$x = A \cos(s/\beta_n + \vartheta) \quad (2.77)$$

irá – com $A = a\sqrt{\beta_n}$ – estar de acordo com a trajetória real pelo menos uma vez a cada revolução; e, em particular, irá estar, na média, em fase com a oscilação real. Na Figura 11 estão representadas uma das trajetórias da Figura 8 junto com sua aproximação obtida pela equação (2.75).

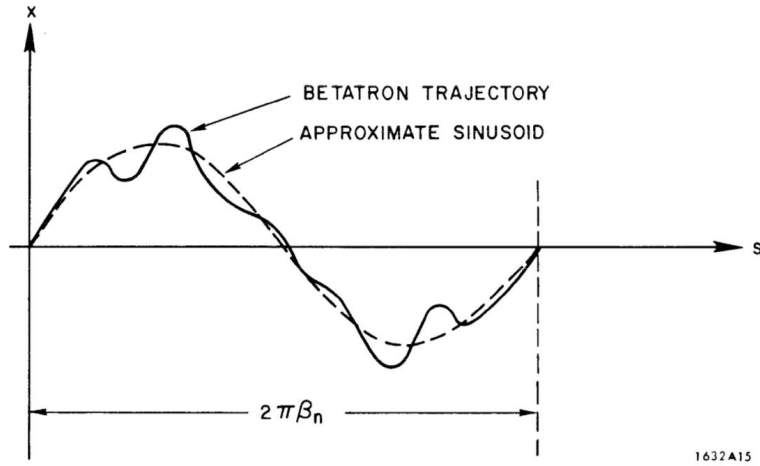


Figura 11: Aproximação da trajetória betatron. — trajetória betatron; - - - aproximação senoidal. Retirado de [1].

É conveniente lembrar que, pela equação (2.76), $\frac{1}{\beta_n}$ é apenas a média de $\frac{1}{\beta}$ ao redor do anel:

$$\frac{1}{\beta_n} = \left\langle \frac{1}{\beta} \right\rangle \quad (2.78)$$

Pela definição de ν (equação (2.67)), tem-se

$$\frac{L}{\beta_n} = 2\pi\nu \quad (2.79)$$

O raio efetivo de curvatura da órbita é dado por

$$R = \frac{L}{2\pi} \quad (2.80)$$

então pode-se também definir como

$$\beta_n = \frac{R}{\nu} \quad (2.81)$$

Note que β_n não é igual à média de β , apesar de que também não é muito diferente se as ondulações de β não forem muito grandes. Vale ressaltar que β_n é tal que a sintonia da máquina é mantida.

Demonstração. Pela definição de ν e β_n dadas respectivamente pelas equações (2.67) e (2.76),

$$\begin{aligned} \nu &= \frac{1}{2\pi} \int_0^L \frac{ds}{\beta} \\ &= \frac{1}{2\pi} \frac{L}{\beta_n} \\ \therefore \frac{L}{\beta_n} &= 2\pi\nu \end{aligned}$$

Mas $R = L/2\pi$. Então,

$$\begin{aligned} \frac{L}{\beta_n} &= 2\pi\nu \\ \therefore \beta_n &= \frac{L}{2\pi\nu} \\ &= \frac{R}{\nu} \end{aligned}$$

□

A variação de tempo da trajetória aproximada da equação (2.77) é descrita como

$$x = A \cos(\nu\omega_r t - \vartheta) \quad (2.82)$$

com $\omega_r = c/R$.

Demonstração. Pela equação (2.77), $x = A \cos(s/\beta_n - \vartheta)$. Agora, considerando como 0 a coordenada s de referência, pela equação (2.54):

$$\begin{aligned} x &= A \cos(s/\beta_n - \vartheta) \\ &= A \cos(ct/\beta_n - \vartheta) \\ &= A \cos(\nu ct/R - \vartheta) \end{aligned}$$

Definindo $\omega_r = c/R$, tem-se

$$x = A \cos(\nu\omega_r t - \vartheta)$$

c.q.d.

□

A frequência angular $\nu\omega_r$ é chamada de frequência betatron e será denominada por ω_β . Note que, quando a trajetória aproximada é observada em um ponto fixo do anel, sua variação de tempo é indistinguível da trajetória real – basta comparar com a equação (2.73).

A aproximação realizada nesta Seção não é adequada para vários cálculos dos efeitos do anel, mas de fato providencia a única abordagem rastreável para a análise de alguns dos efeitos coletivos que envolvem um número grande de elétrons armazenados.

2.9 Natureza da função beta

Qual é a forma desejada de $\beta(s)$? Já foi visto que, pelo menos em alguns aspectos, pequenos valores de β (focalização forte) são desejados – tal que β seja razoavelmente uniforme. Infelizmente, pequenos valores de β só podem ser obtidos alternando o gradiente de focalização, o que tende a gerar oscilações razoavelmente grandes em β . Além disso, pequenos valores de β implicam em grandes valores de ν , o que pode gerar maiores dificuldades ao se lidar com as ressonâncias. Normalmente, β tem um valor típico entre 1/2 e 1/6 do raio de curvatura R , não tendo, assim, oscilações muito extremas.

A função betatron é definida pela função singular, contínua a qual sua raiz quadrada satisfaz

$$\zeta'' = -K(s)\zeta + \frac{1}{\zeta^3} \quad (2.83)$$

onde $K(s)$ é a função de focalização. Tipicamente, os anéis modernos são feitos de vários segmentos nos quais a função $K(s)$ é constante, podendo ser nula, positiva ou negativa.

A imposição de que $\zeta(s)$ tem que ser periódica, juntamente com o termo não linear $1/\zeta^3$, gera uma especificação única – incluindo a escala. A função $\zeta(s)$ é a função própria da equação (2.83) e, por causa da não-linearidade, não existe uma normalização arbitrária da amplitude.

Fazendo uma análise dimensional, espera-se que ζ tenha uma dimensão $|K|^{-\frac{1}{4}}$, ou que β tenha uma dimensão $|K|^{-\frac{1}{2}}$. (Relembrando que $1/\beta$ é como se fosse a frequência da oscilação, então é esperado que esta esteja de acordo com a raiz da constante da força restauradora). Para uma dada geometria do campo, esta lei de escala é grosseiramente verdadeira. Ela é estritamente verdadeira se a escala do comprimento da geometria de focalização é escalada em $|K|^{-\frac{1}{2}}$, o que geralmente é válido em campos guia bem projetados.

Em uma região de s em que $K(s)$ é constante, a equação (2.83) tem a forma da equação de movimento de uma partícula sob o efeito de uma força restauradora $-K\zeta$ e uma força repulsiva $1/\zeta^3$. Ou, da mesma forma, uma partícula que se

move com uma energia potencial proporcional a

$$K\zeta^2 + \frac{1}{\zeta^2} \quad (2.84)$$

(O segundo termo é como se fosse uma barreira centrífuga!). O formato do potencial efetivo é mostrado na Figura 12 para os três casos de K .

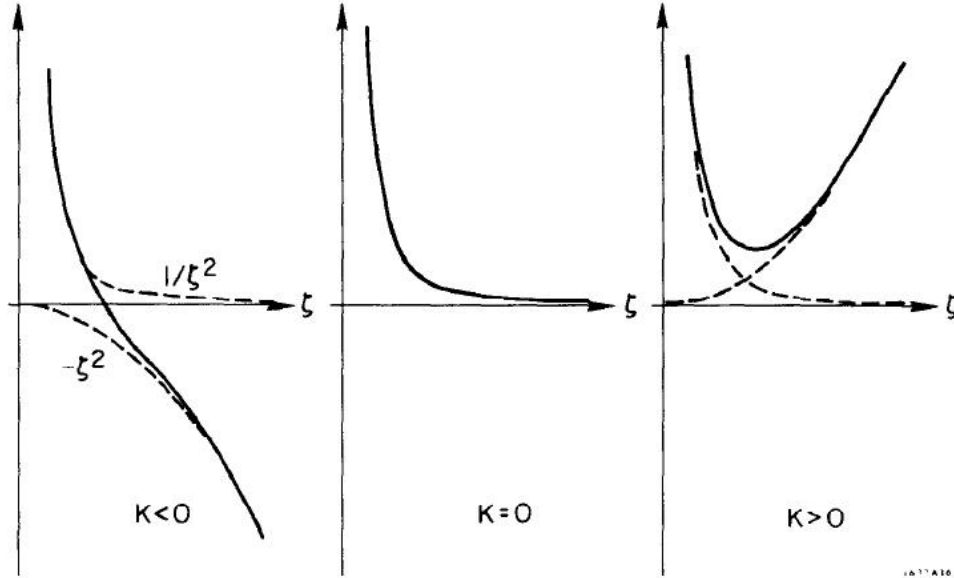


Figura 12: Funções potenciais efetivas para ζ . Retirado de [1].

Em qualquer região onde $K \leq 0$, a aceleração em ζ (o desvio da partícula de referência) é sempre positiva; e ζ é direcionado sempre para valores maiores – ou, claro, dar a volta caso sua velocidade inicial seja na direção da origem de ζ . Para K negativo, a força direcional é, em grandes valores de ζ , proporcional ao tamanho de K . Por outro lado, em qualquer região onde $K > 0$, haverá um potencial estável e, quando ζ assume grandes valores, sempre há uma força direcionando ζ para a origem.

Também é qualitativamente aparente que possa existir soluções estáveis onde $\zeta(s)$ entra numa região onde $K < 0$ movendo-se em direção à origem e muda de sentido devido à força de repulsão apenas para ser mandado na direção da origem novamente pela força de atração numa região posterior onde $K > 0$. Para um K periódico como o da Figura 13(a), deve-se esperar uma solução para $\zeta(s)$ como a curva representada na parte (b). A solução exibe uma importante característica geral da função ζ : seu máximo ocorre em seções focalizadoras – onde $K > 0$ – e seu mínimo ocorre em seções desfocalizadoras ou neutras – onde $K \leq 0$.

Também é evidente que para um determinado espaçamento com diferentes valores de K , se a magnitude de K aumenta, a amplitude das oscilações irá



Figura 13: Forma da função $\zeta(s)$ com uma função de focalização $K(s)$ periódica. Retirado de [1].

crescer rapidamente. Menos evidente é o fato de que, conforme a escala de K aumenta, chegará num ponto em que uma solução estável – isto é, periódica – para $\zeta(s)$ não existirá mais. Então a força de focalização (magnitude de K) e o espaçamento entre os elementos deve ser ajustado em conjunto, gerando a estrutura óptica do anel – mais conhecida como *lattice*, uma palavra para indicar a geometria dos segmentos.

Podem ocorrer o questionamento "Por que não apenas ter valores negativos de K em todo s ? Claramente a estabilidade de ζ é garantida". Isto não é possível pois quando K é negativo em x , ele é automaticamente positivo em z , e vice-versa. Desta forma, fica claro que é necessário alternar o gradiente de focalização.

Também deve estar evidente que as oscilações de $\zeta(s)$ – e, portanto, de $\beta(s)$ – estarão fora de fase nas duas coordenadas transversais: x e z . Quando ζ_x estiver em seu máximo, ζ_z estará em seu mínimo. Este comportamento é válido até nas estruturas mais complexas – apesar de não ser totalmente verdade que ζ_x e ζ_z tem totalmente a mesma forma.

É intuitivo relacionar a função betatron $\beta(s)$ com a *sine-like trajectory* definida na Subseção 2.6. A *sine-like trajectory* $S(s, s_0)$ associada com a coordenada s_0 é a trajetória que começa em s_0 com deslocamento nulo e inclinação unitária. Esta pode ser expressa em termos da oscilação pseudo-harmônica dada pela equação (2.52) substituindo $a = \sqrt{\beta(s_0)}$ e $\vartheta = \pi/2 + \varphi(s_0)$:

$$S(s, s_0) = \sqrt{\beta(s_0)\beta(s)} \operatorname{sen} \left(\int_{s_0}^s \frac{d\bar{s}}{\beta(\bar{s})} \right) \quad (2.85)$$

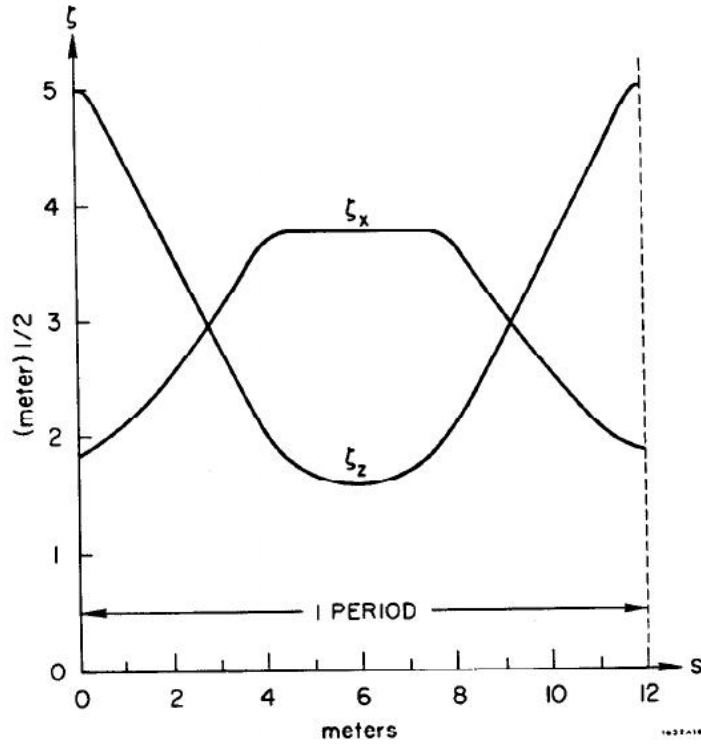


Figura 14: Funções ζ_x e ζ_z de um campo guia. Retirado de [1].

Demonstração. Seja a trajetória dada pela equação (2.52):

$$x(s) = a\sqrt{\beta(s)} \cos(\varphi(s) - \vartheta)$$

com

$$\varphi(s) = \int_0^s \frac{d\bar{s}}{\beta(\bar{s})}$$

Substituindo $\vartheta = \pi/2 - \varphi(s_0)$:

$$\begin{aligned} x(s) &= a\sqrt{\beta(s)} \cos(\varphi(s) - (\pi/2 + \varphi(s_0))) \\ &= a\sqrt{\beta(s)} \sen(\varphi(s) - \varphi(s_0)) \end{aligned}$$

Pela definição de φ ,

$$\begin{aligned} x(s) &= a\sqrt{\beta(s)} \sen\left(\int_0^s \frac{d\bar{s}}{\beta(\bar{s})} - \int_0^{s_0} \frac{d\bar{s}}{\beta(\bar{s})}\right) \\ &= a\sqrt{\beta(s)} \sen\left(\int_{s_0}^s \frac{d\bar{s}}{\beta(\bar{s})}\right) \end{aligned}$$

Substituindo $a = \sqrt{\beta(s_0)}$:

$$\begin{aligned} x(s) &= \sqrt{\beta(s_0)}\sqrt{\beta(s)} \operatorname{sen} \left(\int_{s_0}^s \frac{d\bar{s}}{\beta(\bar{s})} \right) \\ &= \sqrt{\beta(s_0)\beta(s)} \operatorname{sen} \left(\int_{s_0}^s \frac{d\bar{s}}{\beta(\bar{s})} \right) \\ \therefore S(s, s_0) &= \sqrt{\beta(s_0)\beta(s)} \operatorname{sen} \left(\int_{s_0}^s \frac{d\bar{s}}{\beta(\bar{s})} \right) \end{aligned}$$

Checando,

$$\begin{aligned} S(s_0, s_0) &= \sqrt{\beta(s_0)\beta(s_0)} \operatorname{sen} \left(\int_{s_0}^{s_0} \frac{d\bar{s}}{\beta(\bar{s})} \right) \\ &= \beta(s_0) \operatorname{sen}(0) \\ &= 0 \\ S(s, s_0)' &= \left(\sqrt{\beta(s_0)\beta(s)} \operatorname{sen} \left(\int_{s_0}^s \frac{d\bar{s}}{\beta(\bar{s})} \right) \right)' \\ &= \left(\sqrt{\beta(s_0)\beta(s)} \right)' \operatorname{sen} \left(\int_{s_0}^s \frac{d\bar{s}}{\beta(\bar{s})} \right) + \sqrt{\beta(s_0)\beta(s)} \left(\operatorname{sen} \left(\int_{s_0}^s \frac{d\bar{s}}{\beta(\bar{s})} \right) \right)' \\ &= \frac{1}{2} \frac{1}{\sqrt{\beta(s_0)\beta(s)}} (\beta(s_0)\beta(s))' \operatorname{sen} \left(\int_{s_0}^s \frac{d\bar{s}}{\beta(\bar{s})} \right) + \sqrt{\beta(s_0)\beta(s)} \cos \left(\int_{s_0}^s \frac{d\bar{s}}{\beta(\bar{s})} \right) \frac{1}{\beta(s)} \\ S(s_0, s_0)' &= \frac{1}{2} \frac{1}{\sqrt{\beta(s_0)\beta(s_0)}} (\beta(s_0)\beta(s_0))' \operatorname{sen} \left(\int_{s_0}^{s_0} \frac{d\bar{s}}{\beta(\bar{s})} \right) + \sqrt{\beta(s_0)\beta(s_0)} \cos \left(\int_{s_0}^{s_0} \frac{d\bar{s}}{\beta(\bar{s})} \right) \frac{1}{\beta(s_0)} \\ &= \frac{1}{2} \frac{1}{\beta(s_0)} (\beta(s_0)\beta(s_0))' \operatorname{sen}(0) + \beta(s_0) \cos(0) \frac{1}{\beta(s_0)} \\ &= 0 + \beta(s_0) \frac{1}{\beta(s_0)} \\ &= 1 \end{aligned}$$

c.q.d. □

Agora, considere o que acontecerá se esta trajetória senoidal for seguida por uma volta completa – ou seja, $s = s_0 + L$. A integral fica, pela equação (2.67), apenas $2\pi\nu$. Devido à periodicidade da função betatron, $\beta(s_0 + L) = \beta(s_0)$. Então,

$$S(s_0 + L, s_0) = \beta(s_0) \operatorname{sen}(2\pi\nu) \quad (2.86)$$

e, como ν independe de s_0 , pode-se escrever também

$$\beta(s) = \frac{S(s+L, s)}{\text{sen}(2\pi\nu)} \quad (2.87)$$

Assim, a função betatron em s é, a menos de uma constante, apenas o desvio após uma revolução da *sine-like trajectory* começando em s . Veja a Figura 15.

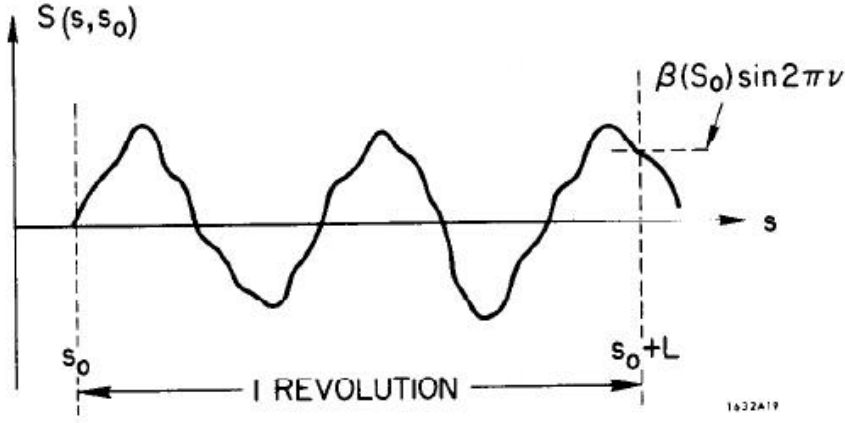


Figura 15: Relação entre $S(s, s_0)$ e $\beta(s_0)$. Retirado de [1].

Pode-se obter uma outra prescrição para encontrar $\beta(s)$. Uma que precisa apenas do cálculo direto da *sine-like trajectory* após uma revolução, começando em cada s .

O desvio obtido é proporcional a $\beta(s)$. Apenas resta determinar o fator de normalização $1/2\pi\nu$. Usando a definição de ν dada pela equação (2.67), juntamente com a equação (2.87), pode-se observar que a sintonia ν pode ser obtida como a solução da equação transcendental

$$\frac{2\pi\nu}{\text{sen}(2\pi\nu)} = \int_0^L \frac{ds}{S(s+L, s)} \quad (2.88)$$

Então, conhecendo $S(s+L, s)$ para todo s , pode-se determinar $\beta(s)$ de forma única.

O cálculo de $S(s+L, s)$ pode ser efetuado por uma integração numérica da equação de movimento. Ou, para um campo guia uniforme, também pode ser obtido utilizando o método matricial descrito na Subseção 2.5. Relembrando a equação (2.42), a *sine-like trajectory* de s_0 para $s_0 + L$ é apenas o elemento da primeira linha e da primeira coluna da matriz de transferência $\mathbf{M}(s, s_0)$ para a máquina completa, começando em cada s_0 .

Também pode-se mostrar que a sintonia ν pode ser obtida pelo traço da matriz para o anel todo:

$$\cos(2\pi\nu) = \frac{1}{2} \text{Tr} \mathbf{M}(s+L, s) = \frac{1}{2} [C(s+L, s) + S'(s+L, s)] \quad (2.89)$$

onde C é a *cosine-like trajectory*. Então, se C e S' são calculados assim como S , ν pode ser determinada e a equação (2.87) pode ser obtida diretamente.

Pode-se escrever a equação diferencial (2.83) de ζ em termos de β :

$$\frac{1}{2}\beta\beta'' - \frac{1}{4}\beta'^2 + K(s)\beta^2 = 1 \quad (2.90)$$

Demonstração. Seja a equação diferencial $\zeta'' = -K(s)\zeta + \frac{1}{\zeta^3}$. Substituindo $\zeta = \sqrt{\beta}$,

$$\begin{aligned} \sqrt{\beta}'' &= -K\sqrt{\beta} + \frac{1}{\sqrt{\beta}^3} \\ (\beta^{\frac{1}{2}})'' &= -K\beta^{\frac{1}{2}} + \frac{1}{\beta^{\frac{3}{2}}} \\ (\beta^{\frac{1}{2}})'' \beta^{\frac{3}{2}} + K\beta^{\frac{1}{2}}\beta^{\frac{3}{2}} &= 1 \\ (\beta^{\frac{1}{2}})'' \beta^{\frac{3}{2}} + K\beta^2 &= 1 \end{aligned}$$

Derivando,

$$\begin{aligned} (\beta^{\frac{1}{2}})'' \beta^{\frac{3}{2}} + K\beta^2 &= 1 \\ \left(\frac{1}{2}\beta^{-\frac{1}{2}}\beta'\right)' \beta^{\frac{3}{2}} + K\beta^2 &= 1 \\ \left((\beta^{-\frac{1}{2}})'\beta' + (\beta^{-\frac{1}{2}})\beta''\right) \frac{1}{2}\beta^{\frac{3}{2}} + K\beta^2 &= 1 \\ \left(\frac{-1}{2}\beta^{-\frac{3}{2}}\beta'\beta' + \beta^{-\frac{1}{2}}\beta''\right) \frac{1}{2}\beta^{\frac{3}{2}} + K\beta^2 &= 1 \\ \frac{-1}{4}\beta'^2 + \frac{1}{2}\beta\beta'' + K\beta^2 &= 1 \end{aligned}$$

c.q.d. □

A partir da equação (2.90), podem-se fazer algumas observações. Primeiramente, em um trecho reto do anel (sem campo magnético), $K(s) = 0$ e a solução da equação (2.90) é

$$\beta = \beta_0 \left[1 + \frac{(s - s_0)^2}{\beta_0^2} \right] \quad (2.91)$$

onde s_0 e β_0 são constantes adequadas. Se β tem um ponto de mínimo em um trecho reto, então β_0 e s_0 são os valores de β e s neste mínimo.

Demonstração. A equação diferencial a ser resolvida é

$$\frac{1}{2}\beta\beta'' - \left(\frac{\beta'}{2}\right)^2$$

Esta é uma equação diferencial ordinária não-linear de segunda ordem. Esta também é uma equação autônoma, ou seja, é uma equação que não contém explicitamente a variável independente – neste caso, a coordenada s . Com isso, pode-se tratar a variável β como variável independente da equação, e definir uma segunda variável α tal que

$$\alpha(\beta) = -\frac{\beta'}{2}$$

Desta forma,

$$\beta' = -2\alpha(\beta) \therefore \beta'' = -2\frac{d\alpha}{d\beta}\beta' = -2\frac{d\alpha}{d\beta}(-2\alpha) = 4\alpha\frac{d\alpha}{d\beta}$$

Substituindo na equação diferencial,

$$\begin{aligned} 2\alpha\beta\frac{d\alpha}{d\beta} &= 1 + \alpha^2 \\ \therefore \frac{2\alpha}{1 + \alpha^2}d\alpha &= \frac{1}{\beta}d\beta \end{aligned}$$

Integrando ambos os lados da equação:

$$\begin{aligned} \int \frac{2\alpha}{1 + \alpha^2}d\alpha &= \int \frac{d\beta}{\beta} \\ \ln(1 + \alpha^2) &= \ln(\beta) + c_1 \\ \ln(1 + \alpha^2) - \ln(\beta) &= c_1 \\ \ln\left(\frac{1 + \alpha^2}{\beta}\right) &= c_1 \end{aligned}$$

sendo c_1 uma constante qualquer. Pela definição de logaritmo,

$$\frac{1 + \alpha^2}{\beta} = c_2$$

sendo c_2 a constante dada por e^{c_1} . Derivando ambos os lados da expressão:

$$\frac{d}{d\beta}\left(\frac{1 + \alpha^2}{\beta}\right) = 0$$

Integrando esta equação diferencial de β_0 a β , tem-se

$$\frac{1 + \alpha^2}{\beta} - \frac{1 + \alpha_0^2}{\beta_0} = 0$$

Definindo a constante $\gamma_0 = \frac{1+\alpha_0^2}{\beta_0}$, tem-se que

$$\begin{aligned}\frac{1+\alpha^2}{\beta} - \gamma_0 &= 0 \\ \frac{1+\alpha^2}{\beta} &= \gamma_0 \\ 1+\alpha^2 &= \beta\gamma_0 \\ \therefore \alpha &= \sqrt{\beta\gamma_0 - 1}\end{aligned}$$

Mas $\alpha = -\beta'/2$. Então,

$$\begin{aligned}-\frac{1}{2} \frac{d\beta}{ds} &= \sqrt{\beta\gamma_0 - 1} \\ \therefore -\frac{d\beta}{2\sqrt{\beta\gamma_0 - 1}} &= ds\end{aligned}$$

Integrando ambos os lados da equação:

$$\begin{aligned}\int_{\beta_0}^{\beta} -\frac{d\beta}{2\sqrt{\beta\gamma_0 - 1}} &= \int_{s_0}^s ds \\ -\frac{1}{\gamma_0} \sqrt{\beta\gamma_0 - 1} \Big|_{\beta_0}^{\beta} &= s \Big|_{s_0}^s \\ -\frac{1}{\gamma_0} \left(\sqrt{\beta\gamma_0 - 1} - \sqrt{\beta_0\gamma_0 - 1} \right) &= s - s_0 \\ \frac{1}{\gamma_0} \left(\sqrt{\beta_0\gamma_0 - 1} - \sqrt{\beta\gamma_0 - 1} \right) &= s - s_0 \\ \sqrt{\beta_0\gamma_0 - 1} - \sqrt{\beta\gamma_0 - 1} &= \gamma_0(s - s_0)\end{aligned}$$

Como foi definido anteriormente, $\gamma_0 = \frac{1+\alpha_0^2}{\beta_0}$. Logo,

$$\begin{aligned}\sqrt{1 - \alpha_0^2} - 1 - \sqrt{\beta\gamma_0 - 1} &= \gamma_0(s - s_0) \\ -\alpha_0 - \sqrt{\beta\gamma_0 - 1} &= \gamma_0(s - s_0) \\ -\sqrt{\beta\gamma_0 - 1} &= \alpha_0 + \gamma_0(s - s_0)\end{aligned}$$

Elevando ambos os lados da equação ao quadrado:

$$\begin{aligned}\beta\gamma_0 - 1 &= [\alpha_0 + \gamma_0(s - s_0)]^2 \\ \therefore \beta &= \frac{1}{\gamma_0} [1 + (\alpha_0 + \gamma_0(s - s_0))^2]\end{aligned}$$

No ponto de mínimo da função, $\beta' = 0$ e, portanto, $\alpha = 0$. Substituindo na solução obtida:

$$\beta = \beta_0 \left[1 + \frac{1}{\beta_0^2} (s - s_0)^2 \right]$$

c.q.d. □

A forma desta solução é ilustrada na Figura 16. Note que o coeficiente do termo quadrático é o inverso do valor de β no seu ponto mínimo – quanto menor for β_0 , mais rápido é o aumento de β com o aumento da distância do ponto de mínimo. Em outras palavras, quando β é pequeno, o feixe diverge rapidamente e vice-versa. Esta relação faz com que exista um compromisso entre o tamanho de β e o tamanho do envelope do feixe.

Finalmente, observe que, em um segmento que K é grande e β' pequeno, a equação (2.90) pode ser aproximada por

$$\beta'' = -2K\beta \quad (2.92)$$

Assim, β é uma senoide ou uma exponencial dependendo do sinal de K .

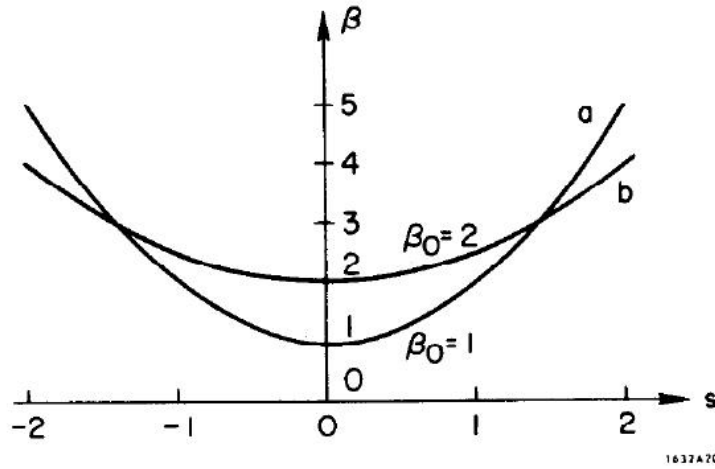


Figura 16: Variação de β próximo do mínimo o qual ocorre em um longo trecho reto (sem campo magnético). Retirado de [1].

2.10 Perturbação de órbita fechada

Até o presente momento, foram consideradas as trajetórias de um elétron em um campo guia pré-definido. Agora, deseja-se considerar a seguinte pergunta: suponha que toda a análise sobre a trajetória dos elétrons foi feita acerca de um

campo guia pré-definido; como as trajetórias irão variar se existirem pequenos erros no campo com relação ao campo pré-definido? Considerando a aproximação linear realizada até aqui, o campo guia pré-definido – ou nominal – é especificado pelo seu valor na órbita ideal e sua derivada radial. Além disso, assume-se que o campo na órbita ideal é vertical em todo o anel. E se o campo magnético vertical na órbita ideal diferir do seu valor nominal, ou se existirem pequenas componentes horizontais de campo, as acelerações laterais serão diferentes das especificações necessárias para manter o elétron na órbita ideal. Os desvios do campo na órbita ideal serão chamados de erros de campo, enquanto mudanças no campo que fazem com que as funções de focalização K_x e K_z tenham valores diferentes de seus valores nominais chamam-se erros de gradiente.

Quando existem erros de campo, a órbita ideal deixa de ser uma trajetória possível. Se os erros são pequenos, no entanto, irá existir uma outra órbita fechada a qual é uma trajetória possível a um elétron com energia nominal. Esta trajetória é chamada de órbita fechada. Esta trajetória irá executar as oscilações betatron relativas à órbita fechada. E a forma das oscilações betatron será determinada pelas novas funções de focalização. Isto é, mantendo x como sendo a representação do desvio radial da órbita ideal, este pode ser descrito como

$$x = x_c + x_\beta \quad (2.93)$$

onde x_c é o desvio da órbita fechada com relação à órbita ideal, e x_β é a oscilação betatron com relação à órbita fechada.

Se os desvios da órbita fechada com relação à órbita ideal são pequenos, então as oscilações betatron são as mesmas, tanto com relação à órbita ideal quanto com relação à órbita fechada – assumindo uma variação linear do campo. Desta forma, pode-se considerar separadamente a distorção da órbita fechada causada pelos erros de campo e os distúrbios nas oscilações betatron causados pelos erros de gradiente. Seguindo esta ideia, a equação (2.93) pode ser interpretada como uma superposição da distorção da órbita fechada x_c e a oscilação betatron x_β calculada com relação à órbita ideal pelos métodos já estudados.

Analisando primeiramente os erros de campo. Suponha que os efeitos dos erros de campo existentes apenas em pequenos intervalos Δs analisados a partir de $s = 0$ comecem a ser considerados. Passando por Δs , o desvio x não se altera, mas a inclinação x' é alterada pela quantidade

$$\Delta x' = -\frac{ec}{E_0} \delta B \Delta s \quad (2.94)$$

onde δB é o desvio do campo magnético com relação ao seu valor nominal.

Demonstração. Fazendo um raciocínio bem informal, já foi visto que

$$d\theta = -\frac{ecB}{E} d\ell$$

Considerando $d\ell$ pequeno, pode-se aproximar que $dx = d\ell$. Assim,

$$d\theta = -\frac{ecB}{E}ds$$

Analisando apenas para uma pequena modificação no campo magnético, para um elétron com energia nominal:

$$d\theta = -\frac{ec}{E_0}\delta B ds$$

Analisando para um intervalo Δs ,

$$\Delta\theta = -\frac{ecB}{E}\Delta s$$

Mas $\Delta\theta$ é a variação da inclinação x' , logo

$$\Delta x' = -\frac{ecB}{E}\Delta s$$

Uma formulação mais rigorosa pode ser obtida analisando a força de Lorentz. \square

Para o movimento vertical, pode-se obter uma equação da mesma forma se δB for definido como o campo radial total na órbita ideal (com uma escolha adequada de sinal). Mantendo a definição da equação (2.8), tem-se que $-ec \delta B/E_0 = -\delta G$, considerando as coordenadas transversais x e z . Para facilitar a análise, será considerada apenas uma coordenada x genérica, lembrando que os resultados obtidos valem tanto para o movimento radial quanto para o vertical. Desta forma, pode-se reescrever a equação anterior como sendo

$$\Delta x' = -\delta G \Delta s \quad (2.95)$$

O erro de campo adiciona à relação $x'' = \Delta x'/\Delta s$ o termo $-\delta G$; e é, portanto, equivalente a adicionar uma força direcional $\delta G(s)$ à equação de movimento. Pode-se obter a equação completa para x_c adicionando esta nova força à equação diferencial de costume, equação (2.36):

$$x'' = -K(s)x - \delta G(s) \quad (2.96)$$

O desvio x_c da órbita fechada é a solução desta equação singular.

Pode-se fazer uma estimativa do efeito de um erro de campo localizado em $s = 0$ usando a forma harmônica aproximada do movimento betatron descrita na Subseção 2.8. Pense em um elétron viajando ao longo da órbita ideal – de forma que a inclinação x' seja nula. Quando este elétron chegar em $s = 0$, sua inclinação será subitamente alterada para $\Delta x'$. Veja a Figura 17.

Depois de $s = 0$ não há erro de campo (para uma volta completa) então o elétron começa a oscilar em torno da órbita ideal com amplitude

$$b = \lambda \Delta x' = \beta_n \Delta x' = -\beta_n \delta G \Delta s \quad (2.97)$$

É esperado que o desvio da órbita fechada x_c seja da mesma ordem de grandeza.

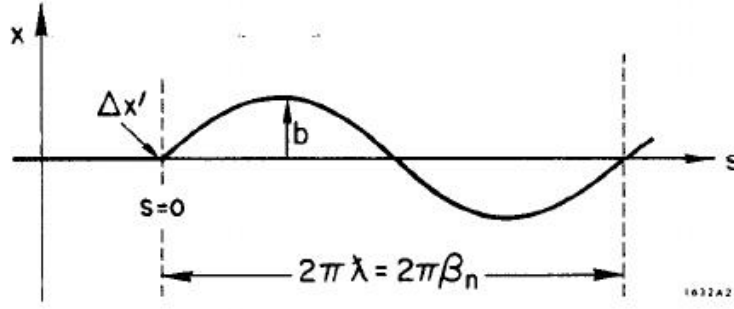


Figura 17: Efeito de um erro de campo localizado. Retirado de [1].

Demonstração. Matematicamente, uma senoide com fase nula é descrita por

$$x(s) = b \operatorname{sen} \left(\frac{2\pi s}{\lambda} \right)$$

onde b é a amplitude da oscilação e λ é seu comprimento de onda. Desta forma,

$$\begin{aligned} x'(s) &= \frac{2\pi}{\lambda} b \cos \left(\frac{2\pi s}{\lambda} \right) \\ \therefore x'(0) &= \frac{2\pi}{\lambda} b \\ \therefore b &= \frac{\lambda}{2\pi} x'(0) \end{aligned}$$

Já foi visto na Subseção 2.8 que $\lambda = \lambda/2\pi$, então

$$b = \lambda x'(0)$$

Mas, considerando a análise que está sendo feita, $x'(0) = \Delta x'$. Logo,

$$b = \lambda \Delta x'$$

Também na Subseção 2.8 mostrou-se que $\lambda = \beta_n$, então

$$\begin{aligned} b &= \beta_n \Delta x' \\ &= -\beta_n \delta G \Delta s \end{aligned}$$

c.q.d. □

Para fazer o cálculo de x_c de forma apropriada, deve-se utilizar a oscilação pseudo-harmônica correta, e lembrar também que a órbita fechada é definida como a trajetória particular que fecha nela mesma após uma revolução. Em outras palavras, x_c deve ser uma função singular em cada coordenada física s , ou seja, $x_c(s + L) = x_c(s)$. Em particular,

$$x_c(L) = x_c(0) \tag{2.98}$$

e, pela equação (2.95),

$$x'_c(L) - \delta G \Delta s = x'_c(0) \quad (2.99)$$

Mas entre $s = 0$ e $s = L$ não existem erros de campo, então x_c é apenas uma oscilação livre entorno da órbita ideal. Veja a Figura 18. Isto é, x_c deve ser dado pela equação (2.52):

$$x_c(s) = a\sqrt{\beta(s)}\cos(\varphi - \vartheta), \quad s \neq 0, \quad (2.100)$$

com constantes arbitrárias a e ϑ escolhidas de tal maneira que as equações (2.98) e (2.99) sejam satisfeitas.

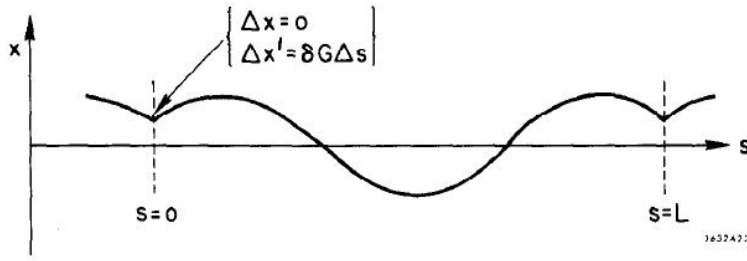


Figura 18: Órbita fechada para um erro de campo em $s = 0$. Retirado de [1].

Utilizando a equação (2.58) para $x'_c(s)$ – em todo o anel exceto em $s = 0$ – pode-se verificar que os valores apropriados para a e ϑ são

$$a = -\frac{\delta G \Delta s \sqrt{\beta(0)}}{2\sin(\pi\nu)} \quad (2.101)$$

$$\vartheta = \pi\nu \quad (2.102)$$

Demonstração. Seja $x_c(L)$ dado pela equação (2.100):

$$x_c(L) = a\sqrt{\beta(L)} \cos(\varphi(L) - \vartheta)$$

Pela definição de $\varphi(s)$ e ν ,

$$x_c(L) = a\sqrt{\beta(L)} \cos(2\pi\nu - \vartheta)$$

Mas, a condição da equação (2.98) deve ser satisfeita. Logo,

$$\begin{aligned} x_c(L) &= x_c(0) \\ a\sqrt{\beta(L)} \cos(2\pi\nu - \vartheta) &= a\sqrt{\beta(0)} \cos(\varphi(0) - \vartheta) \end{aligned}$$

Novamente, pela definição de $\varphi(s)$,

$$a\sqrt{\beta(L)} \cos(2\pi\nu - \vartheta) = a\sqrt{\beta(0)} \cos(-\vartheta)$$

Pela periodicidade da função β ,

$$\begin{aligned} a\sqrt{\beta(0)} \cos(2\pi\nu - \vartheta) &= a\sqrt{\beta(0)} \cos(-\vartheta) \\ \cos(2\pi\nu - \vartheta) &= \cos(-\vartheta) \end{aligned}$$

Como cosseno é uma função par,

$$\begin{aligned} \cos(2\pi\nu - \vartheta) &= \cos(\vartheta) \\ \therefore 2\pi\nu - \vartheta &= \vartheta \\ \therefore \vartheta &= \pi\nu \end{aligned}$$

Agora, seja $x'_c(L)$ dado pela equação (2.58):

$$\begin{aligned} x'_c(L) &= -\frac{a}{\beta(L)} \operatorname{sen}(\varphi(L) - \vartheta) + \frac{\beta'(L)}{2\beta(L)} x_c(L) \\ &= -\frac{a}{\beta(L)} \operatorname{sen}(2\pi\nu - \pi\nu) + \frac{\beta'(L)}{2\beta(L)} x_c(L) \\ &= -\frac{a}{\beta(L)} \operatorname{sen}(\pi\nu) + \frac{\beta'(L)}{2\beta(L)} x_c(L) \end{aligned}$$

A condição da equação (2.99) impõe que

$$\begin{aligned} x'_c(L) - \delta G \Delta s &= x'_c(0) \\ -\frac{a}{\beta(L)} \operatorname{sen}(\pi\nu) + \frac{\beta'(L)}{2\beta(L)} x_c(L) - \delta G \Delta s &= -\frac{a}{\beta(0)} \operatorname{sen}(\varphi(0) - \pi\nu) + \frac{\beta'(0)}{2\beta(0)} x_c(0) \\ -\frac{a}{\beta(L)} \operatorname{sen}(\pi\nu) + \frac{\beta'(L)}{2\beta(L)} x_c(L) - \delta G \Delta s &= -\frac{a}{\beta(0)} \operatorname{sen}(0 - \pi\nu) + \frac{\beta'(0)}{2\beta(0)} x_c(0) \\ -\frac{a}{\beta(L)} \operatorname{sen}(\pi\nu) + \frac{\beta'(L)}{2\beta(L)} x_c(L) - \delta G \Delta s &= -\frac{a}{\beta(0)} \operatorname{sen}(-\pi\nu) + \frac{\beta'(0)}{2\beta(0)} x_c(0) \end{aligned}$$

Pela periodicidade da função $\beta(s)$ e a restrição imposta pela equação (2.98),

$$\begin{aligned} -\frac{a}{\beta(0)} \operatorname{sen}(\pi\nu) + \frac{\beta'(0)}{2\beta(0)} x_c(0) - \delta G \Delta s &= -\frac{a}{\beta(0)} \operatorname{sen}(-\pi\nu) + \frac{\beta'(0)}{2\beta(0)} x_c(0) \\ \therefore -\frac{a}{\beta(0)} \operatorname{sen}(\pi\nu) - \delta G \Delta s &= -\frac{a}{\beta(0)} \operatorname{sen}(-\pi\nu) \end{aligned}$$

Como seno é uma função ímpar,

$$\begin{aligned} -\frac{a}{\beta(0)} \operatorname{sen}(\pi\nu) - \delta G \Delta s &= \frac{a}{\beta(0)} \operatorname{sen}(\pi\nu) \\ \therefore \frac{a}{\beta(0)} 2\operatorname{sen}(\pi\nu) &= -\delta G \Delta s \\ \therefore a &= -\frac{\delta G \Delta s \sqrt{\beta(0)}}{2\operatorname{sen}(\pi\nu)} \end{aligned}$$

c.q.d. □

O desvio da órbita fechada é, portanto,

$$x_c(s) = -\frac{\delta G \Delta s \sqrt{\beta(0)}}{2\text{sen}(\pi\nu)} \sqrt{\beta(s)} \cos(\varphi(s) - \pi\nu) \quad (2.103)$$

A forma do invariante a da amplitude mostra duas características interessantes da órbita fechada. Primeiramente, note que o desvio da órbita fechada é em todo o anel proporcional à "força" $\delta G \Delta s$ do erro de campo, e à raiz de $\beta(0)$, a magnitude da função betatron no local da perturbação. Agora entende-se porque $\beta(s)$ – ou mais precisamente $\zeta(s) = \sqrt{\beta(s)}$ – é uma medida da "sensibilidade" à distúrbios.

Segundo, note que o denominador de a vai para zero, e x_c se torna, portanto, muito grande sempre que a sintonia ν se aproxima de um inteiro. É este comportamento o qual foi referido anteriormente como "ressonância inteira", a qual deve ser evitada escolhendo o ponto de operação (ν_x, ν_z) longe de números inteiros.

Note que o desvio da órbita fechada no local do erro de campo tem uma forma particularmente simples. Basta apenas analisar a equação (2.103) considerando $s = 0$, ou generalizar para um erro de campo localizado em uma coordenada arbitrária s_1 , obtendo

$$x_c(s_1) = -\delta G \Delta s \frac{\beta(s_1)}{2tg(\pi\nu)} \quad (2.104)$$

Agora o desvio é proporcional à primeira potência de β , mas a dependência da ressonância de ν ainda é evidente no termo da tangente. Note também que, exceto pelo denominador ressonante, o resultado confere com a estimativa dada pela equação (2.97).

A equação (2.103) também pode ser generalizada para uma órbita fechada com erros de campo que seguem uma distribuição arbitrária ao longo do anel. Em cada coordenada s , os desvios da órbita fechada causados por erros em todas as outras coordenadas irão se somar. Para um erro em \bar{s} , deve-se substituir $s = 0$ por \bar{s} na equação (2.103) – e, ao mesmo tempo, substituir $\varphi(s)$ por $|\varphi(s) - \varphi(\bar{s})|$. Assim, somando sobre todos os $\Delta\bar{s}$, tem-se

$$x_c(s) = -\frac{\sqrt{\beta(s)}}{2\text{sen}(\pi\nu)} \int_0^L \delta G(\bar{s}) \sqrt{\beta(\bar{s})} \cos(|\varphi(s) - \varphi(\bar{s})| - \pi\nu) d\bar{s} \quad (2.105)$$

Se o desvio de campo $\delta G(s)$ é conhecido, esta equação dará a forma da órbita fechada (considerando os valores nominais de $\beta(s)$ e ν).

Se os desvios de campo são verdadeiros "erros" com uma distribuição estatística desconhecida, uma análise estatística mais complexa deve ser feita para chegar na estimativa estatística de x_c .

Como foi dito anteriormente, o desvio total da órbita ideal é dado pela soma de x_c e a oscilação betatron. Na próxima análise, x_c será ignorado – lembrando sempre que este precisa ser adicionado quando pretende-se analisar o desvio total da trajetória com relação à órbita ideal.

2.11 Erros de gradiente de campo

Agora, pode-se analisar os efeitos dos erros de gradiente nas oscilações betatron em torno da órbita ideal. Estes "erros" são relativos aos desvios da função de focalização $K(s)$ do seu valor nominal em cada coordenada s . Pode-se escrever

$$K(s)_{\text{atual}} = K(s)_{\text{nominal}} + k(s)$$

onde assume-se que $k(s)$ é pequeno. O efeito do desvio $k(s)$ será mudar a função betatron do seu valor nominal $\beta(s)$ para um novo valor $\beta(s) + \Delta\beta(s)$. Desta forma, a sintonia também será alterada do seu valor nominal ν para um novo valor $\nu + \Delta\nu$. Geralmente, a mudança de sintonia $\Delta\nu$ é mais preocupante, uma vez que esta pequena mudança pode fazer com que o ponto de operação da máquina entre em uma ressonância.

Suponha que existe um erro de gradiente k apenas em um pequeno intervalo Δs em $s = 0$. Então um elétron que passa em $s = 0$ irá receber um *kick* angular extra $\Delta x'$ proporcional ao seu desvio x . Isto é,

$$\Delta x' = -k \Delta s x \quad (2.106)$$

Demonstração. Fazendo um raciocínio bem informal, sabe-se que a equação diferencial que descreve o movimento do elétron é

$$x'' = -K(s)x$$

A derivada nada mais é que a variação de x' em um intervalo s pequeno, então $x'' = \Delta x' / \Delta s$. Logo,

$$\begin{aligned} \frac{\Delta x'}{\Delta s} &= -K(s)x \\ \Delta x' &= -K(s)x \Delta s \end{aligned}$$

Analisando apenas a variação de x' causada pela variação $k(s)$ da função de focalização, tem-se

$$\Delta x' = -k \Delta s x$$

□

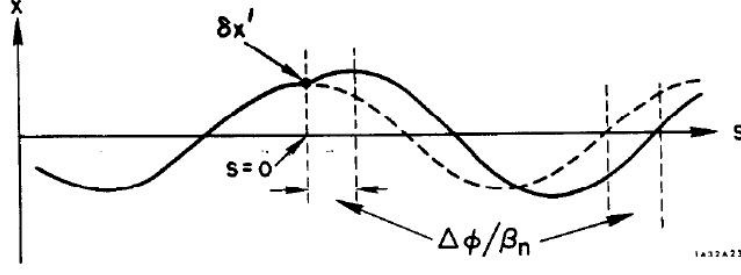


Figura 19: Efeito do gradiente de erro em $s = 0$. Retirado de [1].

Aproximando novamente a função betatron por uma simples oscilação harmônica, o que aconteceria se um elétron chegasse em $s = 0$ no pico da oscilação? O movimento seria como a curva representada na Figura 19.

Antes de chegar em $s = 0$, o desvio era dado por

$$x = b \cos(s/\beta_n) \quad (2.107)$$

e, depois de $s = 0$, seguirá uma trajetória

$$x = (b + \Delta b) \cos(s/\beta_n + \Delta\varphi) \quad (2.108)$$

onde

$$-\frac{b + \Delta b}{\beta_n} \sin(\Delta\varphi) = \Delta x' \quad (2.109)$$

Demonstração. Seja a solução da equação diferencial $x'' = -Kx$ dada por $x = a \cos(\varphi - \vartheta)$. Para $K(s) = K(s)_{nominal}$ já foi visto que existe a solução aproximada $x = b \cos(s/\beta_n)$. Quando o elétron passa em $s = 0$, a equação diferencial deixa de ser $x'' = -K(s)_{nominal} x$ e passa a ser $x'' = -K(s)_{atual} x$ onde $K(s)_{atual} = K(s)_{nominal} + k(s)$. Logo, a equação diferencial é dada por $x'' = -(K(s)_{nominal} + k(s))x$. Esta mudança na função de focalização $K(s)$ acarretará numa mudança $\Delta\beta$ no valor da função betatron. Como tanto a amplitude quanto a fase de oscilação dependem de $\beta(s)$, ambas sofreram alterações, as quais foram denominadas Δb e $\Delta\varphi$, respectivamente. Sendo assim, a solução desta nova equação diferencial pode ser escrita como

$$x = (b + \Delta b) \cos(s/\beta_n + \Delta\varphi)$$

Nota-se que o termo $\Delta\varphi$ não está multiplicado pela variável s como o termo $1/\beta_n$. Isto porque a alteração na fase da oscilação ocorre somente no ponto $s = 0$, diferentemente do avanço de fase descrito pelo termo s/β_n .

Agora, derivando a expressão $x = b \cos(s/\beta_n)$, tem-se

$$\begin{aligned} x' &= -\frac{b}{\beta_n} \sin(s/\beta_n) \\ \therefore x'(0) &= 0 = x'_i \end{aligned}$$

Derivando a expressão $x = (b + \Delta b) \cos(s/\beta_n + \Delta\varphi)$, tem-se

$$\begin{aligned} x' &= -\frac{b + \Delta b}{\beta_n} \operatorname{sen}(s/\beta_n + \Delta\varphi) \\ x'(0) &= -\frac{b + \Delta b}{\beta_n} \operatorname{sen}(\Delta\varphi) = x'_f \end{aligned}$$

Desta forma, a variação $\Delta x'$ da inclinação do movimento no ponto $s = 0$ é

$$\begin{aligned} \Delta x' &= x'_f - x'_i \\ &= -\frac{b + \Delta b}{\beta_n} \operatorname{sen}(\Delta\varphi) - 0 \\ &= -\frac{b + \Delta b}{\beta_n} \operatorname{sen}(\Delta\varphi) \end{aligned}$$

c.q.d. □

Para pequenos valores de $\Delta x'$, $\Delta\varphi$ é pequeno (ou seja, pode-se aproximar $\operatorname{sen}(\varphi) = \varphi$) e Δb é muito menor que b . Logo,

$$\Delta\varphi \approx -\frac{\beta_n \Delta x'}{b} \quad (2.110)$$

Utilizando a equação (2.106) – e lembrando que em $s = 0$ o deslocamento é b – tem-se que

$$\Delta\varphi = \beta_n k \Delta s$$

O efeito do erro de gradiente é basicamente alterar a fase de oscilação por $\Delta\varphi$. Agora, lembre-se que $2\pi\nu$ é o avanço de fase total em uma revolução; então, grosseiramente falando, o erro de gradiente acarreta em

$$\Delta\nu \approx -\frac{\Delta\varphi}{2\pi} = -\frac{\beta_n k \Delta s}{2\pi} \quad (2.111)$$

O sinal negativo vem do fato de que o avanço total de fase é reduzido.

Este resultado é, na verdade, até duas vezes maior do que o normal. O motivo é que o cálculo de $\Delta\varphi$ foi feito no caso especial do elétron chegando em $s = 0$ no pico da oscilação. Se o elétron chegar em $s = 0$ com uma fase φ_0 , a mudança de fase $\Delta\varphi$ é reduzida por um fator $\cos^2(\varphi_0)$. Como φ_0 assume vários valores ao longo de sucessivas voltas, pode-se esperar que a média de $\Delta\varphi$ seja reduzida pela média de $\cos^2(\varphi_0)$, que é apenas 1/2. Com esta correção, a estimativa de $\Delta\nu$ fica

$$\Delta\nu = -\frac{1}{4\pi} \beta(s) k \Delta s \quad (2.112)$$

Demonstração. Seguindo o mesmo raciocínio da demonstração anterior – porém considerando um elétron que chega em $s = 0$ com uma fase φ_0 – tem-se que o movimento do elétron antes do *kick* é dado por $x = b \cos(s/\beta_n + \varphi_0)$. Logo,

$$x' = -\frac{b}{\beta_n} \operatorname{sen}(s/\beta_n + \varphi_0)$$

$$\therefore x'(0) = -\frac{b}{\beta_n} \operatorname{sen}(\varphi_0) = x'_i$$

Depois do *kick*, o movimento do elétron é dado pela expressão $x = (b + \Delta b) \cos(s/\beta_n + \Delta\varphi + \varphi_0)$. Derivando-a,

$$x' = -\frac{b + \Delta b}{\beta_n} \operatorname{sen}(s/\beta_n + \Delta\varphi + \varphi_0)$$

$$x'(0) = -\frac{b + \Delta b}{\beta_n} \operatorname{sen}(\Delta\varphi + \varphi_0) = x'_f$$

Desta forma, a variação $\Delta x'$ da inclinação do movimento no ponto $s = 0$ é

$$\Delta x' = x'_f - x'_i$$

$$= -\frac{b + \Delta b}{\beta_n} \operatorname{sen}(\Delta\varphi + \varphi_0) + \frac{b}{\beta_n} \operatorname{sen}(\varphi_0)$$

Por trigonometria, $\operatorname{sen}(\Delta\varphi + \varphi_0) = \operatorname{sen}(\Delta\varphi)\cos(\varphi_0) + \cos(\Delta\varphi)\operatorname{sen}(\varphi_0)$. Substituindo:

$$\Delta x' = -\frac{b + \Delta b}{\beta_n} [\operatorname{sen}(\Delta\varphi)\cos(\varphi_0) + \cos(\Delta\varphi)\operatorname{sen}(\varphi_0)] + \frac{b}{\beta_n} \operatorname{sen}(\varphi_0)$$

Como $\Delta\varphi$ é pequeno, pode-se aproximar $\operatorname{sen}(\Delta\varphi) \approx \Delta\varphi$ e $\cos(\Delta\varphi) \approx 1$. Logo,

$$\Delta x' = -\frac{b + \Delta b}{\beta_n} [\Delta\varphi \cos(\varphi_0) + \operatorname{sen}(\varphi_0)] + \frac{b}{\beta_n} \operatorname{sen}(\varphi_0)$$

$$= -\frac{b + \Delta b}{\beta_n} \Delta\varphi \cos(\varphi_0) - \frac{\Delta b}{\beta_n} \operatorname{sen}(\varphi_0)$$

Descartando o termo de segunda ordem,

$$\Delta x' = -\frac{b}{\beta_n} \Delta\varphi \cos(\varphi_0) - \frac{\Delta b}{\beta_n} \operatorname{sen}(\varphi_0)$$

Agora, pela continuidade do movimento do elétron, tem-se que

$$b \cos(\varphi_0) = (b + \Delta b) \cos(\Delta\varphi + \varphi_0)$$

Por trigonometria, $\cos(\Delta\varphi + \varphi_0) = \cos(\Delta\varphi)\cos(\varphi_0) - \operatorname{sen}(\Delta\varphi)\operatorname{sen}(\varphi_0)$. Substituindo esta relação e novamente aproximando $\operatorname{sen}(\Delta\varphi)$ e $\cos(\Delta\varphi)$, tem-se

$$b \cos(\varphi_0) = (b + \Delta b)[\cos(\varphi_0) - \Delta\varphi \operatorname{sen}(\varphi_0)]$$

Manipulando a expressão, tem-se que

$$\frac{\Delta b}{(b + \Delta b)\Delta\varphi} = tg(\varphi_0)$$

Descartando o termo de segunda ordem:

$$\begin{aligned}\frac{\Delta b}{b\Delta\varphi} &= tg(\varphi_0) \\ \therefore \Delta b &= b \Delta\varphi tg(\varphi_0)\end{aligned}$$

Substituindo esta relação na expressão de $\Delta x'$, tem-se

$$\begin{aligned}\Delta x' &= -\frac{b}{\beta_n} \Delta\varphi \cos(\varphi_0) - \frac{b \Delta\varphi tg(\varphi_0)}{\beta_n} \sen(\varphi_0) \\ &= -\frac{b}{\beta_n} \Delta\varphi \cos(\varphi_0) - \frac{b \Delta\varphi \sen^2(\varphi_0)}{\beta_n \cos(\varphi_0)}\end{aligned}$$

Multiplicando ambos os lados da equação por $\cos(\varphi_0)$:

$$\begin{aligned}\cos(\varphi_0) \Delta x' &= -\frac{b}{\beta_n} \Delta\varphi \cos^2(\varphi_0) - \frac{b \Delta\varphi \sen^2(\varphi_0)}{\beta_n} \\ &= -\frac{b \Delta\varphi}{\beta_n} [\cos^2(\varphi_0) + \sen^2(\varphi_0)] \\ &= -\frac{b \Delta\varphi}{\beta_n}\end{aligned}$$

Da equação (2.106), sabe-se que $\Delta x' = -k \Delta s x$. Logo,

$$-k \Delta s x \cos(\varphi_0) = -\frac{b \Delta\varphi}{\beta_n}$$

Mas, pela aproximação feita, $x = b \cos(s/\beta_n + \varphi_0)$. Logo, $x(0) = b \cos(\varphi_0)$. Substituindo,

$$\begin{aligned}-k \Delta s b \cos^2(\varphi_0) &= -\frac{b \Delta\varphi}{\beta_n} \\ \therefore \Delta\varphi &= \beta_n k \Delta s \cos^2(\varphi_0)\end{aligned}$$

Como já foi dito anteriormente,

$$\Delta\nu \approx -\frac{\Delta\varphi}{2\pi} = -\frac{\beta_n k \Delta s \cos^2(\varphi_0)}{2\pi}$$

Na média, $\cos^2(\varphi_0) = 1/2$. Logo,

$$\Delta\nu = -\frac{1}{4\pi} \beta k \Delta s$$

c.q.d. □

Note que a mudança da sintonia é proporcional ao erro de gradiente em qualquer ponto e ao valor de β neste ponto. Novamente, pode-se observar que a função β é um indicador da sensibilidade do anel a imperfeições.

Se existe um erro de gradiente $k(s)$ distribuído ao longo do anel, a alteração total da sintonia é

$$\Delta\nu = -\frac{1}{4\pi} \int_0^L \beta(s)k(s)ds \quad (2.113)$$

Foi dito anteriormente que é esperado que $\Delta\nu$ seja da dimensão de ν , então grandes valores de ν devem ser evitados. Para checar este fato, lembre (da Subseção 2.10) que β é esperado para ser escalado como $|K|^{-1/2}$. Sendo assim, ν deve ter a mesma dimensão que $|K|^{1/2}$. Da equação (2.113), $\Delta\nu$ deve ser da magnitude de $k\beta$, então $\Delta\nu/\nu$ deve ser da mesma dimensão que k/K . Para um dado tamanho relativo do erro de gradiente, a alteração da sintonia $\Delta\nu$ é proporcional a ν . Mas o espaço entre as ressonâncias é independente de ν , então grandes valores de ν implicam em uma máquina mais delicada.

Uma mudança em ν implica que deve ter ocorrido uma mudança em β , a qual ainda não ficou muito evidente nos cálculos realizados. Pode-se mostrar que

$$\Delta\beta(s) = \frac{\beta(s)}{2 \operatorname{sen}(2\pi\nu)} \int_0^L k(\bar{s}) \beta(\bar{s}) \cos 2\{|\varphi(s) - \varphi(\bar{s})| - \pi\nu\} d\bar{s} \quad (2.114)$$

onde, como já é conhecido,

$$\varphi(s) = \int_0^s \frac{d\bar{s}}{\beta(\bar{s})} \quad (2.115)$$

Pode-se comparar este resultado com o que foi obtido na equação (2.105) para as distorções de órbita fechada. A forma é similar, mas com duas diferenças importantes. Primeiro, enquanto $\beta^{1/2}$ aparece na integral para os desvios da órbita fechada, β aparece na integral para $\Delta\beta$. Segundo, note que o argumento do termo senoidal no denominador é $2\pi\nu$ ao invés de $\pi\nu$. A "explosão" ressonante ocorre tanto nos valores inteiros quanto nos meio inteiros de ν . O erro de gradiente introduz um novo grupo de ressonâncias no diagrama de operação de ν_x po ν_z , as quais devem ser evitadas em um anel de armazenamento em operação.

A mudança de sintonia $\Delta\nu$ vem, claro, da mudança na função betatron. Da definição de ν , pode-se escrever

$$2\pi\nu = \int_0^L \frac{\Delta\beta(s)}{\beta^2(s)} ds \quad (2.116)$$

Uma integração em s de $\Delta\beta(s)/\beta^2(s)$ utilizando a equação (2.114) chega no mesmo resultado para $\Delta\nu$ obtido na equação (2.113).

Neste ponto, pode-se esperar um certo questionamento: por que $\Delta\beta$ tem uma explosão ressonante em valores meio inteiros de ν e a mudança de sintonia $\Delta\nu$ não? A razão para este fato é que a expressão derivada para $\Delta\nu$ é válida apenas para pequenas variações de β , o que não acontece em ressonâncias, nas quais β diverge. Um cálculo mais preciso deve ser feito, mantendo os efeitos de segunda ordem causados pela perturbação k , para encontrar $\Delta\nu$ – e, de fato, o próprio $\Delta\beta$ – próximo a uma ressonância.

3 Oscilações em Energia

3.1 Órbitas fechadas

Nas discussões anteriores, foram analisadas trajetórias em anéis de armazenamento de elétrons com energia nominal E_0 – a qual é a energia projetada para uma dada configuração ótica. No entanto, nem todos os elétrons armazenados possuem esta energia ideal. No geral, a energia E de um elétron armazenado irá diferir da energia nominal, oscilando em torno desta. Estas oscilações de energia – comumente chamadas de "oscilações síncronas" – são o objeto de estudo desta seção.

Primeiramente, é necessário entender o movimento destes elétrons cuja energia difere de uma pequena quantidade ϵ da energia nominal. Mantendo a condição da Subseção 3.2 de que a órbita ideal se encontra no plano horizontal, desvios de energia irão, para termos de primeira ordem, afetar apenas o movimento radial. O desvio vertical irá ser descrito apenas pelas oscilações betatron descritas na Seção 2, e não serão consideradas nesta análise. Da Subseção 2.6, foi conveniente deixar que o símbolo x representasse tanto x_β quando z_β , os desvios laterais associados às oscilações betatron. A partir de agora, x volta a representar o desvio horizontal total da trajetória com relação à órbita ideal.

Foi mostrado na Subseção 2.5 que em um campo guia ideal o movimento radial de um elétron com um desvio de energia ϵ pode ser descrito pela soma de duas partes:

$$x = x_\beta + x_\epsilon \quad (3.1)$$

onde x_β é o desvio causado pelas oscilações betatron e x_ϵ o desvio que depende apenas da energia do elétron. Acrescentando os resultados obtidos na Subseção 2.11, deve-se incluir o termo referente à distorção da órbita fechada devido às imperfeições magnéticas e escrever

$$x = x_\beta + x_\epsilon + x_c \quad (3.2)$$

Devido ao fato de que estes termos contribuem de forma linear – assumindo um campo guia linear, pequenos desvios de energia e pequenas imperfeições magnéticas – pode-se considerá-los separadamente. Agora, a análise será feita focando apenas em x_ϵ .

De acordo com a equação (2.34), o desvio de energia pode ser escrito como

$$x_\epsilon = \eta(s) \frac{\epsilon}{E_0} \quad (3.3)$$

onde $\eta(s)$ é singularmente valorada em cada coordenada física s . Um elétron com energia diferente da nominal e sem oscilações betatron se move em uma nova órbita fechada onde seu desvio da órbita ideal é em todo lugar proporcional

a ϵ/E_0 com um fator de proporcionalidade que depende da coordenada s pela função $\eta(s)$, função essa característica da configuração total do campo guia. A função $\eta(s)$ é chamada de função de dispersão, e é apenas o desvio da órbita fechada por unidade de desvio de energia.

Agora, deseja-se analisar a natureza de $\eta(s)$. $\eta(s)$ foi definida de forma que fosse a função única que satisfaz

$$\begin{cases} \eta'' = -K_x(s)\eta + G(s), \\ \eta(0) = \eta(L), \\ \eta'(0) = \eta'(L). \end{cases} \quad (3.4)$$

As funções $G(s)$ e $K_x(s)$ foram definidas pelas equações (2.8) e (2.25), respectivamente.

Agora, analisando o comportamento qualitativo implicado por esta definição para $\eta(s)$ de um campo guia de função separável (o qual foi definido na Subseção 2.2). Na Figura 20(a),(b) estão representadas as funções K_x e G para um dado campo guia, e em (c) a função de dispersão $\eta(s)$.

Numa seção livre de campo, tanto G quanto K_x são nulas, então $\eta(s)$ tem um segmento com inclinação constante. Num quadrupolo puro, G é zero e K_x é apenas a força do quadrupolo. Num quadrupolo focalizador, K_x é positivo e $\eta(s)$ segue uma oscilação senoidal em torno de zero na forma

$$\eta = a \cos\left(\sqrt{K_x}s + \vartheta\right) \quad (3.5)$$

Em um quadrupolo desfocalizador, K_x é negativo e $\eta(s)$ segue uma exponencial positiva na forma

$$\eta = a e^{(\sqrt{-K_x}s + \vartheta)} \quad (3.6)$$

A curva de $\eta(s)$ é "atraída" para o eixo s em um quadrupolo focalizador e repelida do eixo em um quadrupolo desfocalizador.

Apesar de K_1 ser zero em um dipolo, K_x não é. Na verdade, $K_x = G^2$ e a equação para η fica

$$\eta'' = -G^2\eta + G = -G^2\left(\eta - \frac{1}{G}\right) \quad (3.7)$$

A curva de η é um segmento senoidal o qual é "atraído" para $\eta_0 = 1/G$ com uma "força restauradora" proporcional a G^2 (η_0 é igual ao raio de curvatura ρ da órbita ideal).

Da discussão acima, pode-se entender as características qualitativas das variações de $\eta(s)$ representadas na Figura 20. Para todos os anéis de armazenamento "normais", a função de dispersão é positiva em todo o anel.

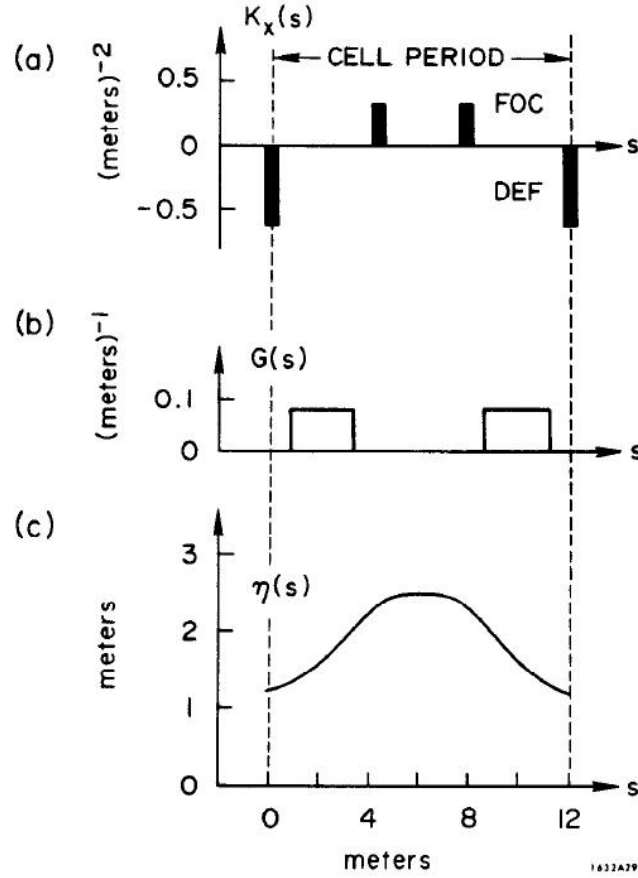


Figura 20: Funções do campo guia e a função de dispersão. Retirado de [1].

Considerando um campo guia de função separável, pode-se expandir a discussão anterior para calcular $\eta(s)$. Suponha que o cálculo inicie em $s = 0$ assumindo alguns valores para $\eta(0)$ e $\eta'(0)$ e η seja avaliada como uma sucessão de segmentos do tipo descrito anteriormente, até que seja feita uma revolução completa – ou seja, até $s = L$. A verdadeira $\eta(s)$ será obtida se $\eta(0)$ e $\eta'(0)$ forem escolhidos de forma que $\eta(0) = \eta(L)$ e $\eta'(0) = \eta'(L)$. O cálculo pode ser computado utilizando uma técnica matricial.

A função de dispersão também pode ser obtida (para qualquer tipo de campo) utilizando os resultados obtidos na Subseção 2.10 para as órbitas fechadas com distúrbio. Pode-se imaginar que a órbita fechada causada pela variação de energia é apenas uma órbita fechada com distúrbio, uma vez que tanto o desvio de energia quanto o erro de campo causam uma mudança na curvatura da trajetória. Em outras palavras, um erro de campo δG em um segmento de órbita Δs produz uma mudança na curvatura da trajetória de um elétron com energia E_0 , mudança esta que é a mesma mudança na curvatura resultante de um desvio de energia ϵ de um elétron que viaja ao longo do campo nominal, já que $\delta G/G = \epsilon/E_0$. Já que $\eta(s)$ é

a taxa do desvio da órbita fechada para ϵ/E_0 , pode-se computar $\eta(s)$ substituindo δG na equação (2.103) da Subseção 2.11 por G . Este argumento também pode ser justificado notando que a equação (3.4) para η tem a mesma forma da equação (2.96) para x_c na Subseção 2.10; informalmente pode-se substituir $x_c \rightarrow \eta$ e $\delta G \rightarrow -G$. Fazendo estas substituições na equação (2.105), tem-se

$$\eta(s) = \frac{\sqrt{\beta(s)}}{2\text{sen}(\pi\nu)} \int_0^L G(\bar{s}) \sqrt{\beta(\bar{s})} \cos(|\varphi(s) - \varphi(\bar{s})| - \pi\nu) d\bar{s} \quad (3.8)$$

Então, se $\beta(s)$ já é conhecido, pode-se obter $\eta(s)$ por uma integração. Note que $\eta(s)$ também terá um comportamento ressonante quando ν se aproxima de um inteiro.

Se a órbita ideal não está em um plano, esta discussão deve ser repetida para os desvios verticais. Neste caso, existirão duas funções de curvatura G_x e G_z assim como duas funções de focalização K_x e K_z . Os desvios verticais também terão contribuições relativas ao desvio de energia, as quais serão proporcionais a função de dispersão $\eta_z(s)$. E a função de dispersão vertical pode ser avaliada em termos das funções de focalização e curvatura verticais. Terá apenas uma diferença qualitativa importante do caso horizontal: $\eta_z(s)$ terá tanto valores positivos quanto negativos, e sua média ao redor do anel será zero.

3.2 Comprimento da órbita: fator de compactação de momento

Uma importante consequência do desvio de energia é a variação associada na circunferência da órbita fechada. Um elétron com energia nominal E_0 circulando na órbita ideal irá, em uma revolução, viajar uma distância L , a circunferência da órbita ideal. Em qualquer outra trajetória, a distância percorrida em uma revolução irá depender dos deslocamentos com relação à órbita ideal, e espera-se que ela seja diferente de L . Já foi discutido na Subseção 2.3 que um elétron que se move de s a $s + ds$ com um deslocamento x com relação à órbita ideal tem um comprimento de caminho $d\ell$ diferente de ds por uma quantidade que depende do raio local de curvatura. Veja a Figura 5. Pela equação (2.20), tem-se que

$$d\ell = (1 + G(s)x)ds \quad (3.9)$$

enquanto apenas os termos até primeira ordem sejam considerados.

Uma oscilação betatron não irá, na média, produzir nenhuma mudança de primeira ordem no comprimento de caminho percorrido. O caminho é aumentado durante um deslocamento radial positivo ($x > 0$) e diminuído em um negativo ($x < 0$). Como os deslocamentos betatron são, na média, simétricos com relação a $x = 0$, a mudança do comprimento de caminho é zero na média em um ou mais ciclos betatron completos. Se a sintonia ν é muito maior que 1, então existem

vários ciclos betatron em uma revolução e a mudança efetiva em uma revolução é muito pequena. No entanto, se $\nu \approx 1$, irão existir mudanças no comprimento de caminho entre uma revolução e outra. Porém, apenas o comprimento de caminho médio (avaliado em várias revoluções) é interessante nesta análise, então as oscilações betatron não irão, até primeira ordem, influenciar esta média.

Existe um efeito de segunda ordem – que gera uma variação no tempo proporcional ao quadrado da amplitude betatron. Este efeito pode introduzir um pequeno acoplamento entre as oscilações betatron e as oscilações de energia. Mas todos os processos de segunda ordem estão sendo ignorados aqui.

O deslocamento lateral x_ϵ da órbita fechada possibilita uma mudança no comprimento da órbita – porque, dado um desvio de energia, x_ϵ geralmente tem o mesmo sinal em todo o anel. Tomando x_ϵ como x na equação (3.9) e integrando em uma revolução, tem-se que a circunferência ℓ_ϵ da órbita fechada é

$$\ell_\epsilon = \oint dl = \oint [1 + G(s)x_\epsilon(s)]ds \quad (3.10)$$

O primeiro termo da integral dá a integral completa de ds , que é apenas L : o comprimento da órbita ideal. O segundo termo resulta no alongamento devido ao desvio de energia; chame-o de $\delta\ell_\epsilon$. A partir da equação (3.3) para $x - \epsilon$, tem-se que

$$\delta\ell_\epsilon = \frac{\epsilon}{E_0} \oint G(s)\eta(s)ds \quad (3.11)$$

A variação no comprimento da órbita é proporcional ao desvio de energia, com uma constante de proporcionalidade – a integral definida – que poder ser obtida das propriedades conhecidas do campo guia.

É conveniente definir um parâmetro adimensional α , o qual chama-se fator de compactação de momento, dado por

$$\frac{\delta\ell_\epsilon}{L} = \alpha \frac{\epsilon}{E_0} \quad (3.12)$$

Da equação (3.11), segue que

$$\alpha = \frac{1}{L} \oint G(s)\eta(s)ds \quad (3.13)$$

O fator de compactação de momento α é um número como a sintonia ν : é uma característica do campo guia como um todo. É um parâmetro crucial das oscilações de energia.

Pode-se ter um melhor entendimento da natureza de α analisando-o no tipo mais comum de campo guia, o isomagnético definido anteriormente. Em um campo isomagnético, G vale G_0 em todos os magnetos e zero no restante (veja a equação (??)), então a equação (3.13) pode ser expressa como

$$\alpha = \frac{G_0}{L} \int_{mag} \eta(s)ds \quad (isomag.) \quad (3.14)$$

onde a integral deve ser avaliada apenas nas partes da órbita ideal onde existem dipolos.

Este resultado pode ser escrito de forma mais ilustrativa. Suponha que a média magnética de η seja definida por

$$\langle \eta \rangle_{mag} = \frac{1}{\ell_{mag}} \int \eta(s) ds \quad (3.15)$$

onde ℓ_{mag} é o comprimento total dos segmentos de órbita nos dipolos. Esta será a definição usual do valor médio de η em todos os magnetos.

Mas a combinação de todos os dipolos deve resultar em um círculo completo, então ℓ_{mag} é apenas 2π vezes o raio de curvatura constante $\rho_0 = 1/G_0$, então

$$\alpha = \frac{2\pi}{L} \langle \eta \rangle_{mag} = \frac{\langle \eta \rangle_{mag}}{R} \quad (3.16)$$

onde $R = L/2\pi$ é o raio médio de curvatura definido anteriormente. O fator de compactação de momento α é apenas a relação entre a média magnética de η e o raio médio de curvatura da órbita.

Os elétrons de alta energia que importam nesta análise viajam sempre a uma velocidade muito próxima da velocidade da luz, então o tempo necessário para uma revolução no anel de armazenamento varia proporcionalmente apenas com o comprimento da trajetória. Em uma órbita fechada correspondente ao desvio de energia ϵ , a variação δT no período de revolução é proporcional ao período de revolução T_0 na órbita ideal da forma que a variação no comprimento de trajetória é proporcional ao comprimento na órbita ideal, ou seja,

$$\frac{\delta T}{T_0} = \frac{\delta \ell_\epsilon}{L} = \alpha \frac{\epsilon}{E_0} \quad (3.17)$$

3.3 Aproximação para órbita fechada e fator de compactação de momento

Para campos guias mais práticos, existe uma relação próxima entre a função de dispersão $\eta(s)$ e a função betatron radial $\beta_x(s)$ a qual foi o foco em análises anteriores. Como a demonstração desta conexão é um pouco longa, ela não será feita aqui, apenas seus resultados serão apresentados. Para um campo guia isomagnético que possui uma função betatron bem comportada (sem variações bruscas), uma boa aproximação para $\eta(s)$ é

$$\eta(s) \approx a_0 \beta_x^{1/2}(s) = a_0 \zeta(s) \quad (isomag.) \quad (3.18)$$

onde a_0 é uma constante. Exceto pelo fator de escala a_0 , a função $\eta(s)$ tem uma forma muito próxima à forma de $\zeta(s)$. Essa similaridade pode ser confirmada pelo menos para um caso comparando as Figuras 14 e 20 que mostram $\zeta_x(s)$ e

$\eta(s)$ para um mesmo campo guia ilustrativo. Para este exemplo, a equação (3.18) é uma boa aproximação.

Para a maioria das aplicações, será suficiente tomar a_0 como a relação entre as duas funções conhecidas. A equação que vem a partir da derivação matemática da equação (3.18) é

$$a_0 = \frac{\langle \beta_x^{1/2} \rangle_{mag}}{\nu_x} \quad (isomag.) \quad (3.19)$$

onde ν_x é a sintonia horizontal e a média magnética de $\beta_x^{1/2}$ é definida da mesma forma como foi definida para η na análise anterior – veja a equação (3.15).

O fator de escala a_0 também pode ser expresso em função dos parâmetros do anel definidos anteriormente. Analisando a média de ambos os lados da equação (3.18) em todos os magnetos, tem-se que

$$\langle \eta \rangle_{mag} \approx a_0 \langle \beta_x^{1/2} \rangle_{mag} \quad (isomag.) \quad (3.20)$$

Pela equação (3.17), o lado esquerdo da equação é apenas αR e pela equação (3.19) o lado direito é apenas $a_0^2 \nu_x$, então

$$a_0^2 \approx \frac{\alpha R}{\nu_x} \quad (3.21)$$

e $\eta(s)$ pode ser escrito como

$$\eta(s) \approx \left(\frac{\alpha R}{\nu_x} \right)^{1/2} \beta_x^{1/2}(s) \quad (3.22)$$

Esta aproximação geralmente será uma representação adequada de $\eta(s)$.

Uma aproximação mais grosseira de a_0 pode ser obtida notando que, falando de forma geral, a média de $\beta_x^{1/2}$ nos ímãs é aproximadamente igual a raiz quadrada do valor típico de β_x – que foi definido anteriormente como $\beta_{xn} = R/\nu_x$ (veja a equação (2.81)). Então, utilizando a equação (3.19), espera-se que

$$a_0^2 \approx \frac{R}{\nu_x^3} \quad (3.23)$$

Os dois últimos resultados mostram uma conexão útil entre a sintonia ν_x e o fator de compactação de momento α dada por

$$\alpha \approx \frac{1}{\nu_x^2} \quad (3.24)$$

Esta simples conexão entre α e ν_x é útil para entender as características gerais dos anéis de armazenamento de alta energia. Considerando ν_x como a medida da "força" de focalização do campo guia, o fator de compactação de momento diminui com o inverso do quadrado da força.

3.4 Ganho e perda de energia

Até agora, foram ignorados os efeitos os quais mudam a energia de um elétron armazenado; agora é necessário considerar estes processos onde um elétron ganha ou perde energia. A aceleração lateral ao longo das partes curvas da trajetória faz com que um elétron irradie uma parte da sua energia. As características desta perda por radiação serão discutidas mais a fundo na Subseção 4.1. Se um elétron deve permanecer capturado no anel de armazenamento, esta perda por radiação deve ser compensada por, na média, um ganho de energia equivalente proporcionado pelo sistema de aceleração de radiofrequência do anel – um ou mais eletrodos os quais produzem, ao longo de algumas partes da órbita, um campo elétrico que carrega o elétron em movimento. É a ação combinada da perda por radiação com o ganho de energia – juntamente com as propriedades do campo guia – que garante a estabilidade dos *bunches* armazenados, além de também ser responsável pelas pequenas oscilações de energia dos elétrons de um *bunch*.

Um elétron com energia nominal E_0 , movendo-se na órbita ideal, irá irradiar uma certa quantidade de energia, diga-se U_0 , a cada revolução. Essa perda por radiação será sempre uma pequena fração da energia do elétron (tipicamente da ordem de 10^{-4} ou menos). E o ganho de energia do sistema de aceleração é, claro, da mesma ordem de magnitude. A pequena magnitude da perda por radiação em uma revolução permite algumas simplificações na sua análise. Para começar, pode-se aproximar que o elétron que começa uma revolução com energia E_0 irá perder a energia U_0 em uma revolução. Apesar de que a energia não permanecerá exatamente em E_0 , nem a trajetória permanecerá na órbita ideal, os desvios em uma revolução podem ser desprezados. Com tudo, os efeitos cumulativos após várias revoluções devem ser levados em consideração.

Se o movimento de um elétron com energia E_0 segue uma oscilação betatron, sua taxa instantânea de perda de energia pode mudar – devido à variação da aceleração lateral ao longo da trajetória. Mas a perda de energia média em uma revolução não irá sofrer alteração para uma aproximação de primeira ordem da amplitude da oscilação. Em outras palavras, mudanças na aceleração lateral são proporcionais a x e irão, considerando apenas termos de primeira ordem, ter média zero em um ciclo completo. Já que basta considerar apenas os efeitos cumulativos de várias oscilações betatron, é necessário apenas analisar a média da perda de energia. Continuando com a análise linear do anel de armazenamento, qualquer dependência entre a perda por radiação e os desvios betatron pode ser ignorada.

No entanto, a perda por radiação irá variar com a variação da energia do elétron. Tanto uma variação na trajetória quanto na energia pode contribuir para uma alteração na perda de energia. Como toda variação de energia é lenta, pode-se considerar que um elétron está se movendo a todo instante na órbita fechada correspondente à sua energia instantânea – ou está sofrendo oscilações

betatron ao redor desta órbita. Como esta órbita fechada já é conhecida, pode-se computar a perda de energia em uma revolução. Por agora, pode-se considerar a perda de energia $U_{rad}(\epsilon)$ é uma função do desvio de energia ϵ .

Como apenas pequenos desvios de energia estão sob análise, pode-se manter apenas termos de primeira ordem ao expandir a função em série de Taylor. Avaliando a expansão em $\epsilon = 0$ – ou seja, em $E = E_0$ – tem-se que

$$U_{rad} = U_0 + D\epsilon \quad (3.25)$$

onde

$$D = \left(\frac{d U_{rad}}{d \epsilon} \right)_0 \quad (3.26)$$

Neste momento, a perda por radiação é descrita pelas constantes U_0 e D – as quais serão avaliadas em termos das propriedades do campo guia na Seção 4.

Agora, foque a análise para o sistema de aceleração de radiofrequência – o sistema de RF, para facilitar – o qual fornece energia aos elétrons para compensar a perda por radiação. O sistema de RF consiste de uma ou mais cavidades ressonantes, como a que está representada na Figura 21, situadas em várias partes do anel e alimentadas com uma tensão de RF advinda de fontes de RF sincronizadas. Estas cavidades produzem campos elétricos oscilantes ao longo da trajetória dos elétrons; e é a componente destes campos ao longo do caminho do elétron que carrega sua energia. Um elétron que completa um ciclo na órbita ideal é carregado pela cavidade de RF com uma energia U_0 igual a integral da força elétrica instantânea ao longo da sua trajetória.

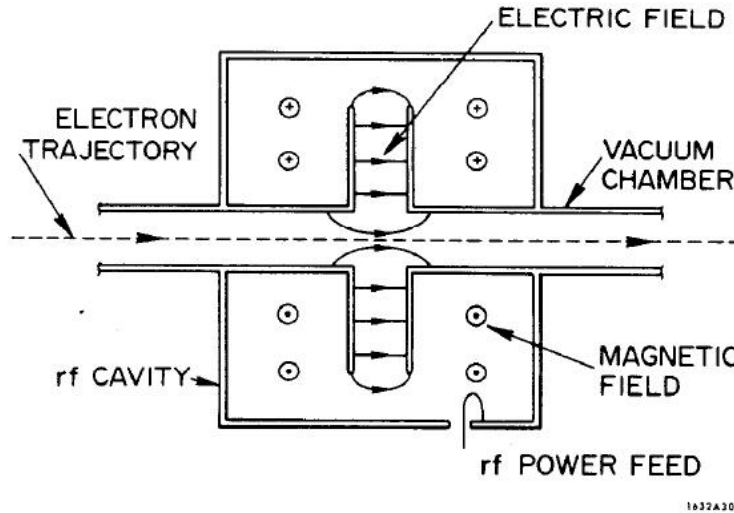


Figura 21: Diagrama esquemático de uma cavidade de RF. Retirado de [1].

Como os campos de RF variam com o tempo, a energia recebida por um elétron em uma revolução depende do tempo em que este elétron passou pela

cavidade de RF. Suponha que a dependência temporal do campo elétrico é dada. Então a energia U_{RF} recebida por um elétron em uma revolução irá depender do tempo \bar{t} em que ele começou sua revolução (considerando uma coordenada s de referência, suponha $s = 0$).

Se os elétrons devem ser armazenados próximos à órbita ideal, a variação de $U_{RF}(\bar{t})$ deve possuir algumas características. Primeiramente, assume-se que $U_{RF}(\bar{t})$ é uma função periódica com um período submúltiplo de T_0 , o período de uma revolução de um elétron circulando na órbita ideal. Ou seja,

$$U_{RF}(\bar{t} + T_0/k) = U_{RF}(\bar{t}) \quad (3.27)$$

onde k é um inteiro chamado de número harmônico do sistema de RF. A variação de $U_{RF}(\bar{t})$ pode ser, por exemplo, como a curva representada na Figura 22 (apesar da suposição sobre a variação temporal de U_{RF} ser mais restritiva que o necessário, os campos de RF devem ter pelo menos características similares para que o anel de armazenamento funcione).

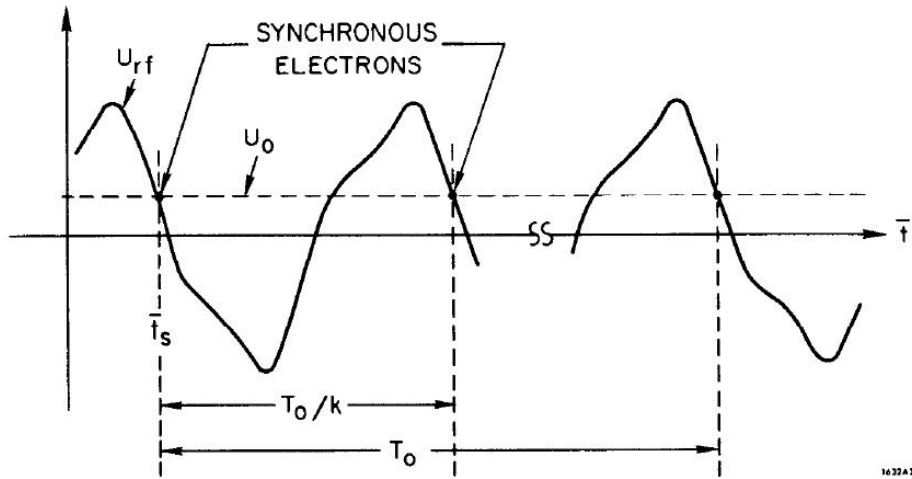


Figura 22: Ganho de energia do sistema de RF como uma função do tempo inicial t de uma revolução. Retirado de [1].

Agora, considere o que pode acontecer com um elétron com energia nominal E_0 circulando pela órbita ideal. Suponha que sua trajetória iniciou em \bar{t}_s , exatamente o tempo em que $U_{RF}(\bar{t}_s) = U_0$. Veja a Figura 22. Na próxima revolução, perda e ganho de energia irão se compensar e o elétron irá retornar para seu ponto inicial novamente com energia E_0 . O tempo necessário para uma revolução é T_0 : então o elétron irá começar a próxima revolução no tempo $\bar{t}_s + T_0$ e, pela equação (3.27), o ganho de RF será novamente igual a U_0 . O elétron irá continuar circulando pela órbita ideal indefinidamente. Este elétron o qual passa a coordenada de referência em $\bar{t}_s + jT_0$ (onde $j = 1, 2, 3, \dots$) é chamado de elétron síncrono – porque sua rotação está sincronizada com os campos de RF oscilantes. E \bar{t}_s é

chamada de fase síncrona do sistema de RF (é claro que com um sistema de RF periódico existem tempos de início síncronos equivalentes para cada período de RF).

Foi assumido que o valor de pico de U_{RF} é maior que a perda por radiação U_0 de um elétron síncrono. Disso, segue que existem ao menos duas escolhas possíveis de \bar{t}_s em cada ciclo de U_{RF} – um onde U_{RF} é crescente e outro onde ela é decrescente. Apenas um dos dois – aquele onde U_{RF} decresce – corresponde a um movimento estável, como será mostrado. Então apenas este será designado como a fase síncrona \bar{t}_s . Pela Figura 22 também pode-se observar que com um número harmônico k existem k tempos síncronos de início diferentes – e, desta forma, k elétrons síncronos. Estas k fases síncronas correspondem aos k possíveis *bunches* de elétrons armazenados no anel.

Um elétron movendo-se com um deslocamento lateral com relação á órbita ideal irá ver um campo elétrico diferente do campo visto por um elétron na órbita ideal. Porém, geralmente o ganho de energia em uma revolução depende muito pouco do deslocamento lateral. Sendo assim, é razoável ignorar qualquer dependência do ganho de energia com o deslocamento lateral – independente se este for causado por oscilações betatron ou de energia – e considerar apenas a variação do ganho de energia com o tempo de início \bar{t} .

A posição circular do elétron síncrono prevê um ponto de referência conveniente para o estudos das oscilações longitudinais de um elétron em um *bunch*. De fato, esta posição do elétron síncrono é referenciada como sendo o "centro" do *bunch* e descreve a posição azimutal instantânea de qualquer outro elétron do *bunch* em função do seu deslocamento longitudinal y a partir do centro do *bunch*. Isto é, define-se

$$y(t) = s(t) - s_c(t) \quad (3.28)$$

onde s é a posição azimutal de qual elétron em particular e s_c refere-se a posição do centro do *bunch*. Veja a Figura 23.

Para a presente discussão, é conveniente descrever o movimento longitudinal por uma variável equivalente τ definida simplesmente como

$$\tau(t) = y(t)/c \quad (3.29)$$

e chamada de deslocamento temporal do centro do *bunch*. O deslocamento temporal é muito próximo do intervalo de tempo Δt entre a chegada de um elétron em qualquer coordenada s em particular e a chegada do elétron síncrono nesta mesma coordenada. A diferença é igual a mudança em τ no tempo $\Delta t = \tau$, a qual pode ser ignorada devido a lenta variação de τ . note que o deslocamento temporal τ é positivo quando um elétron chega em cada coordenada s antes do elétron síncrono.

Devido às variações temporais dos campos elétricos do sistema de RF, apenas o elétron síncrono irá receber a energia U_0 em uma revolução. Qualquer outro

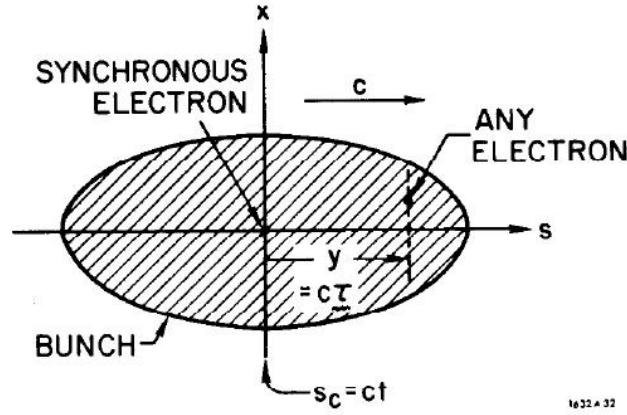


Figura 23: Coordenadas longitudinais y e τ de um elétron em um *bunch*. Retirado de [1].

elétron irá ganhar uma energia U_{RF} que depende do deslocamento temporal τ . Utilizando a notação convencional, escreve-se

$$U_{RF} = eV(\tau) \quad (3.30)$$

onde e é a carga do elétron e $V(\tau)$ é chamada de "tensão de RF" -- em analogia a um sistema de aceleração DC. A forma de $V(\tau)$ é, claro, relacionada a U_{RF} ; especificamente,

$$eV(\tau) = U_{RF}(\bar{t}_s - \tau) \quad (3.31)$$

A variação com relação a τ é contrária à variação com \bar{t} , então a função de ganho de energia dada pela Figura 22 corresponde à função $V(\tau)$ dada pela Figura 24 -- onde, agora, $\tau = 0$ corresponde ao deslocamento temporal de um elétron síncrono. Note que a inclinação de $V(\tau)$ é positiva em $\tau = 0$.

É pertinente enfatizar o fato de que a "tensão" efetiva de múltiplas cavidades de RF de anéis de armazenamento de alta energia não é simplesmente relacionada com alguma "tensão" elétrica observável, mas esta sim depende das posições relativas e fases de oscilação das várias cavidades de RF do sistema. A tensão $V(\tau)$ depende, na verdade, do sentido de circulação da partícula ao redor do anel e, sendo assim, pode ser diferente para elétrons circulando em um sentido ao redor do anel e pósitrons circulando no sentido contrário.

Agora, as oscilações de energia de um elétron em um *bunch* circulando no anel de armazenamento estão prontas para serem consideradas. Primeiramente, pode-se fazer uma análise qualitativa do que irá acontecer. Suponha que o elétron comece com energia nominal E_0 , mas com um deslocamento temporal positivo τ -- desta forma, o elétron está à frente da posição síncrona. A perda por radiação depende apenas da energia, então ela será U_0 a cada revolução. Mas o ganho de energia será maior que U_0 , uma vez que o elétron está adiantado com relação

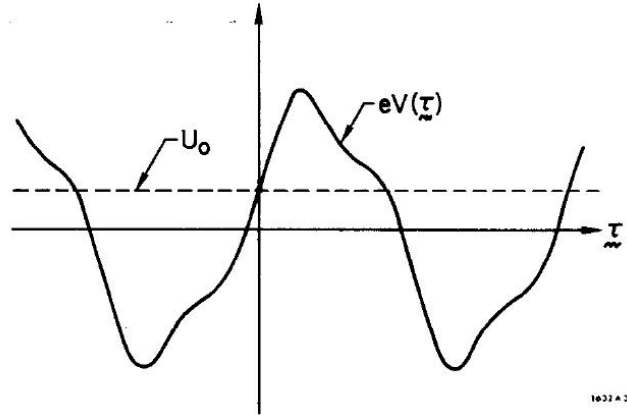


Figura 24: Função da tensão de RF $V(\tau)$. Retirado de [1].

ao elétron síncrono. Este elétron ganhará um pouco mais de energia a cada revolução. Mas um aumento na sua energia irá, pela equação (3.17), causar um aumento no seu período de revolução; e seu avanço de tempo com relação ao centro do *bunch* irá, portanto, começar a diminuir. Após algumas revoluções, o deslocamento temporal chegará a zero. Mas, quando isto acontecer, a energia do elétron será maior que a energia nominal E_0 – já que ele esteve ganhando energia continuamente – então seu deslocamento temporal continuará diminuindo, agora assumindo valores negativos de τ . No entanto, em valores negativos de τ , o ganho de energia será muito pequeno para compensar a perda de energia por radiação e a energia do elétron irá começar a diminuir em direção à energia nominal E_0 . Quando a energia nominal for atingida, o deslocamento temporal irá parar de diminuir mas, como τ é negativo, o ganho de energia por revolução é menor que U_0 e a energia irá começar a decrescer, ficando menor que E_0 . Agora o deslocamento temporal irá começar a aumentar, voltando para zero. O processo irá continuar até que τ retorne ao seu valor inicial, onde a energia será novamente E_0 . Esta dinâmica é conhecida como princípio de estabilidade de fase e foi a partir desta que surgiram os síncrotrons.

Analisando agora de forma quantitativa. Primeiramente, analise a variação do deslocamento temporal τ . É conveniente analisar o que está acontecendo observando um *bunch* a cada revolução quando o centro do *bunch* está em alguma coordenada de referência. A discussão é facilitada tomando esta coordenada de referência em um ponto sem nenhum campo (longe de ímãs ou cavidades de RF). Na Figura 25 estão contidas duas "fotos" do mesmo *bunch* em duas passagens consecutivas pela coordenada de referência. Em cada foto o centro do *bunch* está na coordenada de referência, então o tempo entre as imagens é apenas T_0 – o tempo de uma revolução pela órbita ideal.

As imagens também mostram a posição de um elétron em particular: "Elétron A". Na primeira imagem, o Elétron A está à frente do centro do *bunch* de uma

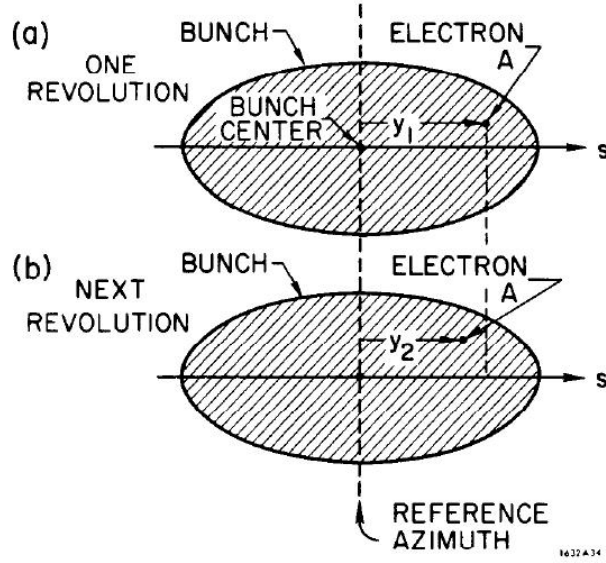


Figura 25: Movimento longitudinal de um elétron em um *bunch*. Retirado de [1].

distância y_1 . Na segunda imagem, o deslocamento longitudinal decaiu para y_2 . Entre as duas "fotos", o centro do *bunch* percorreu uma volta ao longo da órbita ideal, ou seja, uma distância $L = cT_0$. E, como o Elétron A também viaja na velocidade da luz c , este também percorreu uma distância L . Mas, se este elétron possui um desvio de energia ϵ , foi mostrado na Subseção 3.2 que o comprimento de uma revolução completa será maior que L por uma quantidade $\delta\ell$ dada por

$$\frac{\delta\ell}{L} = \alpha \frac{\epsilon}{E_0} \quad (3.32)$$

Note que para ϵ positivo – ou seja, $E > E_0$ – $\delta\ell$ também é positivo, o que implica que o caminho a ser percorrido pelo elétron fica maior. Pois bem, desta forma o Elétron A não consegue alcançar sua coordenada anterior y_1 por uma pequena distância $\delta y = -\delta\ell$, ou seja,

$$y_2 - y_1 = \delta y = -\alpha \frac{\epsilon}{E_0} L \quad (3.33)$$

A variação de τ em uma revolução é

$$\delta\tau = \frac{\delta y}{c} = -\alpha \frac{\epsilon}{E_0} \frac{L}{c} = -\alpha \frac{\epsilon}{E_0} T_0 \quad (3.34)$$

Como o tempo entre cada imagem é T_0 , a taxa de variação temporal de τ é apenas $\delta\tau/T_0$, ou ainda

$$\frac{d\tau}{dt} = -\alpha \frac{\epsilon}{E_0} \quad (3.35)$$

lembrando que esta aproximação só é possível pois τ varia muito pouco em uma revolução, de forma que esta variação pode ser considerada instantânea.

Agora, a variação da energia. Durante sua revolução, o Elétron A perdeu uma parte $U_{rad}(\epsilon)$ da sua energia, e ganhou da cavidade de RF $eV(\tau_1)$. A variação da energia nesta revolução é, portanto,

$$\delta U = eV(\tau) - U_{rad}(\epsilon) \quad (3.36)$$

A taxa de variação do desvio de energia ϵ – avaliada em uma revolução completa – é $\delta U/T_0$, então tem-se que

$$\frac{d\epsilon}{dt} = \frac{eV(\tau) - U_{rad}(\epsilon)}{T_0} \quad (3.37)$$

Combinando as equações (3.35) e (3.37), pode-se descrever as oscilações de energia – e as oscilações temporais associadas – de um elétron armazenado. É preciso resolver as duas equações juntas para obter a variação de ϵ e τ com relação ao tempo.

Infelizmente, os deslocamentos temporais associados a pequenas variações de energia não são necessariamente pequenos, no sentido de que eles podem abranger uma fração significativa de um ciclo completo de variação de $V(\tau)$. Apenas neste caso não é possível considerar apenas os termos lineares durante a análise. Talvez seja necessário computar as variações não-lineares de $V(\tau)$. Nos casos em que uma pequena variação da energia causa um deslocamento temporal pequeno, entretanto, pode-se considerar apenas os termos lineares da variação de $V(\tau)$. Já que o ganho de energia para $\tau = 0$ é, por definição, U_0 , ao expandir a função em série de Taylor tem-se que

$$U_{RF} = eV(\tau) = U_0 + e\dot{V}_0\tau \quad (3.38)$$

onde \dot{V}_0 é $dV/d\tau$ avaliada em $\tau = 0$.

É comum que a tensão de Rf em um anel de armazenamento tenha uma variação senoidal com relação ao tempo. Nestes casos, tem-se que a tensão é descrita por

$$V(\tau) = \hat{V} \sin(\omega_{RF}(\tau + \tau_0)) \quad (3.39)$$

onde \hat{V} é chamado de valor de pico da tensão de RF e $\omega_{RF}\tau_0$ é chamada de fase síncrona de RF. De acordo com as suposições feitas,

$$\omega_{RF} = 2\pi \frac{k}{T_0} = k\omega_r \quad (3.40)$$

onde ω_r é a frequência angular de uma revolução. Também segue que

$$\omega_{RF}\tau_0 = \sin^{-1}(U_0/e\hat{V}) \quad (3.41)$$

e

$$\dot{V}_0 = \omega_{RF} \hat{V} \cos(\omega_{RF} \tau_0) = \omega_{RF} \hat{V} \left[1 - \left(\frac{U_0}{e\hat{V}} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (3.42)$$

Demonstração. Pela equação (3.27), o período da função U_{RF} é T_0/k . Logo, sua frequência é k/T_0 . Logo, sua frequência angular é

$$\omega_{RF} = 2\pi f_{RF} = 2\pi \frac{k}{T_0}$$

Mas $2\pi \frac{1}{T_0}$ é a frequência angular de uma revolução completa. Logo, $\omega_{RF} = k\omega_r$.

Agora, seja a tensão de RF dada por $V(\tau) = \hat{V} \sin(\omega_{RF}(\tau + \tau_0))$. Logo, $V(0) = \hat{V} \sin(\omega_{RF}\tau_0)$. Sendo assim, avaliando a equação (3.38) em $\tau = 0$, tem-se que

$$\begin{aligned} e\hat{V} \sin(\omega_{RF}\tau_0) &= U_0 \\ \therefore \omega_{RF}\tau_0 &= \sin^{-1}(U_0/e\hat{V}) \end{aligned}$$

Por fim, derivando a expressão de $V(\tau)$, tem-se

$$\begin{aligned} \frac{dV}{d\tau} &= \omega_{RF} \hat{V} \cos(\omega_{RF}(\tau + \tau_0)) \\ \therefore \hat{V}_0 &= \left(\frac{dV}{d\tau} \right)_0 = \omega_{RF} \hat{V} \cos(\omega_{RF}(\tau_0)) \end{aligned}$$

Mas, pela relação trigonométrica $\sin^2(x) + \cos^2(x) = 1$, tem-se que

$$\begin{aligned} \cos(\omega_{RF}\tau_0) &= [1 - \sin^2(\omega_{RF}\tau_0)]^{1/2} \\ \therefore \hat{V}_0 &= \omega_{RF} \hat{V} [1 - \sin^2(\omega_{RF}\tau_0)]^{1/2} \end{aligned}$$

Porém, já foi demonstrado aqui que $\omega_{RF}\tau_0 = \sin^{-1}(U_0/e\hat{V})$. Substituindo esta relação, tem-se que

$$\therefore \hat{V}_0 = \omega_{RF} \hat{V} \left[1 - \left(\frac{U_0}{e\hat{V}} \right)^2 \right]^{1/2}$$

c.q.d. □

3.5 Pequenas oscilações

Agora já é possível analisar com detalhe as oscilações de energia de um elétron em um *bunch*. Primeiramente, a análise será feita para o caso em que pequenas oscilações de energia causam também pequenas oscilações no deslocamento temporal τ , as quais ocorrem desde que sejam limitadas por um pequeno intervalo

correspondente a um segmento aproximadamente linear de $V(\tau)$. Na Subseção 3.6 serão analisadas as oscilações não-lineares que ocorrem quando as variações de τ são grandes.

Para pequenos τ e ϵ , pode-se substituir $v(\tau)$ e $U_{rad}(\epsilon)$ por suas aproximações lineares (séries de Taylor) contidas nas equações (3.38) e (3.25), respectivamente. Assim, a equação (3.37) fica

$$\frac{d\epsilon}{dt} = \frac{1}{T_0}(e\dot{V}_0\tau - D\epsilon) \quad (3.43)$$

Esta equação pode ser combinada com a equação (3.35), resultando em uma equação diferencial para ϵ e τ . Escolhendo τ , pode-se tomar a derivada da equação (3.35) com relação ao tempo e eliminar ϵ , obtendo-se

$$\frac{d^2\tau}{dt^2} + 2\alpha_\epsilon \frac{d\tau}{dt} + \Omega^2\tau = 0 \quad (3.44)$$

onde

$$\alpha_\epsilon = \frac{D}{2T_0} \quad (3.45)$$

$$\Omega^2 = \frac{\alpha}{T_0} \frac{e}{E_0} \dot{V}_0 \quad (3.46)$$

Note que a equação (3.44) descreve uma oscilação harmônica amortecida com frequência angular de oscilação Ω e coeficiente de amortecimento α_ϵ . Como a taxa de amortecimento em um anel é sempre lenta ($\alpha_\epsilon \ll \Omega$), a solução da equação (3.44) pode ser escrita como

$$\tau(t) = A e^{-\alpha_\epsilon t} \cos(\Omega t - \theta_0) \quad (3.47)$$

com A e θ_0 são constantes arbitrárias. Ou, usando a notação complexa usual,

$$\tau(t) = \tilde{\tau} e^{-(\alpha_\epsilon - i\Omega)t} \quad (3.48)$$

onde $\tilde{\tau}$ é uma constante complexa.

Demonstração. Seja a variação de τ dada pela equação diferencial $\frac{d^2\tau}{dt^2} + 2\alpha_\epsilon \frac{d\tau}{dt} + \Omega^2\tau = 0$. Esta é uma EDO homogênea de segunda ordem, a qual pode ser resolvida através de sua equação característica:

$$r^2 + 2\alpha_\epsilon r + \Omega^2 = 0$$

Resolvendo esta equação do segundo grau, tem-se que

$$r = \frac{-2\alpha_\epsilon \pm \sqrt{(2\alpha_\epsilon)^2 - 4\Omega^2}}{2}$$

Considerando que $\alpha_\epsilon \ll \Omega$, pode-se simplificar a solução por

$$r = -\alpha_\epsilon \pm \Omega i$$

Para uma equação característica com solução complexa, a solução da EDO é dada por

$$\tau = c_1 e^{\alpha_\epsilon t} \cos(\Omega t) + c_2 e^{\alpha_\epsilon t} \sin(\Omega t)$$

Como um seno nada mais é que um cosseno defasado de $\pi/2$, esta solução pode ser reescrita como

$$\tau = A e^{\alpha_\epsilon t} \cos(\Omega t - \theta_0)$$

□

As equações (3.43) e (3.35) também podem ser resolvidas para ϵ , obtendo-se a mesma equação diferencial (3.44). Assim, a variação de ϵ com o tempo é

$$\epsilon(t) = \tilde{\epsilon} e^{-(\alpha_\epsilon - i\Omega)t} \quad (3.49)$$

Pela equação (3.35), $\tilde{\epsilon}$ e $\tilde{\tau}$ são relacionados da seguinte maneira:

$$\tilde{\epsilon} = -i \frac{\Omega E_0}{\alpha} \tilde{\tau} \quad (3.50)$$

(considerando $\alpha_\epsilon \ll \Omega$) e, desta forma, as oscilações de ϵ e τ terão uma diferença de fase de $\pi/2$.

Note que a frequência de oscilação de pequenas oscilações de energia depende do sistema de Rf apenas pelo termo \dot{V}_0 . A frequência é proporcional à raiz quadrada da derivada da RF na fase síncrona. Os outros parâmetros – α , T_0 , E_0 – são característicos do campo guia (incluindo a energia na qual ele é operado). A constante de amortecimento α_ϵ das oscilações de energia – a qual é o inverso da constante de amortecimento no tempo – é proporcional a D , a qual é a taxa de variação da perda de energia por radiação. Como será mostrado posteriormente, esta taxa depende da energia do elétron e das propriedades do campo guia.

Para ajudar na análise dos resultados obtidos, é importante ter uma noção da ordem de magnitude das variáveis estudadas. Sendo assim, para um anel de armazenamento de 1 GeV:

$$\begin{aligned} \omega_r &= 2\pi/T_0 \approx 10^7 s^{-1} \\ \omega_\beta &= \nu\omega_r \approx 3\omega_r \\ \Omega &\approx 10^4 s^{-1} \\ \alpha_\epsilon &\approx 10 s^{-1} \end{aligned}$$

Analisando as relações ω_r/Ω e Ω/α_ϵ pode-se justificar as aproximações feitas.

Na ausência de amortecimento, ϵ e τ são variáveis conjugadas. No diagrama de fase de ϵ versus τ , as oscilações são descritas por um ponto que se move ciclicamente por uma elipse. Veja a Figura 26(a). A relação entre os dois eixos principais da elipse é – pela equação (3.50)

$$\frac{\epsilon_{max}}{\tau_{max}} = \frac{|\tilde{\epsilon}|}{|\tilde{\tau}|} = \frac{\Omega E_0}{\alpha} \quad (3.51)$$

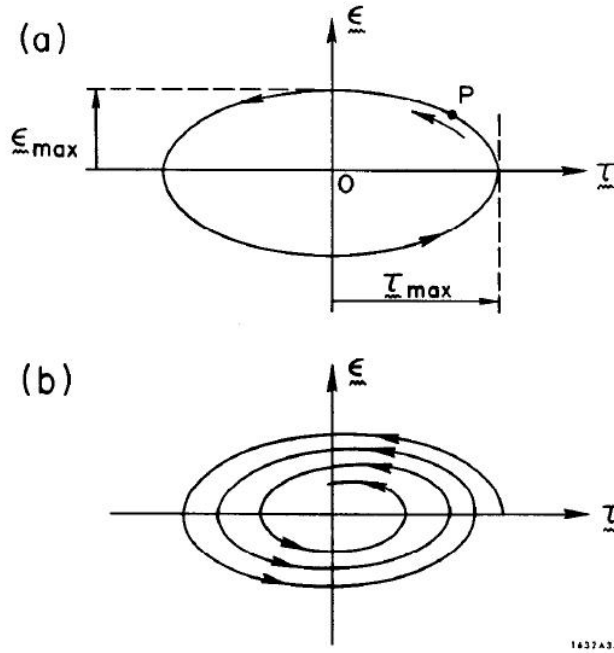


Figura 26: Diagrama de fase para as oscilações de energia. (a) Sem amortecimento. (b) Com amortecimento. (A taxa de amortecimento está bem exagerada). Retirado de [1].

Se as escalas são escolhidas de forma que a elipse se torne um círculo, o ponto de referência rotaciona a uma frequência angular Ω constante. Com amortecimento, o tamanho da elipse decresce lentamente e a fase da trajetória é uma lenta espiral convergindo para o centro, como pode-se ver na Figura 26(b). O diagrama de fase também mostra porque o amortecimento depende de dU_{rad}/dE . Se sua derivada é positiva, o elétron está perdendo uma quantidade extra de energia na metade superior da elipse, e ganhando uma quantidade extra de energia na metade inferior. Desta forma, o ponto de referência está sempre se dirigindo para o eixo τ e a amplitude de oscilação está diminuindo – proporcionalmente a dU_{rad}/dE .

De acordo com a solução aqui proposta, as oscilações de energia de todos os elétrons deveriam ser completamente amortecidas em algum momento, fazendo com que todos os elétrons fiquem sobre o elétron síncrono. Mas ainda

não foi considerada a excitação das oscilações causada por efeitos quânticos os quais "balançam" as oscilações e previnem que estas sejam completamente anuladas (estes efeitos serão considerados na Seção 4). Em condições estacionárias, qualquer elétron armazenado será tipicamente encontrado com uma amplitude de oscilação residual na qual há um balanço entre a excitação e o amortecimento. Como ambos os processos são lentos, pode-se pensar que a oscilação de energia em qualquer curto período de tempo pode ser descrita por uma elipse fixa, como a representada na Figura 25(a).

É importante ter em mente que as oscilações de energia estão relacionadas não só com as oscilações longitudinais (em y ou τ) dos elétrons em um *bunch*, mas elas também possuem uma componente lateral. De acordo com a equação (3.3), o desvio de energia ϵ resulta em um deslocamento radial x_ϵ proporcional a ϵ e em fase com o mesmo. Então a componente x_ϵ do deslocamento horizontal total oscila em sincronia com as oscilações de energia. Em geral, esta manifestação transversal das oscilações de energia possui (em condições estacionárias) uma amplitude muito próxima das oscilações betatron.

3.6 Grandes oscilações: abertura dinâmica

O campo guia de um anel de armazenamento normalmente aceita apenas uma pequena faixa de energias – tipicamente só uma pequena porcentagem da energia nominal – e as forças magnéticas focalizadoras são razoavelmente lineares em toda esta faixa de energia. No entanto, pequenos desvios de energia podem corresponder a grandes oscilações do deslocamento temporal τ . Neste caso, grandes oscilações significam valores de τ onde $V(\tau)$ deixa de ter uma dependência linear com τ . Estas grandes amplitudes ocorrem geralmente quando a tensão de pico de RF não é muito maior que a perda por radiação (que é o caso em altas energias) ou quando o número harmônico de RF k é muito grande. Estas oscilações devem ser analisadas pois são elas as responsáveis por determinar a abertura dinâmica do anel. Mantenha em mente que, apesar de grandes oscilações temporais estarem sob análise, as oscilações de energia continuam pequenas.

Pois bem, da Subseção 3.4 foram obtidas as equações (3.35) e (3.37). Como foi feito antes, substitui-se U_{rad} por $U_0 + D\epsilon$, já que as oscilações de energia são pequenas. Mas agora $V(\tau)$ não pode mais ser substituída por sua aproximação linear, então a equação (3.37) fica

$$\frac{d\epsilon}{dt} = \frac{eV(\tau) - U_0}{T_0} - \frac{D\epsilon}{T_0} \quad (3.52)$$

Expressando ϵ e sua derivada com relação ao tempo em termos de τ pela equação (3.35), tem-se

$$\frac{d^2\tau}{dt^2} = -\frac{\alpha}{E_0 T_0} [eV(\tau) - U_0] - \frac{D}{T_0} \frac{d\tau}{dt} \quad (3.53)$$

Esta equação descreve a variação de τ para qualquer amplitude.

É possível comparar a equação (3.53) com uma equação bem conhecida:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = F(x) - \mu \frac{dx}{dt} \quad (3.54)$$

Esta equação representa o movimento unidimensional em x de uma partícula com massa m , a qual se move em um campo conservativo de força $F(x)$ e sofre uma força de fricção proporcional à sua velocidade. Sendo assim, pode-se entender a equação (3.53) por meio de uma comparação direta com a equação (3.54). O movimento em τ é exatamente igual ao movimento de uma partícula com massa unitária em um campo conservativo de força

$$F(\tau) = -\frac{\alpha}{E_0 T_0} [eV(\tau) - U_0] \quad (3.55)$$

sofrendo uma força de fricção proporcional à sua velocidade com um coeficiente D/T_0 .

Geralmente, o movimento em τ pode ser avaliado apenas por computação numérica. No entanto, pode-se obter uma boa ideia heurística considerando o que acontece se o termo friccional é zero. Ele é mesmo pequeno e pode ser considerado como uma perturbação depois. Pois bem, deseja-se estudar o movimento

$$\frac{d^2 \tau}{dt^2} = F(\tau) \quad (3.56)$$

onde $F(\tau)$ é dada pela equação (3.55). Este tipo de equação é geralmente resolvido definindo uma função de "energia potencial", a qual é o negativo da integral da força. Assim, define-se

$$\Phi(\tau) = \frac{\alpha}{E_0 T_0} \int_0^\tau [eV(\bar{\tau}) - U_0] d\bar{\tau} \quad (3.57)$$

Agora o movimento pode ser analisado utilizando o princípio de conservação de energia. Em cada instante, a soma da "energia potencial" $\Phi(\tau)$ e da "energia cinética" -- dada por $\frac{1}{2}(d\tau/dt)^2$ -- deve ser constante, dada pela "energia total". A energia total também é o máximo Φ_0 que pode ser alcançado por $\Phi(\tau)$ -- o qual irá ocorrer quando $d\tau/dt$ for zero. Logo, pode-se escrever que

$$\frac{1}{2} \left(\frac{d\tau}{dt} \right)^2 = \Phi_0 - \Phi(\tau) \quad (3.58)$$

Suponha que a função do ganho de energia $eV(\tau)$ tenha a forma representada na Figura 27(a) e o ganho de energia síncrono U_0 também representado nesta figura. Então $\Phi(\tau)$ será como a curva representada na parte (b) da Figura 27. A forma mostrada é razoavelmente típica. Note que $\Phi(\tau)$ tende a decrescer com

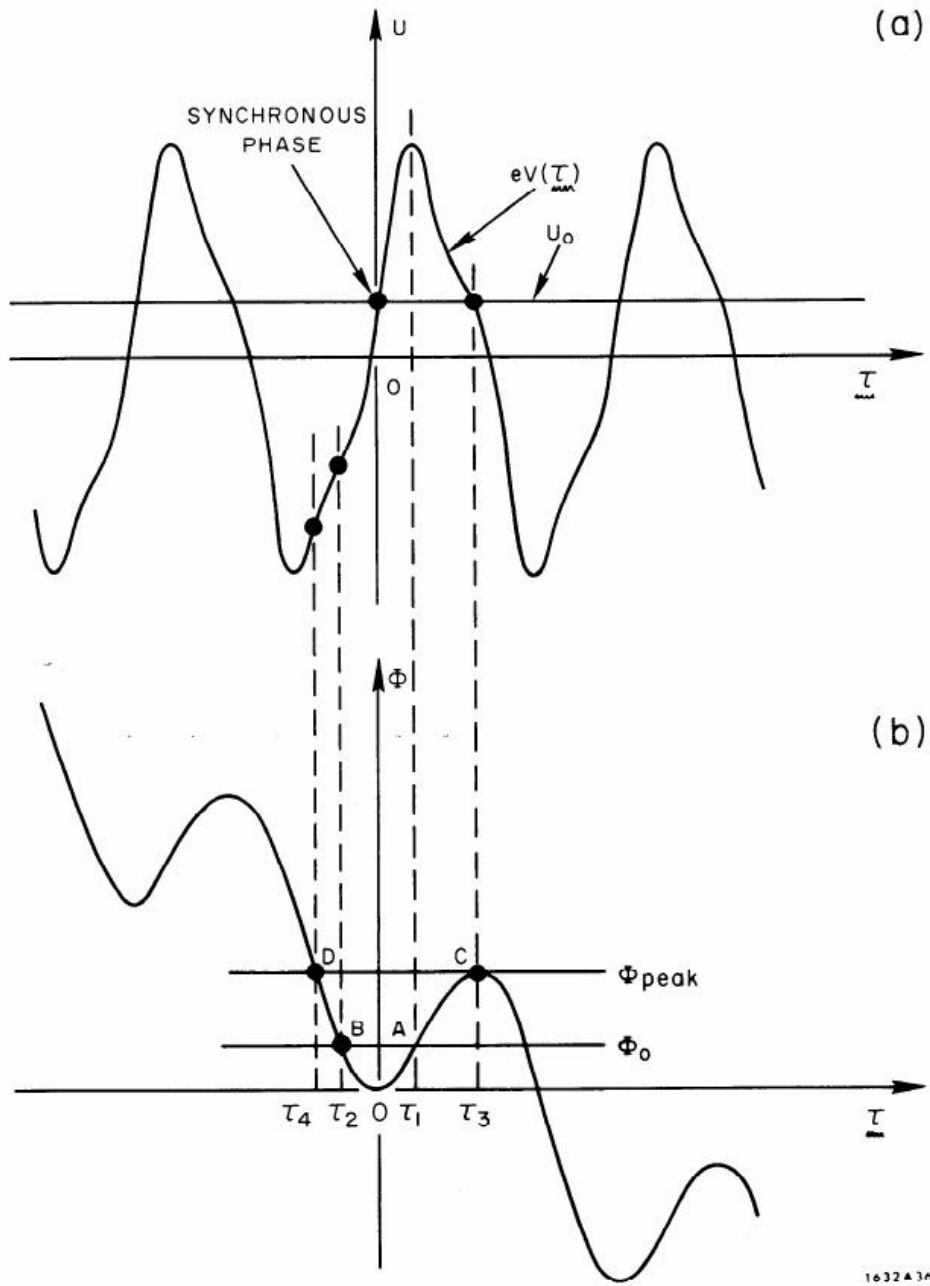


Figura 27: (a) Função de aceleração de RF $eV(\tau)$, e (b) a função da energia potencial efetiva $\Phi(\tau)$. Retirado de [1].

uma inclinação média de $-U_0$. Isto precisa ocorrer pois a integral dos campos de aceleração de RF deve ser zero em um ciclo completo (pelo menos em um ciclo completo da menor frequência presente).

Agora a natureza das oscilações do deslocamento temporal pode ser visualizada. O movimento é parecido com o de uma partícula pontual (um "elétron")

que se move "pela" superfície montanhosa representada por $\Phi(\tau)$ – onde, é claro, você deve pensar em τ como sendo uma coordenada espacial horizontal. Primeiramente, existe um potencial mínimo em $\tau = 0$. Se o elétron é posicionado neste ponto, ele permanece estacionário; este é o "elétron síncrono"¹. No entanto, se o elétron for posicionado em τ_1 – o ponto correspondente ao ponto A na montanha – ele irá descer pela montanha e para no ponto oposto B. A e B estão na mesma altura $\Phi_0 = \Phi(\tau_A)$. Em τ_A e τ_B a energia cinética é zero. A energia cinética irá atingir seu valor máximo quando o elétron passar $\tau = 0$. Em cada τ a energia cinética é dada pela equação (3.58) e a partir desta pode-se obter a "velocidade" em cada τ :

$$\frac{d\tau}{dt} = \pm \sqrt{2}[\Phi_0 - \Phi(\tau)]^{1/2} \quad (3.59)$$

Lembre-se, agora, que pela equação (3.35) a "velocidade" é dada por

$$\frac{d\tau}{dt} = -\alpha \frac{\epsilon}{E_0}$$

então o desvio de energia (de um elétron real) em cada τ é dado por

$$\frac{\epsilon(\tau)}{E_0} = +\frac{\sqrt{2}}{\alpha}[\Phi_0 - \Phi(\tau)]^{1/2} \quad (3.60)$$

Esta relação pode ser facilmente vista em um diagrama de fase – ϵ versus τ – no qual quase uma elipse é obtida, semelhante à curva representada na Figura 28. Deve-se apenas utilizar o senso comum para escolher o sinal apropriado da raiz quadrada para cada metade do ciclo.

Também pode-se ver o que acontece considerando o termo de fricção – o amortecimento por radiação. Durante cada ciclo de oscilação, uma pequena quantidade de energia será perdida, resultando numa diminuição da "energia" total (pode-se estimar este valor se o movimento for aproximado por uma senoide).

Deve ser aparente que haverá uma amplitude máxima para as oscilações estáveis (periódicas) de τ . Ela ocorre quando o elétron atinge o pico da montanha em τ_3 – correspondente ao ponto C da Figura 27(b) – onde $\Phi(\tau)$ é Φ_{max} . Um elétron com qualquer amplitude maior irá passar o pico da montanha e adentrar o vale seguinte, onde ele terá tanta "energia cinética" que continuará neste movimento para sempre – até que ele se perca no anel de armazenamento.

As oscilações estáveis máximas variam entre os pontos C e D. Note que o ponto C também é o ponto onde $eV(\tau)$ é igual a U_0 novamente (à esquerda de C o elétron real sempre ganha energia e pode ainda ter esperança de retornar ao seu τ original). O outro extremo da oscilação no ponto D não tem nenhuma característica especial exceto que $\Phi(\tau)$ é igual a Φ_{max} novamente, o valor em C.

¹Existem, é claro, pontos estacionários em cada mínimo do potencial, e estes correspondem aos elétrons síncronos nos centros de outros *bunches* (enquanto $\tau < T_0$).

onde

$$q = e\hat{V}/U_0 \quad (3.63)$$

é a sobretensão – a razão entre a tensão de pico de RF e a tensão mínima necessária para armazenar um elétron síncrono – e

$$F(q) = 2 \left[\sqrt{q^2 - 1} - \cos^{-1}(1/q) \right] \quad (3.64)$$

A abertura dinâmica ϵ_{max} para este caso é dada por

$$\left(\frac{\epsilon_{max}}{E_0} \right)^2 = \frac{U_0}{\pi \alpha k E_0} F(q) \quad (3.65)$$

A função da abertura dinâmica $F(q)$ é representada na Figura 29. Note que para q grande

$$F(q) \rightarrow 2q - \pi \quad (3.66)$$

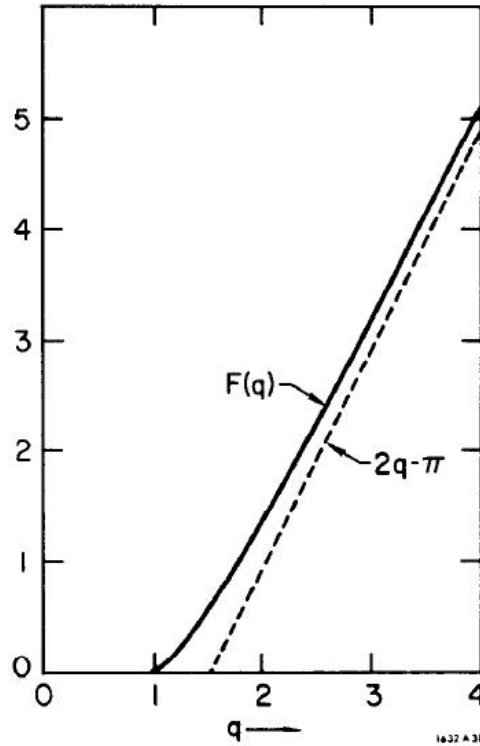


Figura 29: Função da abertura dinâmica $F(q)$. Retirado de [1].

Finalmente, pensando no que acontece se um elétron inicia fora da abertura dinâmica – diga-se em pontos acima do ponto D na curva de $\Phi(\tau)$ na Figura 27(b)

– e descobrindo qual seria sua trajetória de fase, o resultado seriam as curvas da Figura 30. Três separatrizes sucessivas são mostradas e diversos exemplos de trajetórias instáveis. Novamente, observa-se que um elétron que começa sua trajetória fora de uma região estável irá – exceto por um fortuno acidente – ficar fora para sempre.

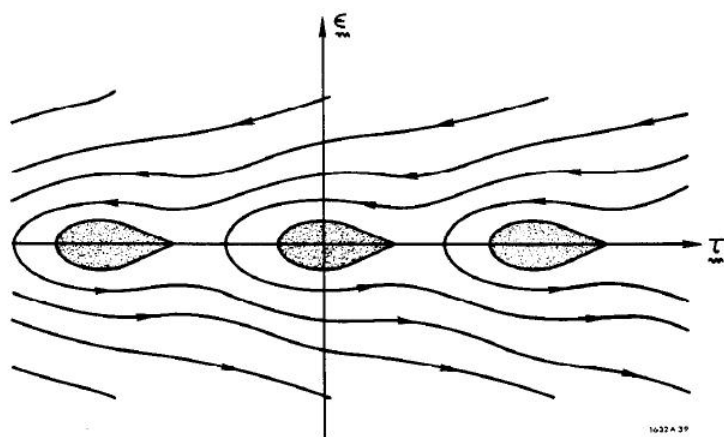


Figura 30: Trajetórias de fase para elétrons não capturados em um *bunch* (um desenho qualitativo). Retirado de [1].

4 Amortecimento por Radiação²

4.1 Perda de energia

Um elétron relativístico acelerado em um campo macroscópico irá radiar energia eletromagnética numa taxa proporcional ao quadrado da força de aceleração. Esta taxa depende do ângulo entre a força e a velocidade do elétron e é maior por um fator $\gamma^2 = (E/mc^2)^2$ quando a força é perpendicular à velocidade em comparação a quando ela é paralela à velocidade. Em um anel de armazenamento, as forças longitudinais típicas (advindas do sistema de aceleração) são muito menores que as forças transversais típicas e γ^2 é um número grande de fato, então apenas é necessário considerar os efeitos de radiação correspondentes às forças magnéticas.

Seja P_γ a taxa de perda de energia por radiação, então pode-se escrever que

$$P_\gamma = \frac{2}{3} \frac{r_e c}{(mc^2)^3} E^2 F_\perp^2 \quad (4.1)$$

onde m é a massa de repouso do elétron, r_e é o raio clássico do elétron e F_\perp é a força magnética sobre o elétron. Será conveniente definir a constante

$$C_\gamma = \frac{4\pi}{3} \frac{r_e}{(mc^2)^3} = 8.85 \times 10^{-5} \text{ metro} - \text{GeV}^{-3} \quad (4.2)$$

Pela força de Lorentz, $F_\perp = ecB$. Desta forma, a energia radiada é

$$P_\gamma = \frac{e^2 c^3}{2\pi} C_\gamma E^2 B^2 \quad (4.3)$$

Esta potência instantânea é proporcional ao quadrado tanto da energia quanto da força do campo magnético local. Às vezes é útil expressar a força magnética em termos do raio de curvatura local ρ da trajetória; então

$$P_\gamma = \frac{c}{2\pi} C_\gamma \frac{E^4}{\rho^2} \quad (4.4)$$

Um elétron circulando na órbita ideal tem energia nominal E_0 e se move com o raio de curvatura $\rho_s = 1/G$ – veja a Subseção 2.2. Para encontrar a energia U_0 radiada em uma revolução, basta integrar P_γ com relação ao tempo ao longo do anel. Como $dt = ds/c$,

$$U_0 = \frac{C_\gamma E_0^4}{2\pi} \int_0^L G^2(s) ds \quad (4.5)$$

²Neste capítulo, assume-se que a teoria clássica sobre radiação eletromagnética por elétrons relativísticos já é conhecida. Desta forma, apenas uma revisão é feita, pontuando os resultados necessários para este estudo.

Pode-se aproximar a integral pela média de G^2 multiplicada por $L = 2\pi R$, o comprimento do anel:

$$U_0 = C_\gamma E_0^4 R \langle G^2 \rangle \quad (4.6)$$

Para um campo guia isomagnético³ $G = G_0 = 1/\rho_0$ em partes curvas de tamanho $2\pi\rho_0$ e zero nas demais partes, então

$$\langle G^2 \rangle = \frac{G_0}{R} = \frac{1}{R\rho_0} \quad (isomag.) \quad (4.7)$$

e

$$U_0 = \frac{C_\gamma E_0^4}{\rho_0} \quad (isomag.) \quad (4.8)$$

Demonstração. A aproximação feita anteriormente foi

$$\int_0^L G^2(s) ds = \langle G^2 \rangle L \therefore \langle G^2 \rangle = \frac{1}{L} \int_0^L G^2(s) ds$$

Agora, para o caso isomagnético, $G = G_0 = 1/\rho_0$ nos ímãs de comprimento $2\pi\rho_0$ e zero no resto do anel. Logo, a integral fica

$$\begin{aligned} \int_0^L G^2(s) ds &= \int_0^{2\pi\rho_0} G_0^2(s) ds = 2\pi\rho_0 G_0^2 = 2\pi\rho_0 \frac{1}{\rho_0^2} = 2\pi \frac{1}{\rho_0} \\ \therefore \langle G^2 \rangle &= \frac{2\pi}{L} \frac{1}{\rho_0} = \frac{1}{R\rho_0} \end{aligned}$$

Substituindo em U_0 ,

$$U_0 = C_\gamma E_0^4 R \langle G^2 \rangle = C_\gamma E_0^4 R \frac{1}{R\rho_0} = \frac{C_\gamma E_0^4}{\rho_0}$$

c.q.d. □

Para um raio fixo ρ_0 , a energia radiada por revolução varia com a quarta potência da energia do elétron. A potência média radiada é U_0/T_0 onde $T_0 = c/2\pi R$ é o tempo de uma revolução. Para um campo guia qualquer

$$\langle P_\gamma \rangle = \frac{cC_\gamma}{2\pi} E_0^4 \langle G^2 \rangle \quad (4.9)$$

E para um anel isomagnético,

$$\langle P_\gamma \rangle = \frac{cC_\gamma}{2\pi} \frac{E_0^4 G_0}{R} = \frac{cC_\gamma E_0^4}{L\rho_0} \quad (isomag.) \quad (4.10)$$

³Veja a Subseção 2.2.

Um elétron que não está na órbita ideal perde energia a uma taxa diferente. Considere primeiro um elétron com energia nominal circulando com oscilações betatron. Sua taxa de radiação será diferente da de um elétron movendo-se na órbita ideal somente porque ele passa por um campo magnético ligeiramente diferente – devido ao seu deslocamento betatron. Mas em cada azimutal seu desvio é igualmente positivo ou negativo. E foi assumido que os campos variam apenas de forma linear com o deslocamento. Então, analisando a amplitude betatron considerando termos de até primeira ordem, a potência radiada média em um ciclo betatron é a mesma de um elétron na órbita ideal.

O mesmo não é verdadeiro para um elétron com energia diferente de E_0 . Este caso será analisado a seguir.

Para elétrons ultra-relativísticos, a radiação é emitida primitivamente na direção do movimento. A maioria da radiação é emitida com um ângulo $1/\gamma$. A força de reação da radiação – e, portanto, a mudança de momento associada – é exatamente na direção oposta do movimento⁴. O único efeito da radiação é diminuir a energia do elétron, sem mudar a direção do seu movimento.

4.2 Amortecimento das oscilações de energia

Na Subseção 3.5 foi visto que pequenas oscilações de energia eram amortecidas a uma taxa proporcional à mudança na perda por radiação com a energia. Pelas equações (3.26) e (3.45), o coeficiente de amortecimento é

$$\alpha_\epsilon = \frac{D}{2T_0} = \frac{1}{2T_0} \left(\frac{dU_{rad}}{dE} \right)_0 \quad (4.11)$$

onde U_{rad} é a energia perdida por revolução. Quando a energia de um elétron varia da energia nominal E_0 , a energia radiada em uma revolução muda em parte por causa da mudança de energia, em parte porque o elétron viaja em um campo magnético diferente, e em parte porque o tamanho da sua trajetória é diferente. Hora de analisar como U_{rad}/dE deve ser avaliada.

Já foi visto que a oscilação betatron não muda, em uma análise de primeira ordem, a potência média radiada. Então, para obter U_{rad} para qualquer energia, basta apenas integrar P_γ da equação (4.3) com relação ao tempo em uma órbita fechada completa. No entanto, será conveniente mudar a variável de integração para s . Assim,

$$U_{rad} = \oint P_\gamma dt = \oint P_\gamma \frac{dt}{ds} ds \quad (4.12)$$

lembrando que esta análise está sobre o comprimento da órbita fechada, o qual não é necessariamente o comprimento da órbita ideal. Pois bem, dt/ds já foi

⁴Desprezando efeitos quânticos. Veja a Subseção 5.1.

avaliado anteriormente, veja equação (2.20):

$$\frac{dt}{ds} = \frac{1}{c} \left(1 + \frac{x}{\rho_s} \right)$$

onde x é o deslocamento com relação à órbita ideal e $\rho_s = \rho(s)$ o raio de curvatura da órbita ideal. Como o interesse está sobre a perda de energia em uma órbita fechada, deve-se tomar $x = \eta\epsilon/E_0$, onde $\epsilon = E - E_0$ e $\eta(s)$ é a função de dispersão. Veja a equação (2.34). Logo,

$$U_{rad} = \frac{1}{c} \oint \left(1 + \frac{\eta}{\rho} \frac{\epsilon}{E_0} \right) P_\gamma ds \quad (4.13)$$

Esta integral já foi analisada para $\epsilon = 0$; é apenas U_0 . Então, opta-se por fazer uma análise diferente: analisar a derivada em $\epsilon = 0$. Desta forma,

$$\frac{dU_{rad}}{dE} = \frac{1}{c} \oint \left(\frac{dP_\gamma}{dE} + \frac{\eta}{\rho} \frac{P_\gamma}{E_0} \right)_0 ds \quad (4.14)$$

onde o subscrito "0" significa que todas as quantidades do integrando estão sendo avaliadas na órbita ideal, e na energia E_0 . Pela equação (4.3) P_γ é proporcional ao produto $E^2 B^2$ – e lembre-se que quando E muda, a órbita se move para uma posição diferente então B também muda. Então pode-se escrever que

$$\frac{dP_\gamma}{dE} = 2 \frac{P_\gamma}{E_0} + 2 \frac{P_\gamma}{B_0} \frac{dB}{dE}$$

Demonstração. P_γ é dado por

$$P_\gamma = \frac{e^2 c^3}{2\pi} C_\gamma E^2 B^2$$

Logo, dP_γ/dE é

$$\frac{dP_\gamma}{dE} = \frac{d}{dE} \left(\frac{e^2 c^3}{2\pi} C_\gamma E^2 B^2 \right) = \frac{e^2 c^3}{2\pi} C_\gamma \frac{d}{dE} (E^2 B^2)$$

Derivando $B^2 E^2$ com relação à energia, tem-se que

$$\frac{d}{dE} (E^2 B^2) = 2EB^2 \frac{dE}{dE} + 2E^2 B \frac{dB}{dE} = 2EB^2 + 2E^2 B \frac{dB}{dE}$$

Substituindo, na expressão de dP_γ/dE :

$$\frac{dP_\gamma}{dE} = \frac{e^2 c^3}{2\pi} C_\gamma \left(2EB^2 + 2E^2 B \frac{dB}{dE} \right) = 2 \frac{e^2 c^3}{2\pi} C_\gamma E B^2 + 2 \frac{e^2 c^3}{2\pi} C_\gamma E^2 B \frac{dB}{dE}$$

Pode-se substituir a equação de P_γ , obtendo-se

$$\frac{dP_\gamma}{dE} = 2\frac{P_\gamma}{E} + 2\frac{P_\gamma}{B} \frac{dB}{dE}$$

Avaliando a expressão na órbita ideal,

$$\frac{dP_\gamma}{dE} = 2\frac{P_\gamma}{E_0} + 2\frac{P_\gamma}{B_0} \frac{dB}{dE}$$

□

Mas

$$\frac{dB}{dE} = \frac{dx}{dE} \frac{dB}{dx} = \frac{\eta}{E_0} \frac{dB}{dx}$$

onde dB/dx é uma propriedade do campo guia. Juntando as duas últimas equações na equação (4.14), tem-se que

$$\frac{dU_{rad}}{dE} = \frac{1}{c} \oint \left(2\frac{P_\gamma}{E} + 2\frac{P_\gamma}{B} \frac{\eta}{E_0} \frac{dB}{dx} + \frac{P_\gamma}{E} \frac{\eta}{\rho} \right) ds$$

A integral do primeiro termo é apenas $2U_0/E_0$, então

$$\frac{dU_{rad}}{dE} = \frac{U_0}{E_0} \left[2 + \frac{1}{cU_0} \oint \left(\eta P_\gamma \left[\frac{1}{\rho} + \frac{2}{B} \frac{dB}{dx} \right] \right) ds \right] \quad (4.15)$$

Então pode-se escrever que a constante de amortecimento é dada por

$$\alpha_\epsilon = \frac{1}{2T_0} \left(\frac{dU_{rad}}{dE} \right)_0 = \frac{U_0}{2T_0 E_0} (2 + \mathcal{D}) \quad (4.16)$$

com

$$\mathcal{D} = \frac{1}{cU_0} \oint \left[\eta P_\gamma \left(\frac{1}{\rho} + \frac{2}{B} \frac{dB}{dx} \right) \right] ds \quad (4.17)$$

Tomando P_γ e U_0 das equações (4.3) e (4.5) e expressando B e dB/dx em termos de $G(s)$ e $K_1(s)$ assim como foram definidos na Subseção 2.2, \mathcal{D} pode ser reescrito como

$$\mathcal{D} = \frac{\oint \eta G (G^2 + 2K_1) ds}{\oint G^2 ds} \quad (4.18)$$

Demonstração. Pelas equações (4.3) e (4.5), tem-se que

$$P_\gamma = \frac{e^2 c^3}{2\pi} C_\gamma E^2 B^2$$

$$U_0 = \frac{C_\gamma E_0^4}{2\pi} \oint G^2 ds$$

Substituindo na equação (4.17):

$$\begin{aligned}\mathcal{D} &= \frac{2\pi}{cC_\gamma E_0^4} \frac{1}{\oint G^2 ds} \oint \left[\eta \frac{e^2 c^3}{2\pi} C_\gamma E^2 B^2 \left(\frac{1}{\rho} + \frac{2}{B} \frac{dB}{dx} \right) \right]_0 ds \\ &= \frac{\oint \left[\eta \frac{e^2 c^2}{E_0^2} B^2 \left(\frac{1}{\rho} + \frac{2}{B} \frac{dB}{dx} \right) \right]_0 ds}{\oint G^2 ds}\end{aligned}$$

Agora, recuperando os valores de $G(s)$ e $K_1(s)$ da Subseção 2.2, pode-se substituí-los e obter

$$\begin{aligned}\mathcal{D} &= \frac{\oint \left[\eta G^2 \left(G + \frac{2ec}{GE_0} \frac{K_1 E_0}{ec} \right) \right]_0 ds}{\oint G^2 ds} \\ &= \frac{\oint \left[\eta G^2 \left(G + \frac{2K_1}{G} \right) \right]_0 ds}{\oint G^2 ds} \\ \therefore \mathcal{D} &= \frac{\oint [\eta G (G^2 + 2K_1)]_0 ds}{\oint G^2 ds}\end{aligned}$$

c.q.d. □

Essa forma torna claro o fato de que \mathcal{D} é um número o qual é uma propriedade da configuração total do campo guia – obtido da integração ao redor do anel das expressões envolvendo apenas as funções do campo guia G , K_1 e η . O número \mathcal{D} tipicamente é positivo e um pouco menor que 1.

A equação (4.16) tem uma interpretação física relevante. Já que \mathcal{D} é tipicamente pequeno, pode-se aproximar a relação

$$\alpha_\epsilon \approx \frac{U_0}{E_0 T_0} = \frac{\langle P_\gamma \rangle}{E_0} \quad (4.19)$$

onde $\langle P_\gamma \rangle$ é a taxa média de perda de radiação. A constante de tempo de amortecimento para oscilações de energia – a qual é o inverso de α_ϵ – é apenas o tempo necessário para um elétron radiar toda a sua energia!

A expressão de \mathcal{D} se torna mais simples para um campo guia isomagnético. Neste caso, $G(s)$ é zero ou um valor constante G_0 nos ímãs, então as integrais são avaliadas apenas nos ímãs. A equação (4.18) torna-se

$$\mathcal{D} = \frac{1}{2\pi} \int_{mag} \eta(s) [G_0^2 + 2K_1(s)] ds \quad (isomag.) \quad (4.20)$$

Demonstração. Como já foi dito, $G(s)$ é zero ou um valor constante G_0 nos ímãs,

então as integrais são avaliadas apenas nos ímãs. Logo, \mathcal{D} torna-se

$$\begin{aligned}\mathcal{D} &= \frac{\int_{mag} \eta G_0 (G_0^2 + 2K_1) ds}{\int_{mag} G_0^2 ds} = \frac{G_0 \int_{mag} \eta (G_0^2 + 2K_1) ds}{2\pi\rho_0 G_0^2} \\ &= \frac{1}{2\pi\rho_0 G_0} \int_{mag} \eta (G_0^2 + 2K_1) ds\end{aligned}$$

Mas $G_0 = 1/\rho_0$. Então,

$$\mathcal{D} = \frac{1}{2\pi} \int_{mag} \eta (G_0^2 + 2K_1) ds$$

□

Se o campo guia também é de função separável, os ímãs não possuem gradiente de campo e

$$\mathcal{D} = \frac{G_0^2}{2\pi} \int_{mag} \eta(s) ds \quad (isomag. e fun.sep.) \quad (4.21)$$

esta integral é familiar: ela apareceu anteriormente quando o fator de compactação de momento α foi calculado para um campo guia isomagnético. Utilizando as equações (3.15) e (3.16):

$$\mathcal{D} = G_0 \langle \eta \rangle_{mag} = G_0 \alpha R = \frac{\alpha R}{\rho_0} \quad (isomag. e fun.sep.) \quad (4.22)$$

Para este tipo de anel, o número \mathcal{D} é apenas o fator de compactação de momento aumentado por uma razão entre o raio de curvatura típico R e o raio de curvatura do ímã ρ_0 . Alguns valores típicos para estes parâmetros:

$$\alpha \approx 0.05; \quad R/\rho_0 \approx 3; \quad \mathcal{D} \approx 0.15. \quad (4.23)$$

Recapitulando, para oscilações de energia em um campo guia isomagnético e de função separável, o coeficiente de amortecimento por oscilações de energia é

$$\alpha_\epsilon = \frac{\langle P_\gamma \rangle}{2E_0} \left(2 + \frac{\alpha R}{\rho_0} \right) \quad (isomag. e fun.sep.) \quad (4.24)$$

4.3 Amortecimento das oscilações betatron

Já é hora de analisar o amortecimento por radiação das oscilações betatron. Aqui será dado apenas um tratamento aproximado, porém por meio de um método que – com apenas um pouco de álgebra – pode ser estendido a um

cálculo exato. De qualquer forma, o resultado exato é mais facilmente obtido por um teorema geral que será discutido na Subseção 4.4.

Começando pelas oscilações betatron verticais (a notação será a mesma usada na Seção 2). O movimento será aproximado ignorando a variação de β com s , então pode-se escrever (veja a Subseção 2.8):

$$z = A \cos(\varphi), \quad z' = \frac{A}{\beta} \sin(\varphi) \quad (4.25)$$

onde $\varphi = s/\beta$. A amplitude de oscilação A pode ser obtida por z e z' em qualquer instante por

$$A^2 = z^2 + (\beta z')^2 \quad (4.26)$$

Suponha um elétron com energia nominal E_0 – o qual está oscilando verticalmente sobre a órbita ideal. Em qualquer elemento azimutal δs o elétron irá perder por radiação uma pequena quantidade de energia δE . Seu vetor de momento p será mudado por δp e, como foi apontado anteriormente, δp é paralelo (e oposto) a p , então $|\delta p| = \delta E/c$. Veja a Figura 31(a). A perda por radiação não muda nem o desvio nem a inclinação da trajetória (as variações de z e de s com relação ao tempo existem, mas compensam uma a outra); então a amplitude A não é alterada pela radiação. Existe um pequeno efeito causado pelas forças focalizadoras efetivas e, portanto, β também varia com uma mudança na energia. Este efeito é chamado de amortecimento adiabático, porém é um efeito de segunda ordem e pode ser ignorado nesta análise já que a energia não varia na média quando a aceleração de RF é considerada.

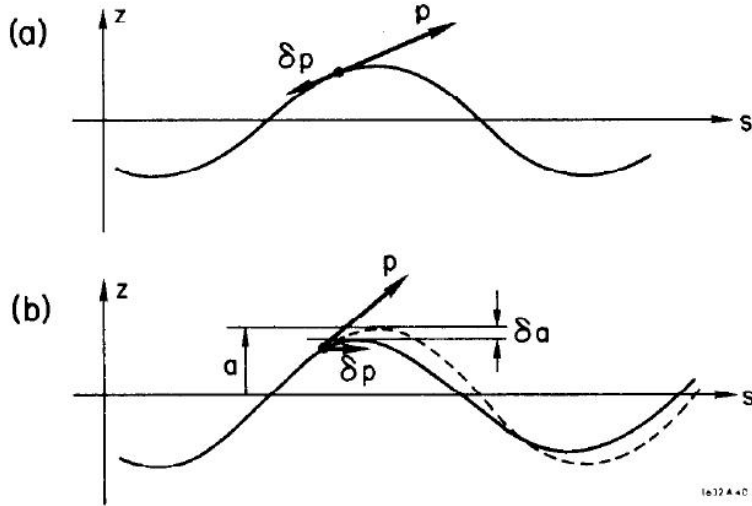


Figura 31: Efeito da mudança de energia nas oscilações betatron verticais: (a) por perda por radiação, (b) por aceleração de RF. Retirado de [1].

Agora, note que o efeito da força de aceleração de RF é um pouco diferente. Esta força é, na média, paralela à órbita ideal. Então o incremento de momento δp recebido no elemento azimutal δs não é mais exatamente paralelo a p . Veja a Figura 31(b). Seja p_{\perp} a componente de p perpendicular à órbita ideal; então, como os ângulos são pequenos, pode-se aproximar

$$z' = \frac{p_{\perp}}{p}$$

Novamente, a força de aceleração não muda z . Mas, de fato, muda z' que, considerando apenas termos lineares, vai para

$$z' \rightarrow \frac{p_{\perp}}{p + \delta p} = \frac{p_{\perp}}{p} \left(1 - \frac{\delta p}{p}\right) = z' \left(1 - \frac{\delta p}{p}\right) \quad (4.27)$$

Assim, mudança em z' é

$$\delta z' = -z' \frac{\delta p}{p} = -z' \frac{\delta E}{E} \quad (4.28)$$

Existe uma mudança correspondente na amplitude A ;

$$A\delta A = \beta^2 z' \delta z' = -(\beta z')^2 \frac{\delta E}{E} \quad (4.29)$$

Demonstração. Considerando que o movimento vertical é dado pela equação (4.25), então, considerando variações z' e A , tem-se que

$$z = (A + \delta A) \cos(\varphi), \quad (z' + \delta z') = \frac{(A + \delta A)}{\beta} \sin(\varphi)$$

Logo, por relação trigonométrica, obtém-se que

$$\begin{aligned} (A + \delta A)^2 &= z^2 + (\beta(z' + \delta z'))^2 \\ A^2 + 2A\delta A + \delta A^2 &= z^2 + \beta^2(z'^2 + 2z'\delta z' + \delta z'^2) \end{aligned}$$

Descartando os termos de segunda ordem:

$$\begin{aligned} 2A\delta A &= \beta^2 2z'\delta z' \\ \therefore A\delta A &= \beta^2 z'\delta z' \end{aligned}$$

c.q.d. □

Agora, a fase de oscilação na chegada do elétron no ponto s é arbitrária (e todos os valores entre 0 e 2π são igualmente prováveis) então apenas a mudança média em A importa. A média de (z'^2) é $A^2/2\beta^2$, então

$$A \langle \delta A \rangle = -\frac{A^2}{2} \frac{\delta E}{E_0} \quad (4.30)$$

Suponha que todos os elementos do ganho de aceleração sejam somados em uma revolução. Como a soma de todos os δE deve resultar em U_0 , obtém-se que a mudança ΔA que ocorre em A em uma revolução (devido à aceleração de RF) é

$$\frac{\Delta A}{A} = -\frac{U_0}{2E_0} \quad (4.31)$$

Como ΔA em cada período de revolução T_0 é proporcional a A , o movimento é amortecido exponencialmente – como $e^{-\alpha_z t}$. Ou seja,

$$\frac{1}{A} \frac{dA}{dt} = \frac{\Delta A}{AT_0} = -\frac{U_0}{2E_0 T_0} \quad (4.32)$$

então o coeficiente de amortecimento é

$$\alpha_z = \frac{U_0}{2E_0 T_0} = \frac{\langle P_\gamma \rangle}{2E_0} \quad (4.33)$$

Pode-se mostrar que um cálculo exato – usando a forma completa das oscilações betatron verticais – leva ao mesmo resultado. Note que a taxa de amortecimento das oscilações verticais é apenas 1/2 da taxa típica das oscilações de energia (quando \mathcal{D} é pequeno); veja a equação (4.19).

É muito importante notar que o amortecimento ”por radiação” não ocorre no processo de perda por radiação, mas sim no processo de ganho de energia do sistema de RF. Isto poderia ser um motivo de questionamento sobre o nome ”amortecimento por radiação”. Mas, pensando bem, não existiria oportunidade para amortecimento pelos campos de RF se não fosse necessário compensar a perda de energia por radiação. Então o nome ”amortecimento por radiação” não é tão ruim.

Agora, hora de analisar os efeitos da radiação sobre as oscilações betatron radiais. Num primeiro momento, pode-se pensar que as oscilações betatron radiais deveriam ser amortecidas do mesmo modo que as verticais. Porém existem complicações adicionais que fazem com que este problema deva ser tratado separadamente. Um novo elemento aparece devido à mudança do deslocamento betatron que ocorre quando existe uma mudança na energia. Lembre-se que o deslocamento radial total x é a soma de duas partes: o deslocamento x_ϵ da órbita fechada e o deslocamento betatron x_β com relação a esta órbita,

$$x = x_\epsilon + x_\beta \quad (4.34)$$

Quando a energia de um elétron muda por uma quantidade δE , existe uma mudança em x_ϵ pela quantidade, veja a equação (2.34),

$$\delta x_\epsilon = \eta \frac{\delta E}{E_0} \quad (4.35)$$

Mas, como a posição do elétron no espaço não muda por um impulso momentâneo finito, o deslocamento total x não muda, então obrigatoriamente existe uma compensação em x_β . Isto é, da equação (4.34),

$$\delta x = \delta x_\epsilon + \delta x_\beta = 0$$

de forma que

$$\delta x_\beta = -\delta x_\epsilon = -\eta \frac{\delta E}{E_0} \quad (4.36)$$

Quando ocorre uma variação na energia, o elétron não se move instantaneamente, mas o eixo de referência das suas oscilações sim e o deslocamento com respeito a este eixo é, portanto, alterado – como é ilustrado na Figura 32.

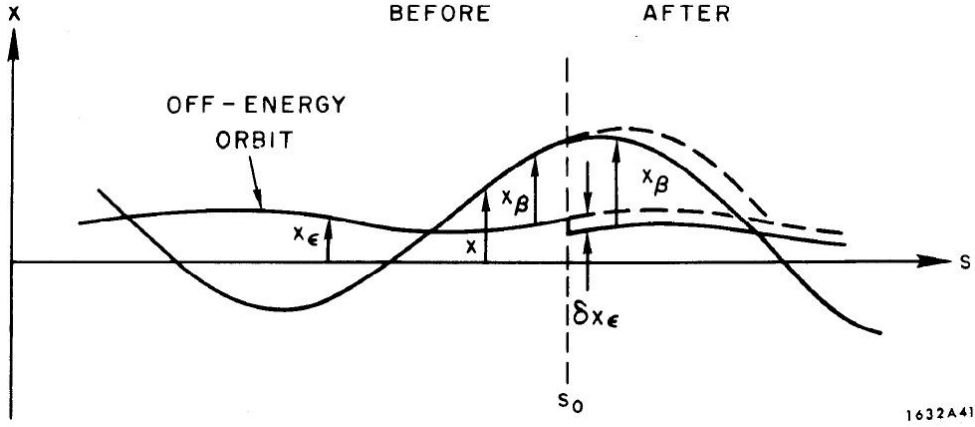


Figura 32: Efeito de uma mudança repentina de energia em s_0 sobre o deslocamento betatron radial. Retirado de [1].

Algo similar ocorre na inclinação betatron. Correspondendo à equação (4.34), tem-se

$$x' = x'_\epsilon + x'_\beta \quad (4.37)$$

Agora, porém, um impulso elementar pode mudar a inclinação total x' por algum $\delta x'$, então deve-se ter

$$\delta x'_\beta = \delta x' - \delta x'_\epsilon \quad (4.38)$$

Tomando a derivada de x_ϵ da equação (2.34),

$$\delta x'_\beta = \delta x' - \eta' \frac{\delta E}{E_0} \quad (4.39)$$

onde η' é, claro, $d\eta/ds$. Mesmo que $\delta x'$ seja zero, uma mudança na inclinação de x_ϵ – o eixo de referência da oscilação – produziria uma mudança na inclinação da oscilação betatron.

Existe mais uma complicação adicional devido à curvatura da órbita de referência. As metades positiva e negativa de uma oscilação betatron ocorrem em intervalos iguais de s , mas o elétron viaja um comprimento de caminho maior na parte positiva do que na negativa – veja a equação (3.9). Apesar do efeito total sobre o comprimento de caminho ser nulo em uma revolução completa, existe, em geral, uma diferença na quantidade de energia perdida por radiação durante as duas metades da oscilação. E a amplitude da oscilação é, logo, afetada.

Aplicando, agora, estas ideias sobre a perda por radiação δE em um elemento azimutal δs . Um cálculo preciso pode ser feito a partir das mudanças em x e x' obtidas nas equações (4.36) e (4.39). Porém, mantendo as aproximações feitas anteriormente, pode-se fazer uma suposição simplificada de que η é uma constante, então $\eta' = 0$; e escrever a variação de x_β com s na mesma forma que a variação betatron vertical, ou seja,

$$x_\beta = A \cos(\varphi), \quad x'_\beta = \frac{A}{\beta} \sin(\varphi) \quad (4.40)$$

Desta vez, tem-se que

$$A\delta A = x_\beta \delta x_\beta + \beta^2 x'_\beta \delta x'_\beta \quad (4.41)$$

Pela suposição de que η é constante, $x'_\epsilon = 0$. Logo, $x' = x'_\beta$ e $\delta x' = \delta x'_\beta$, então uma mudança de energia não causa variação na inclinação. Logo, $\delta x_\beta = 0$ e

$$A\delta A = -x_\beta \eta \frac{\delta E}{E_0} \quad (4.42)$$

Novamente, toma-se o desvio de energia δE como a perda por radiação em um elemento azimutal δs . Para o movimento vertical, assumiu-se que o elétron estava sempre se movendo com deslocamento radial nulo, então a taxa de perda por radiação era a mesma (até termos de primeira ordem em x) que a taxa de perda de energia na órbita ideal. Já para o movimento radial, se os ímãs possuem gradiente de campo, as coisas são um pouco diferentes. Para simplificar a discussão, a análise será sobre um campo guia isomagnético de função separável. Em uma máquina com função separável, a taxa de perda por radiação independe de x – até termos de primeira ordem.⁵ Desta forma, pode-se considerar que, para um elétron com energia nominal, a taxa de perda por radiação $P_\gamma(s)$ não depende de x , apenas de s . Então, a variação de energia em um elemento de caminho $\Delta \ell$ é

$$\delta E = -\frac{P_\gamma}{c} \Delta \ell \quad (4.43)$$

⁵Há apenas gradiente de campo nos quadropolos; onde B é proporcional a x . Como a taxa de radiação varia com B^2 , não há efeito de primeira ordem.

Tomando $\Delta\ell$ da expressão em (2.20),

$$\delta E = - \left(1 + \frac{x_\beta}{\rho_s} \right) \frac{P_\gamma}{c} \Delta s \quad (4.44)$$

Combinando este resultado com a equação (4.42), tem-se que a mudança de amplitude é

$$A\delta A = x_\beta \eta \left(1 + \frac{x_\beta}{\rho_s} \right) \frac{P_\gamma}{cE_0} \Delta s \quad (4.45)$$

Novamente, apenas o valor esperado de δA é importante – a média sobre todos os ângulos de fase φ . O valor esperado de x_β é zero e de x_β^2 é $A^2/2$; então tem-se que

$$\frac{\langle \delta A \rangle}{A} = \frac{\eta}{2\rho_s} \frac{P_\gamma}{cE_0} \Delta s \quad (4.46)$$

Como foi assumido um campo guia isomagnético, em qualquer lugar que P_γ for diferente de 0, $\rho = \rho_s = 1/G_0$ e pode-se somar o efeito em cada Δs para obter a variação ΔA em uma revolução completa. A soma de todos os termos $P_\gamma s/c$ é apenas a perda de energia U_0 em uma volta completa. Então o efeito da radiação é

$$\left(\frac{\Delta A}{A} \right)_{rad} = \frac{\eta}{2\rho_0} \frac{U_0}{E_0} \quad (4.47)$$

Observe que o sinal do lado direito da equação é positivo. Ou seja, há um aumento da amplitude devido à radiação!

Felizmente, esta é apenas uma parte da análise. Também é preciso considerar o efeito da aceleração de RF. Porém, existe um efeito de "tamanho de caminho" correspondente. Geralmente, as cavidades de RF são localizadas onde $\rho = \infty$, ou seja, em trechos retos. Mas, de qualquer forma, é uma propriedade destas cavidades que o ganho de energia seja (até primeira ordem, ao menos) independente do deslocamento betatron. O cálculo da contribuição da aceleração de RF ocorre da mesma forma que no movimento vertical, com o resultado da equação (4.31). Para obter o efeito total em uma revolução é preciso computar as contribuições da perda por radiação e da aceleração para obter

$$\frac{\Delta A}{A} = - \left(1 - \frac{\eta}{\rho_0} \right) \frac{U_0}{2E_0} \quad (4.48)$$

o que gera o coeficiente de amortecimento α_x das oscilações radiais

$$\alpha_x = \left(1 - \frac{\eta}{\rho_0} \right) \frac{U_0}{2E_0 T_0} \quad (4.49)$$

Um cálculo preciso para um campo guia isomagnético de função separável chega neste mesmo resultado se η por substituído por $\langle \eta \rangle_{mag}$, o valor médio de $\eta(s)$ no ímãs. Mas retomando a equação (3.16), $\langle \eta \rangle_{mag} = \alpha R$ então

$$\alpha_x = \left(1 - \frac{\alpha R}{\rho_0}\right) \frac{U_0}{2E_0 T_0} \quad (isomag. \text{ e } fun.sep.) \quad (4.50)$$

Considerando que $\alpha R/\rho_0$ é menor que 1 – como este termo usualmente é – o coeficiente de amortecimento é positivo e as oscilações radiais são amortecidas. Mas existe um efeito "anti-amortecimento" da radiação – o termo $\alpha R/\rho_0$ – que vai contra o amortecimento positivo do sistema. Enquanto o termo anti-amortecimento for pequeno, este não causa problema algum.

Comparando a equação (3.53) com os resultados da Subseção 4.2 é possível observar que o resultado também pode ser escrito em termos de \mathcal{D} ⁶:

$$\alpha_x = (1 - \mathcal{D}) \frac{U_0}{2E_0 T_0} \quad (geral) \quad (4.51)$$

Apesar deste resultado ter sido obtido apenas para um tipo específico de campo guia (e com algumas aproximações), a equação (4.51) é exata para qualquer campo guia. Isto é, se a variação de η com s tivesse sido considerada, no lugar do termo η/ρ_0 na equação (4.49) haveria a expressão completa de \mathcal{D} da equação (4.17). Mais será dito a seguir sobre esta interessante "coincidência".

4.4 Taxas de amortecimento por radiação

Efeitos de amortecimento por radiação já foram considerados sobre os três graus de liberdade de um elétron em um *bunch*: os dois deslocamentos betatron transversais x_β e z_β e as oscilações de energia – as quais apareceram associadas às oscilações de τ e x_ϵ . Cada um dos três modos de oscilação possui um decaimento exponencial natural com coeficientes de amortecimento α_i (com $i = x, z, \epsilon$) que podem ser convenientemente expressados como

$$\alpha_i = J_i \alpha_0 = J_i \frac{\langle P_\gamma \rangle}{2E_0} \quad (4.52)$$

com

$$J_x = 1 - \mathcal{D} \quad J_z = 1 \quad J_\epsilon = 2 + \mathcal{D} \quad (4.53)$$

As constantes de tempo de amortecimento são apenas $1/\alpha_i$, então

$$\tau_i = \frac{2E_0}{J_i \langle P_\gamma \rangle} \quad (4.54)$$

⁶Este resultado é obtido mudando um pouco as aproximações feitas: ao invés de considerar que há um $\delta x'$ e considerar η constante, considere que $\delta x' = 0$ e considere a variação de η com s .

Para um anel de armazenamento isomagnético, $\langle P_\gamma \rangle$ pode ser dado pela equação (4.10) e τ_i dado por

$$\tau_i = \frac{4\pi}{C_\gamma} \frac{R\rho_0}{J_i E_0^3} \quad (isomag.) \quad (4.55)$$

onde C_γ é a constante definida na equação (4.2). Neste tipo de máquina, as constantes de tempo de amortecimento variam com o inverso do cubo da energia.

O número \mathcal{D} é uma propriedade do campo guia e pode ser avaliado por uma das equações (4.17), (4.19) ou (4.22). Os números J_i são conhecidos como números de partição de radiação já que sua soma é uma constante:

$$\sum J_i = J_x + J_z + J_\epsilon = 4 \quad (4.56)$$

Apesar deste último resultado não ter sido provado de forma rigorosa, ele vem do cálculo detalhado para um campo guia qualquer. Estes cálculos não são, porém, necessários pois o Teorema de Robinson prova, em termos bem generalistas, que o teorema da equação (4.56) é verdadeiro. O teorema pede apenas que todos os campos agindo sobre a partícula sejam determinados a priori e não sejam influenciados pelo movimento do elétron. Estas condições são verdadeiras se apenas os ímãs e campos de RF prescritos do anel forem considerados.

As taxas de amortecimento para apenas um elétron – e, mais importante, para um movimento coerente de um pequeno conjunto deste – podem ser modificadas pelos números em questão se forças adicionais que dependam de detalhes do movimento do elétron forem introduzidas. Estas forças podem, por exemplo, vir de correntes imaginárias na parede da câmara de vácuo, ou de correntes induzidas pelo elétron nas cavidades de RF, ou de forças de sistemas auxiliares de eletrodos alimentados por amplificadores de detetores que medem o deslocamento dos elétrons. Em anéis de armazenamento reais, o primeiro efeito levou a oscilações transversais coerentes instáveis e o último geralmente as atenua. O segundo efeito tem sido tanto a causa quanto a cura de oscilações longitudinais instáveis de um *bunch*. Já que estes efeitos precisam da cooperação coerente de muitos elétrons, eles estão além do escopo desta análise e não serão considerados.

Da equação (4.56) também pode-se obter o resultado mais particular onde $J_x + J_\epsilon = 3$. Porém, este resultado depende de uma suposição restritiva – que a órbita ideal esteja no plano e que os campos magnéticos sejam simétricos com relação a este plano. Já foi discutida brevemente (no fim da Subseção 3.1) uma das consequências de desconsiderar esta suposição. Órbitas fechadas podem ter deslocamentos "verticais" z_ϵ , da mesma forma que possuem deslocamentos "radiais" x_ϵ . Isto complicaria os cálculos feitos aqui. Em particular, os números de partição não seriam dados pela equação (4.53). Porém, o teorema de "conservação" da equação (4.56) iria continuar válido.

Dois outros pontos sobre a consequência deste teorema também são importantes. Primeiro, para campos guia com "gradientes alternados"– tipo que é universal

em síncrotrons e na maioria dos síncrotrons de prótons – o número \mathcal{D} é maior que 1. Como consequência, as oscilações betatron radiais são anti-amortecidas – e crescem exponencialmente com o tempo em uma energia fixa. Este efeito não é muito grave em síncrotrons pois o aumento de amplitude causado pelo anti-amortecimento é pequeno em um tempo de aceleração. No entanto causou, em especial, problemas durante o comissionamento do síncrotron CEA. Foi necessário instalar ímãs especiais projetados para alterar \mathcal{D} sem afetar significativamente as outras características do anel.

Finalmente, vale ressaltar que nenhum campo real irá satisfazer de forma exata a simetria imposta dos campos com relação ao plano da órbita ideal. As assimetrias acidentais geralmente são pequenas, mas elas irão, em geral, causar pequenos acoplamentos entre as oscilações betatron horizontal e radial. Quando este acoplamento é considerado, x e z não são mais as coordenadas dos modos normais. E os novos modos normais irão ter coeficientes de amortecimento que são de alguma forma diferentes de α_x e α_z .

5 Excitação por Radiação

5.1 Radiação quântica

Até agora apenas foi considerada a perda total de energia por radiação síncrotron – assumindo implicitamente que esta perda de energia é um processo contínuo. Esta análise é satisfatória para uma primeira aproximação já que, na média, a perda de energia é, de fato, suave. Mas já se sabe que toda radiação eletromagnética ocorre em quantidades de energia discreta. E esta discretização da perda de energia impacta significativamente o comportamento dos elétrons no anel de armazenamento.

Cada vez que uma emissão quântica ocorre, a energia do elétron faz um pulso descontínuo. Como será visto depois, as quantidades mais significantes possuem energia em uma faixa desde a luz visível até raio-X mole. Embora tentar explicar quantitativamente os efeitos quânticos pela teoria clássica seja um terreno movediço, as afirmações quase clássicas a seguir podem ser rigorosamente justificadas. Primeiro, o "tempo" durante uma emissão quântica típica não é maior que $\rho/\gamma c$, onde ρ é o raio de curvatura da trajetória e γ a energia do elétron em termos da sua energia de repouso. Já que este tempo é muito menor que qualquer outro tempo relevante – tal como o período de uma oscilação betatron ou de uma oscilação síncrotron – pode-se considerar que esta emissão é instantânea. Segundo, o tempo de cada emissão quântica é estatisticamente independente. Como a mudança de energia em qualquer emissão é uma fração muito pequena da energia do elétron, pode-se considerar que sucessivas emissões são processos puramente randômicos (isto é, com distribuição Poisson).

A mudança descontínua de energia advinda da emissão quântica perturba a trajetória do elétron. O efeito cumulativo de várias perturbações introduzem um tipo de "ruído" nos vários modos de oscilação, fazendo com que suas amplitudes aumentem até que, na média, a excitação quântica seja balanceada pelo amortecimento das oscilações. Este processo será detalhado posteriormente tanto para as oscilações betatron quanto para as oscilações de energia.

Talvez seja necessária aqui uma observação sobre o amortecimento. Nas seções anteriores, os efeitos de amortecimento foram relacionados à radiação. Porém, deve-se notar que o amortecimento depende apenas da taxa média de emissão de energia, e não das suas propriedades estatísticas. Então, ao considerar os efeitos quânticos, deve-se tomar o amortecimento já encontrado – compreendendo que este ocorre devido à taxa média da perda de energia em todas as energia quânticas. Os efeitos da excitação serão causados pelas flutuações da radiação em torno da sua taxa média (Pode-se, claro, tratar ambos os efeitos da média e da flutuação juntos, porém isto apenas traria complicações indesejadas).

Ao considerar os efeitos das flutuações da radiação nas oscilações de um elétron no anel de armazenamento, deve-se saber certas propriedades sobre radiação quantificada. Então agora estas propriedades serão analisadas.

Do ponto de vista clássico, a radiação síncrona é emitida com um espectro de frequência contínuo. Considere a radiação emitida por um elétron em um intervalo finito de tempo Δt . Suponha que seja examinado o campo de radiação correspondente – por um atraso de tempo adequado – à emissão em Δt e, para cada direção no espaço, seja feita uma análise de Fourier deste campo de radiação. O espectro de frequência irá, em geral, ser diferente em cada direção. Mas pode-se tomar a média do espectro em todas as direções a fim de definir o espectro de potência radiada $\mathcal{P}(\omega)$ tal que $\mathcal{P}(\omega)d\omega\Delta t$ seja a energia radiada em Δt com frequências angulares entre ω e $\omega + d\omega$. Claramente, a definição só faz sentido se Δt é suficientemente grande de forma que a maioria da energia seja encontrada em frequências maiores que $1/\Delta t$. Relembre que a radiação é tipicamente emitida com um ângulo $1/\gamma$ do vetor de velocidade do elétron. Tal ângulo é varrido para fora no tempo $\rho/\gamma c$, onde ρ é o raio de curvatura local da trajetória. Então um intervalo de tempo $\approx \rho/\gamma c$ deve contar a maioria do impulso de radiação; e, portanto, deve representar uma magnitude adequada para Δt . Posteriormente será visto que esta ordem de magnitude, de fato, é apropriada.

Com a definição de $\mathcal{P}(\omega)$ dada anteriormente, pode-se permitir que esta seja uma função que varia lentamente com o tempo e, por este fato, não é difícil afirmar que $\mathcal{P}(\omega)$ (e, portanto, suas variáveis de dependência ρ ou γ) não variam de forma significativa em Δt . Esta condição geralmente é satisfeita⁷ em anéis de armazenamento, então pode-se considerar que $\mathcal{P}(\omega)$ é o espectro de potência "instantâneo" o qual sua integral em ω é a potência radiada instantânea definida anteriormente,

$$P_\gamma = \int_0^\infty \mathcal{P}(\omega) d\omega \quad (5.1)$$

O espectro de potência pode ser escrito num formato mais conveniente:

$$\mathcal{P}(\omega) = \frac{P_\gamma}{\omega_c} S\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right) \quad (5.2)$$

com ω_c a constante definida por

$$\omega_c = \frac{3}{2} \frac{c\gamma^3}{|\rho|} \quad (5.3)$$

O número ω_c é chamado de frequência crítica⁸, e note que é aproximadamente igual a γ^3 vezes a frequência angular de revolução do elétron. A função espectral $S(\omega/\omega_c)$ é uma função puramente algébrica, podendo ser expressada por

$$S(\xi) = \frac{9\sqrt{3}}{8\pi} \xi \int_\xi^\infty K_{5/3}(\bar{\xi}) d\bar{\xi} \quad (5.4)$$

⁷Os resultados importantes desta parte requerem, na verdade, apenas que ρ e γ não mudem significativamente em um tempo ρ/γ^3 , o qual é muito menor que Δt .

⁸Cuidado! Alguns autores definem a frequência crítica com um fator numérico diferente.

onde $K_{5/3}$ é a função de Bessel modificada. Da definição da equação (5.2), segue que S é normalizada, então

$$\int_0^{\infty} S(\xi) d\xi = 1 \quad (5.5)$$

Demonstração. Pela definição dada na equação (5.2), tem-se que

$$\begin{aligned} P_\gamma &= \int_0^{\infty} \frac{P_\gamma}{\omega_c} S\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right) d\omega \\ \therefore \int_0^{\infty} \frac{1}{\omega_c} S\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right) d\omega &= 1 \end{aligned}$$

Fazendo uma mudança de variável $\xi = \omega/\omega_c$, tem-se que $d\xi = d\omega/\omega_c$. Logo,

$$\int_0^{\infty} S(\xi) d\xi = 1$$

□

A forma da função de espectro é mostrada na Figura 33. Seu comportamento para grandes e pequenos argumentos – o qual pode ser facilmente obtido a partir do comportamento assintótico da função de Bessel – é útil, às vezes.

$$\begin{aligned} \text{Para } \xi \ll 1; \quad S(\xi) &\approx 1.34\xi^{1/3} \\ \text{Para } \xi \gg 1; \quad S(\xi) &\approx \frac{9\sqrt{3}}{8\sqrt{2\pi}}\xi^{1/2}e^{-\xi} \end{aligned} \quad (5.6)$$

O espectro de potência $\mathcal{P}(\omega)$ é obtido a partir de $S(\xi)$ pela equação (5.2). Não esqueça que tanto P_γ – veja a equação (4.4) – quanto ω_c dependem de γ e ρ . Fica claro a partir da Figura 33 que a maioria da potência é encontrada em frequências próximas de ω_c (como ω_c é γ^2 vezes maior que o inverso de Δt definido antes, as suposições feitas estão justificadas).

É sabido que a radiação eletromagnética na frequência angular ω é emitida em uma quantidade de energia $u = \hbar\omega$, onde \hbar é a constante de Plank reduzida por 2π ($\hbar = h/2\pi = 6.85 \times 10^{-16} \text{ eVs}$). Seja $n(u)du$ o número de quantidade de energia emitida por unidade de tempo com energias entre u e $u + du$. A potência emitida nessa quantidade é $un(u)du$, a qual deve ser igual a potência emitida no intervalo de frequência $d\omega = du/\hbar$ na frequência $\omega = u/\hbar$, ou seja,

$$un(u)du = \mathcal{P}(u/\hbar)du/\hbar \quad (5.7)$$

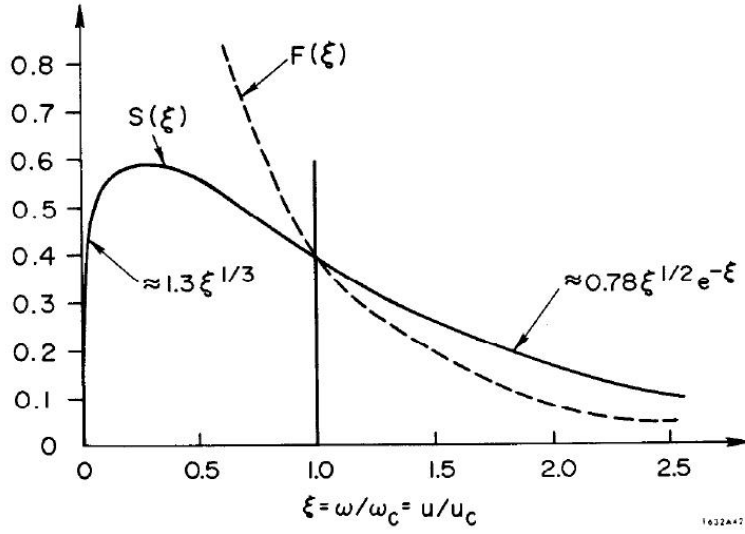


Figura 33: Espectro de potência normalizado S e espectro do número de fótons F da radiação síncrona. Retirado de [1].

Tomando $\mathcal{P}(\omega)$ da equação (5.2), a função da distribuição quântica pode ser escrita como

$$n(u) = \frac{P_\gamma}{u_c^2} F\left(\frac{u}{u_c}\right) \quad (5.8)$$

com

$$u_c = \hbar\omega_c = \frac{3 \hbar c \gamma^3}{2 |\rho|} \quad (5.9)$$

$$F(\xi) = \frac{1}{\xi} S(\xi) \quad (5.10)$$

Como o espectro de frequência, o espectro quântico é, a menos de um fator de escala P_γ/u_c^2 , uma função universal de relação u/u_c .

A função $F(\xi)$ também é representada na Figura 33. A taxa de emissão quântica por unidade de intervalo de energia diverge em pequenas energias⁹. Mas apenas como $u^{-2/3}$, então a taxa de emissão em qualquer intervalo finito de energias quânticas – uma integral em u – é finita.

Seja \mathcal{N} a taxa total de emissão quântica (para todas as energias):

$$\mathcal{N} = \int_0^\infty n(u) du \quad (5.11)$$

⁹O espectro é, de qualquer forma, questionável para $u < u_c/\gamma^3$, de acordo com as condições mencionadas anteriormente

A partir das expressões assintóticas para $S(\xi)$ na equação (5.6), uma integral completa é aproximadamente 1. Na verdade, seu valor exato é $15\sqrt{3}/8$, então

$$\mathcal{N} = \frac{15\sqrt{3}}{8} \frac{P_\gamma}{u_c} \quad (5.12)$$

A energia quântica média é definida como

$$\langle u \rangle = \frac{1}{\mathcal{N}} \int_0^\infty u n(u) du \quad (5.13)$$

A integral é apenas P_γ , então a energia quântica média é

$$\langle u \rangle = \frac{8}{15\sqrt{3}} u_c = (0.32...) u_c \quad (5.14)$$

Falando grosseiramente, pode-se dizer que a radiação é emitida em quantidades de energia em torno de u_c , e com uma taxa média em torno de P_γ/u_c . Para um elétron com 1GeV movendo-se em uma trajetória com raio de curvatura de 5m,

$$\begin{aligned} P_\gamma &= 1.7 \times 10^{11} \text{ eV s}^{-1} \\ u_c &= 437 \text{ eV} \\ \mathcal{N} &= 3.2 P_\gamma / u_c = 1.3 \times 10^9 \text{ s}^{-1} \end{aligned}$$

É interessante notar que o número médio de quantidade de energia emitida por radiano da trajetória depende apenas da energia do elétron. Isto é, de fato, quase igual a apenas multiplicar γ pela constante estrutural:

$$\text{número médio de energia quântica emitida por radiano} = \frac{5}{2\sqrt{3}} \frac{\gamma}{137} \quad (5.15)$$

Para um elétron de 1GeV, o número é em torno de 20. O número real em qualquer intervalo de tempo flutua seguindo uma distribuição Poisson correspondente ao número médio. Portanto, em pequenos números, as flutuações são significativas.

Será visto depois que a excitação quântica das oscilações de um elétron em um anel de armazenamento depende não apenas da taxa média de emissão quântica, mas também da média quadrada da energia quântica. Deve-se esperar que $\langle u^2 \rangle$ seja em torno de u_c^2 ; o que, de fato, é. Analisando detalhadamente, pode-se chegar que

$$\langle u^2 \rangle = \frac{11}{22} u_c^2 \quad (5.16)$$

Uma quantidade que irá entrar na excitação quântica das oscilações é, de fato, o produto entre a média quadrada da energia quântica e a taxa média \mathcal{N} ; ou seja,

$$\mathcal{N} \langle u^2 \rangle = \int_0^\infty u^2 n(u) du \quad (5.17)$$

Utilizando a equação (5.12), será conveniente escrever

$$\mathcal{N} \langle u^2 \rangle = C_u u_c P_\gamma \quad (5.18)$$

com

$$C_u = \frac{55}{24\sqrt{3}} = 1.32... \quad (5.19)$$

É importante manter em mente que tanto u_c quanto P_γ são funções da energia do elétron e do raio de curvatura local da trajetória. Tomando u_c da equação (5.9) e P_γ da equação (4.4),

$$\mathcal{N} \langle u^2 \rangle = \frac{3C_u C_\gamma}{4\pi} \frac{\hbar c^2}{(mc^2)^3} \frac{E^7}{\rho^3} = \frac{55}{24\sqrt{3}} r_e \hbar m c^4 \frac{\gamma^7}{|\rho^3|} \quad (5.20)$$

Para um raio de curvatura fixo, a excitação quântica varia com a sétima potência da energia!

5.2 Flutuações de energia

Hora de examinar os efeitos da emissão quântica sobre as oscilações de energia de um elétron armazenado. Quando uma quantidade de energia é emitida, a energia do elétron subitamente decresce de uma quantidade u . Este distúrbio impulsivo causa uma pequena oscilação de energia. O efeito cumulativo de várias distorções – ocorrendo em tempos aleatórios – faz com que a oscilação de energia cresça (como em um caminho aleatório). O crescimento é limitado – na média – pelo amortecimento; e, em condições estacionárias, as oscilações de energia de um elétron em particular irão flutuar em torno de uma amplitude média. Estas flutuações de energia serão analisadas agora.

Em um primeiro momento, apenas será considerada a medida típica da oscilação de energia – ou seja, a raiz quadrada média do desvio da energia média – sem considerar detalhadamente a distribuição de probabilidade do desvio de energia. A natureza desta distribuição será considerada depois.

Na Subseção 3.5 foram analisadas as pequenas oscilações do desvio de energia de um elétron armazenado. Na ausência de distúrbios, e ignorando por agora o amortecimento, o desvio de energia ϵ é descrito por

$$\epsilon = A_0 e^{i\Omega(t-t_0)} \quad (5.21)$$

onde Ω é a frequência síncrotron (real) e a amplitude A_0 é um número real. Agora, suponha que em algum instante t_i a energia subitamente decresça de uma quantidade u – por emissão quântica. Depois de t_i a energia será como

$$\epsilon = A_0 e^{i\Omega(t-t_0)} - u e^{i\Omega(t-t_i)} \quad (5.22)$$

Veja a Figura 34. Esta nova oscilação pode ser escrita como

$$\epsilon = A_1 e^{i\Omega(t-t_1)} \quad (5.23)$$

onde

$$A_1^2 = A_0^2 + u^2 - 2A_0u \cos(\Omega(t_i - t_0)) \quad (5.24)$$

e t_1 é algum deslocamento de tempo que não importa agora.

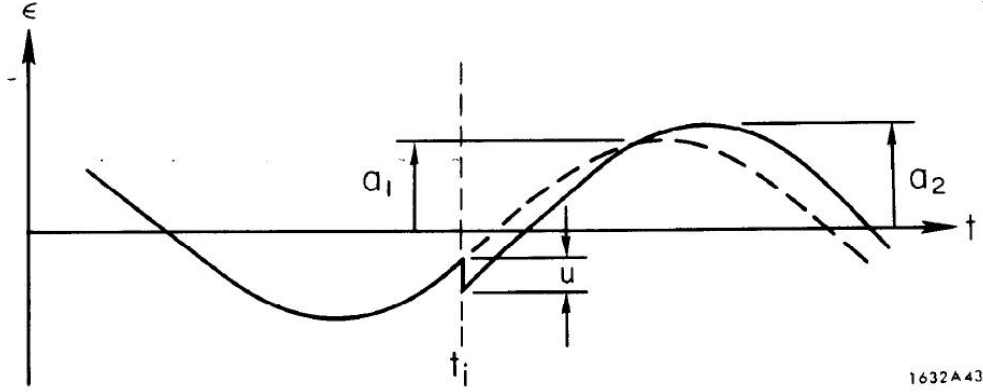


Figura 34: Efeito nas oscilações de energia devido à emissão de uma quantidade de energia u . Retirado de [1].

Demonstração. Seja ϵ dado por

$$\epsilon = A_0 e^{i\Omega(t-t_0)} - u e^{i\Omega(t-t_i)}$$

Fazendo o produto dele pelo seu conjugado, tem-se que

$$\begin{aligned} \epsilon \epsilon^* &= [A_0 e^{i\Omega(t-t_0)} - u e^{i\Omega(t-t_i)}][A_0 e^{-i\Omega(t-t_0)} - u e^{-i\Omega(t-t_i)}] \\ &= A_0^2 + u^2 - A_0 u [e^{i\Omega(t_i-t_0)} + e^{-i\Omega(t_i-t_0)}] \end{aligned}$$

Pela fórmula de Euler, pode-se transformar as exponenciais em senos e cossenos:

$$\begin{aligned} e^{i\Omega(t_i-t_0)} + e^{-i\Omega(t_i-t_0)} &= \cos(\Omega(t_i - t_0)) + i \sin(\Omega(t_i - t_0)) + \cos(-\Omega(t_i - t_0)) + i \sin(-\Omega(t_i - t_0)) \\ &= 2\cos(\Omega(t_i - t_0)) \end{aligned}$$

Logo,

$$\epsilon \epsilon^* = A_0^2 + u^2 - 2A_0u \cos(\Omega(t_i - t_0))$$

Agora, deseja-se escrever ϵ na forma $A_1 e^{i\Omega(t-t_1)}$. A partir desta definição, pode-se novamente realizar o produto de ϵ pelo seu conjugado:

$$\begin{aligned} \epsilon \epsilon^* &= A_1^2 \\ \therefore A_1^2 &= A_0^2 + u^2 - 2A_0u \cos(\Omega(t_i - t_0)) \end{aligned}$$

c.q.d. □

A emissão quântica altera a amplitude da oscilação para um novo valor que depende da amplitude inicial e de $(t_i - t_0)$. Já que o tempo t_i onde uma emissão quântica ocorre é totalmente imprevisível – e apenas o efeito cumulativo destes eventos interessa – apenas questões estatísticas são relevantes. Por exemplo: qual a provável mudança de amplitude? Em geral, a fase $(t_i - t_0)$ é completamente aleatória e o valor esperado de $\cos(\Omega(t_i - t_0))$ é, portanto, zero. Então a mudança de amplitude provável devido à radiação quântica é

$$\langle \delta A^2 \rangle = \langle A_1^2 - A_0^2 \rangle = u^2 \quad (5.25)$$

Note que este resultado diz que a mudança provável em A^2 , a qual ocorre quando é adicionado um novo incremento de oscilação de amplitude u com fase aleatória, é apenas u^2 – o mesmo resultado que seria obtido para δA^2 se a análise tivesse começado com $A = 0$.

Suponha agora que estes eventos quânticos ocorrem em uma sequência de tempo aleatória com uma taxa média \mathcal{N} (número por unidade de tempo). Cada evento muda A^2 por uma quantidade u^2 ; e, já que o tempo médio entre cada evento é $1/\mathcal{N}$, espera-se que

$$\left\langle \frac{dA^2}{dt} \right\rangle = \mathcal{N}u^2 \quad (5.26)$$

Mas a provável taxa de variação de A^2 é igual a taxa de variação do valor provável de A^2 , então

$$\frac{d\langle A^2 \rangle}{dt} = \mathcal{N}u^2 \quad (5.27)$$

Além de excitar as oscilações de energia, as perdas de energia discretas contribuem para uma mudança cumulativa na energia. No entanto, estes efeitos médios já foram considerados anteriormente. Seu efeito é produzir as oscilações de energia bem como causar o amortecimento exponencial da amplitude A com uma constante de tempo $\tau_\epsilon = 1/\alpha_\epsilon$. Com este amortecimento, a amplitude decresce a uma taxa A/τ_ϵ ; ou seu quadrado com uma taxa $2A^2/\tau_\epsilon$. A amplitude provável deve ser decrescida pelo amortecimento de forma similar, o que contribuiria à taxa de variação de $\langle A^2 \rangle$ a quantidade

$$\frac{d\langle A^2 \rangle}{dt} = -2\frac{\langle A^2 \rangle}{\tau_\epsilon} \quad (5.28)$$

Quando tanto a excitação quântica quanto o amortecimento estão agindo – e outras condições estão em estado estacionário – a soma das taxas das equações (5.27) e (5.28) deve ser zero. Logo, encontra-se que o valor provável de A^2 é dado por

$$\langle A^2 \rangle = \frac{1}{2}\tau_\epsilon\mathcal{N}u^2 \quad (5.29)$$

Para oscilações de energia senoidais, o valor esperado de ϵ é zero, e do seu quadrado – o qual pode-se chamar de σ_ϵ^2 – é apenas 1/2 vezes o valor provável do quadrado da amplitude:

$$\sigma_\epsilon^2 = \langle \epsilon^2 \rangle = \frac{\langle A^2 \rangle}{2} = \frac{1}{4} \tau_\epsilon \mathcal{N} u^2 \quad (5.30)$$

Desta forma, seria a média do quadrado da flutuação de energia na oscilação de energia que seria produzida pelas emissões quânticas aleatórias, todas de mesma energia u . Isto deve corresponder aproximadamente às flutuações de energia em um anel de armazenamento se u fosse a energia quântica típica u_c e \mathcal{N} fosse a taxa média P_γ/u_c .

Um resultado equivalente aproximado pode ser obtido a partir de um simples argumento. A flutuação de energia típica vem do desvio da média do número de quantidade de energia emitida em um intervalo de amortecimento τ_ϵ . A média do número emitido é $\mathcal{N} \tau_\epsilon$, então o desvio RMS da média é $\sqrt{\mathcal{N} \tau_\epsilon}$ (distribuição de Poisson). Já que cada partícula quântica tem energia em torno de u_c , na média,

$$\sigma_\epsilon \approx \sqrt{\mathcal{N} \tau_\epsilon} u_c \quad (5.31)$$

Este resultado é parecido com o que foi obtido na equação (5.30). Note que, como $\mathcal{N} \approx P_\gamma/u_c$ e $\tau_\epsilon \approx E_0/P_\gamma$, também pode-se escrever

$$\sigma_\epsilon \approx \sqrt{E_0 u_c} \quad (5.32)$$

Concluindo: a flutuação de energia é aproximadamente a média geométrica entre a energia do elétron e a energia crítica do fóton!

Pode-se, então, fazer um cálculo mais preciso – o qual é um pouco mais complicado. Primeiro, porque existe uma distribuição estatística do tamanho das quantidades de energia. Segundo, porque tanto a distribuição quanto a taxa média podem variar ao longo do anel. Retornando à equação (5.27), deve-se considerar separadamente a contribuição de cada intervalo de tamanhos quânticos a $d\langle A^2 \rangle/dt$. Estas quantidades com energias entre u e $u + \Delta u$ – onde existem $n(u)\Delta u$ quantidades de energia emitidas por unidade de tempo – irão contribuir com

$$\Delta \left\{ \frac{d\langle A^2 \rangle}{dt} \right\} = u^2 n(u) \Delta u \quad (5.33)$$

Mas como a emissão quântica em várias energias não são correlacionadas, cada energia irá contribuir de forma independente ao crescimento aleatório de $\langle A^2 \rangle$. Então basta somar as contribuições de cada intervalo Δu :

$$\frac{d\langle A^2 \rangle}{dt} = \int_0^\infty u^2 n(u) du \quad (5.34)$$

Esta integral já foi analisada: é apenas $\mathcal{N} \langle u^2 \rangle$ (equação (5.17)). Logo,

$$\frac{d \langle A^2 \rangle}{dt} = \mathcal{N} \langle u^2 \rangle \quad (5.35)$$

A taxa de crescimento obtida depende da energia do elétron – a qual pode ser avaliada como a energia nominal E_0 – e do raio local de curvatura da trajetória ρ , ambos os quais podem variar ao longo do anel. Da derivação feita, pode-se esperar que o tempo para haver uma variação ”significante” na amplitude da oscilação de energia será da ordem da constante de tempo de amortecimento τ_ϵ . Como tanto o período de oscilação $\approx 1/\Omega$ quanto o tempo de amortecimento τ_ϵ são muito maiores que o período de uma revolução T_0 , pode-se substituir a rápida variação $\mathcal{N} \langle u^2 \rangle$ pelo seu valor médio em uma revolução no anel. Também pode-se criar um erro desprezível (na média) ao substituir o raio de curvatura instantâneo da trajetória ρ em cada azimutal s pelo raio local de curvatura na órbita ideal. Tomando a média de $\mathcal{N} \langle u^2 \rangle$ em uma revolução integrando com respeito à coordenada azimutal s , pode-se definir

$$Q_\epsilon = \langle \mathcal{N} \langle u^2 \rangle \rangle_s = \frac{1}{2\pi R} \oint \mathcal{N} \langle u^2 \rangle ds \quad (5.36)$$

Seguindo o resto da derivação como foi feito anteriormente, obtém-se para o quadrado da média da flutuação de energia:

$$\sigma_\epsilon^2 = \frac{1}{4} \tau_\epsilon Q_\epsilon \quad (5.37)$$

Este resultado pode parecer bem simples, porém as complicações estão escondidas nos termos τ_ϵ e Q_ϵ . Primeiro, para analisar Q_ϵ , é preciso avaliar $\mathcal{N} \langle u^2 \rangle$ na órbita ideal. Começando com a forma derivada na equação (5.18), pode-se obter P_γ na órbita ideal a partir da equação (4.4) fazendo $E = E_0$ e $1/\rho = G$ (veja a Subseção 2.2), então

$$(P_\gamma)_{\text{órbita ideal}} = \frac{cC_\gamma}{2\pi} E_0^4 G^2 \quad (5.38)$$

o que pode ser reescrito – utilizando a equação (4.9) – como

$$(P_\gamma)_{\text{órbita ideal}} = \frac{\langle P_\gamma \rangle_s G^2}{\langle G^2 \rangle_s} \quad (5.39)$$

E u_c na órbita ideal pode ser obtida pela equação (5.9):

$$(u_c)_{\text{órbita ideal}} = \frac{3}{2} \hbar c \gamma_0^3 |G| \quad (5.40)$$

Logo, tem-se que

$$(\mathcal{N} \langle u^2 \rangle)_{\text{órbita ideal}} = C_u \frac{3}{2} \hbar c \gamma_0^3 |G| \frac{\langle P_\gamma \rangle_s G^2}{\langle G^2 \rangle_s} \quad (5.41)$$

A única quantidade que varia ao longo da órbita ideal é G , então Q_ϵ pode ser escrito como¹⁰

$$Q_\epsilon = \frac{3}{2} C_u \hbar c \gamma_0^3 \frac{\langle P_\gamma \rangle \langle |G^3| \rangle}{\langle G^2 \rangle} \quad (5.42)$$

Tomando τ_ϵ da equação (4.54),

$$\tau_\epsilon = \frac{E_0}{J_\epsilon \langle P_\gamma \rangle} \quad (5.43)$$

pode-se finalmente reescrever a equação como

$$\sigma_\epsilon^2 = \frac{3 C_u \hbar m c^3 \gamma_0^4 \langle |G^3| \rangle}{4 J_\epsilon \langle G^2 \rangle} \quad (5.44)$$

O desvio padrão de energia relativo σ_ϵ/E_0 é normalmente mais significativo. Pode-se escrevê-lo como

$$\left(\frac{\sigma_\epsilon}{E_0} \right)^2 = \frac{C_q \langle |G^3| \rangle \gamma_0^2}{J_\epsilon \langle G^2 \rangle} \quad (5.45)$$

com C_q – a qual é chamada de constante quântica – dada por

$$C_q = \frac{3 C_u \hbar}{4 m c} = \frac{55}{32\sqrt{3}} \frac{\hbar}{m c} = 3.84 \times 10^{-13} \text{ m} \quad (5.46)$$

É muito próxima do comprimento de onda Compton do elétron.

O termo $|G^3|/J_\epsilon \langle G^2 \rangle$ é uma propriedade geométrica do campo guia. Mais especificamente,

$$\frac{\langle |G^3| \rangle}{J_\epsilon \langle G^2 \rangle} = \frac{1}{J_\epsilon} \frac{\oint |G^3(s)| ds}{\oint G^2(s) ds} \quad (5.47)$$

É aproximadamente igual ao inverso do raio de curvatura ”típico” da órbita ideal. O resultado da equação (5.45) é então aproximadamente γ^2 vezes a relação entre o comprimento de onda de Compton e o raio da órbita. Para qualquer anel, o espalhamento quântico induzido no desvio de energia relativo (σ_ϵ/E_0) varia de forma diretamente proporcional à energia do elétron.

Em um anel de armazenamento com campo guia isomagnético, a expressão geométrica acima é apenas $1/J_\epsilon \rho_0$, e

$$\left(\frac{\sigma_\epsilon}{E_0} \right)^2 = \frac{C_q \gamma_0^2}{J_\epsilon \rho_0} \text{ (isomag.)} \quad (5.48)$$

Em um anel de armazenamento isomagnético com 5m de raio de curvatura, elétrons armazenados com 1 GeV de energia irão ter um desvio de energia próximo a 0.04% da energia – ou em torno de 40 keV.

¹⁰Abandona-se o subscrito s na média sobre o anel pois já está claro que todas as quantidades mostradas estão sendo analisadas sobre s . Por exemplo, $\langle G^2 \rangle$ significa $\oint G^2(s) ds / L$ onde L é o comprimento da órbita.

5.3 Distribuição das Flutuações

O desvio de energia ϵ em qualquer instante t é o resultado da superposição das contribuições das emissões quânticas em todos os tempos anteriores t_i . Então pode-se escrever que

$$\epsilon(t) = \sum_{t_i < t} u_i e^{-(t-t_i)\alpha_\epsilon} \cos(\Omega(t-t_i)) \quad (5.49)$$

onde u_i é a energia quântica emitida no tempo t_i . Como o valor típico de $\epsilon(t)$ é muito maior que a energia quântica típica – veja a equação (5.32) – e os tempos t_i são aleatoriamente distribuídos, a soma em qualquer instante t consiste de contribuições de vários termos pequenos, os quais são estatisticamente independentes, e que tem probabilidades iguais de serem positivos ou negativos. É sabido¹¹ que o resultado desta soma é uma quantidade estocástica cujo valor provável é zero e sua variância segue uma distribuição normal – uma distribuição conhecida como Gaussiana. Isto é, a probabilidade $w(\epsilon)d\epsilon$ do desvio de energia estar dentro do intervalo $d\epsilon$ em ϵ é distribuída de acordo com

$$w(\epsilon)d\epsilon = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_\epsilon} e^{-\epsilon^2/2\sigma_\epsilon^2} d\epsilon \quad (5.50)$$

O parâmetro σ_ϵ é chamado de desvio padrão e é igual ao valor RMS do espalhamento da distribuição – isto é, a raiz quadrada de $\langle \epsilon^2 \rangle$ – e pode ser facilmente demonstrado pela integração direta:

$$\sigma_\epsilon^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} \epsilon^2 w(\epsilon) d\epsilon \quad (5.51)$$

(A função da distribuição $w(\epsilon)$ é normalizada de forma apropriada para que sua integral completa seja igual a 1.) O desvio padrão σ_ϵ é, portanto, a mesma quantidade que foi avaliada anteriormente.

Em um feixe de elétrons existe, normalmente, um número N grande de elétrons armazenados. Enquanto as interações entre os elétrons puderem ser ignoradas, a distribuição de energias em um *bunch* irá – em condições estacionárias – também ser descrita pela equação (5.50). Desta forma, o número de elétrons com energias entre ϵ e $\epsilon + d\epsilon$ será apenas $Nw(\epsilon)d\epsilon$. E a "largura média" do *spread* de energia do feixe será descrita por σ_ϵ .

Tanto a função de distribuição da equação (5.50) quanto o cálculo de σ_ϵ assumem que as oscilações de energia são lineares (considerando as não-linearidades, a equação (5.49) não é correta e os efeitos de uma emissão quântica individual não são mais independentes). No entanto, já foi visto que as oscilações de energia não são lineares para grandes desvios de energia. Se a função da tensão de RF

¹¹E vem do Teorema Central do Limite da teoria da probabilidade.

é significativamente não-linear nos desvios de tempo correspondentes aos desvios de energia em questão, deve-se esperar que a distribuição de probabilidade para ϵ seja distorcida com relação a distribuição ideal da equação (5.50). Porém, caso a não-linearidade não seja muito grande na maior parte da distribuição, espera-se que tanto σ_ϵ quanto a função de distribuição dos desvios de energia não sejam muito afetados.

A distribuição dos *spreads* de energia considerada implica em distribuições relacionadas a outros parâmetros das oscilações de energia. As relações entre elas são mais facilmente entendidas considerando a trajetória do elétron em um diagrama de espaço de fase, do mesmo tipo que foi discutido na Subseção 3.5. Suponha que o estado de uma oscilação de energia seja dado pelo seu desvio de energia ϵ e seu desvio de tempo "dimensionado" θ definido por

$$\theta = \frac{\Omega E_0}{\alpha} \tau \quad (5.52)$$

onde Ω é a frequência angular da oscilação de energia e α é o fator de compactação de momento, ambos constantes. Desta forma, θ difere por apenas um fator de escala de τ , o desvio de tempo original das oscilações de energia (veja a Subseção 3.5). Enquanto a taxa de amortecimento for pequena, θ pode ser definido de forma equivalente por

$$\theta = \frac{1}{\Omega} \frac{d\epsilon}{dt} \quad (5.53)$$

então θ também pode ser visto como uma derivada normalizada de ϵ .

Demonstração. Na Subseção 3.5 foi visto que τ e ϵ podem ser representados utilizando notação complexa:

$$\begin{aligned} \tau(t) &= \tilde{\tau} e^{-(\alpha_\epsilon - i\Omega)t} \\ \epsilon(t) &= \tilde{\epsilon} e^{-(\alpha_\epsilon - i\Omega)t} \end{aligned}$$

onde, se a taxa de amortecimento for pequena ($\alpha_\epsilon \ll \Omega$), tem-se que as amplitudes de oscilação de cada grandeza estão relacionadas da seguinte maneira:

$$\tilde{\epsilon} = -i \frac{\Omega E_0}{\alpha} \tilde{\tau}$$

Substituindo esta relação na equação de $\epsilon(t)$, tem-se que

$$\begin{aligned} \epsilon(t) &= -i \frac{\Omega E_0}{\alpha} \tilde{\tau} e^{-(\alpha_\epsilon - i\Omega)t} \\ &= -i \frac{\Omega E_0}{\alpha} \tau \end{aligned}$$

Derivando $\epsilon(t)$ com relação ao tempo, tem-se

$$\frac{d\epsilon}{dt} = i \frac{\Omega E_0}{\alpha} (\alpha_\epsilon - i\Omega)\tau$$

Mas já assumiu-se que $\alpha_\epsilon \ll \Omega$. Então, desprezando α_ϵ , tem-se

$$\frac{d\epsilon}{dt} = -i^2 \frac{\Omega^2 E_0}{\alpha} \tau = \frac{\Omega^2 E_0}{\alpha} \tau$$

Substituindo este resultado na equação (5.52):

$$\theta = \frac{\Omega E_0}{\alpha} \tau = \frac{1}{\Omega} \frac{\Omega^2 E_0}{\alpha} \tau = \frac{1}{\Omega} \frac{d\epsilon}{dt}$$

c.q.d. □

Agora pode-se representar o estado do movimento de um elétron por um ponto em um gráfico bidimensional onde ϵ e θ são coordenadas ortogonais – veja a Figura 35(a) – e onde uma oscilação de amplitude constante é descrita por um círculo. Então, enquanto os efeitos do amortecimento e da emissão quântica forem pequenos, pode-se considerar que, para qualquer pequeno intervalo de tempo, ϵ e θ variam como

$$\epsilon = A \cos(\varphi) \quad (5.54)$$

$$\theta = A \sin(\varphi) \quad (5.55)$$

onde

$$\varphi = \Omega t - \varphi_0 \quad (5.56)$$

e A é uma amplitude com variação lenta. Os termos A e φ são uma representação na forma polar do ponto em questão, e φ aumenta como Ωt .

Agora, a distribuição das oscilações de energia dos elétrons em um *bunch* pode ser representada pela distribuição de pontos no diagrama de espaço de fase indicada esquematicamente na Figura 35(b). Uma descrição completa da distribuição é dada especificando a densidade $\psi(\epsilon, \theta)$ no plano ϵ, θ . Isto é, $\psi(\epsilon, \theta) d\epsilon d\theta$ representa o número de elétrons encontrados no elemento de área $d\epsilon d\theta$ localizado em (ϵ, θ) . A projeção de $\psi(\epsilon, \theta)$ no plano horizontal já é conhecida. Se existem N elétrons em um *bunch*, é apenas $Nw(\epsilon)$. Mas em um quarto da oscilação cada elétron rotaciona um quarto de revolução em torno da origem da figura. Já que uma distribuição estacionária está sendo considerada – isto é, ela não varia com o tempo – as projeções nos eixos horizontal e vertical devem ser idênticas. Dito isso, o número de elétrons em um elemento de área $d\epsilon d\theta$ deve ser dado por

$$\psi(\epsilon, \theta) d\epsilon d\theta = \frac{N}{2\pi\sigma_\epsilon^2} e^{-(\epsilon^2 + \theta^2)/2\sigma_\epsilon^2} d\epsilon d\theta \quad (5.57)$$

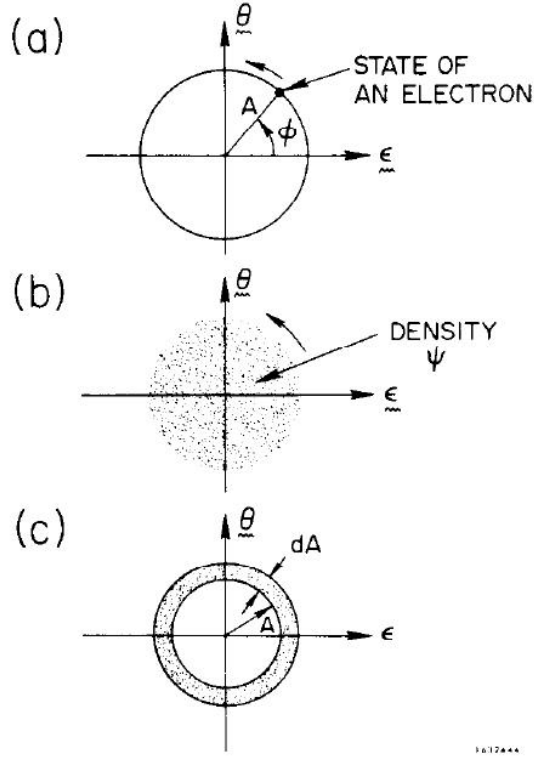


Figura 35: Espaço de fase dimensionado das oscilações de energia. Retirado de [1].

A projeção no eixo horizontal é

$$\int \psi(\epsilon, \theta) d\theta = \frac{N}{\sqrt{2\pi}\sigma_\epsilon} e^{-\epsilon^2/2\sigma_\epsilon^2} d\epsilon$$

que corresponde exatamente ao produto de N com $w(\epsilon)d\epsilon$ dado pela equação (5.50). De forma similar, a distribuição em θ é

$$\frac{N}{\sqrt{2\pi}\sigma_\epsilon} e^{-\theta^2/2\sigma_\epsilon^2} \quad (5.58)$$

Agora é hora de analisar a distribuição da amplitude das oscilações. Como $A^2 = \epsilon^2 + \theta^2$, a densidade de elétrons no plano ϵ, θ com amplitude A é apenas

$$\frac{N}{2\pi\sigma_\epsilon^2} e^{-A^2/2\sigma_\epsilon^2} \quad (5.59)$$

Definindo $g(A)dA$ como sendo o número de elétrons em um intervalo de amplitude dA em A , este número é apenas $2\pi A dA$ vezes a densidade em A (veja a Figura 35(c)). Logo,

$$g(A)dA = \frac{NA}{\sigma_\epsilon^2} e^{-A^2/2\sigma_\epsilon^2} dA \quad (5.60)$$

A média do quadrado de A é apenas $\langle A^2 \rangle$, que já foi discutido anteriormente. Por integração direta de $A^2 g(A) dA$ pode-se verificar que $\langle A^2 \rangle = 2\sigma_\epsilon^2$, como foi visto antes. Então o último resultado pode ser escrito como

$$g(A) dA = N \frac{2A}{\langle A^2 \rangle} e^{-A^2/\langle A^2 \rangle} dA \quad (5.61)$$

Suponha que $W = A^2$ seja uma medida da "oscilação de energia"¹² e que a oscilação de energia média $\langle W \rangle$ seja computada. Como o intervalo de energia dW corresponde a $2AdA$, o número de elétrons presentes no intervalo dW em W é

$$h(W) dW = \frac{N}{\langle W \rangle} e^{-W/\langle W \rangle} dW \quad (5.62)$$

A distribuição das oscilações de energia é puramente exponencial e corresponde à distribuição de Boltzman de energias em um conjunto de sistemas mecânicos em equilíbrio térmico – com energia característica $\langle W \rangle$ dada por

$$\langle W \rangle = \langle A^2 \rangle = 2\sigma_\epsilon^2 \quad (5.63)$$

5.4 Comprimento do *bunch*

Foi visto que a distribuição do desvio de tempo normalizado θ é Gaussiana com desvio padrão igual ao desvio padrão das oscilações de energia σ_ϵ – veja a equação (5.57). Segue que a flutuação das oscilações de energia é acompanhada de flutuações associadas ao desvio de tempo τ , e o desvio padrão σ_τ dessas flutuações é – veja a equação (5.52) –

$$\sigma_\tau = \frac{\alpha}{\Omega E_0} \sigma_\epsilon \quad (5.64)$$

Para um campo guia isomagnético, a equação (5.48) leva a

$$\sigma_\tau^2 = \frac{\alpha^2}{\Omega^2} \frac{C_q \gamma_0^2}{J_\epsilon \rho_0} \quad (isomag.) \quad (5.65)$$

Tomando Ω^2 da equação (3.46),

$$\sigma_\tau^2 = \frac{\alpha T_0 E_0}{e \dot{V}_0} \frac{C_q \gamma_0^2}{J_\epsilon \rho_0} = \frac{2\pi C_q}{(mc^2)^2} \frac{\alpha R}{J_\epsilon \rho_0} \frac{E_0^3}{e \dot{V}_0} \quad (isomag.) \quad (5.66)$$

O *spread* σ_τ no desvio de tempo multiplicada por c resulta no *spread* do deslocamento longitudinal com relação ao centro do *bunch* – chamado também de comprimento médio do *bunch*.

¹² W é diretamente proporcional à – mas diferente por um fator numérico – "oscilação de energia" definida na Subseção 3.6.

Se a energia E_0 do feixe armazenado em um anel de armazenamento em particular varia enquanto a inclinação da tensão de RF (\dot{V}_0) se mantém constante, o comprimento do *bunch* irá aumentar com $E_0^{2/3}$. No entanto, pode ser vantajoso ajustar a tensão de RF quando a energia varia de forma que o pico da tensão de RF se mantenha proporcional a E_0^3 e, pela equação (5.66), o comprimento do *bunch* será independente da energia. O comprimento constante do *bunch* – $2c\sigma_\tau$ neste caso – será em torno de 10% da distância entre os centros dos *bunches*.

Em vários anéis de armazenamento que foram construídos até então, foi observado que o comprimento do *bunch* tende a ser maior do que foi previsto aqui por um fator significativo que depende do número de elétrons armazenado no *bunch*. O mecanismo responsável por essa anomalia ainda não foi entendido.

5.5 Largura do feixe

A emissão quântica discreta durante a radiação síncrotron também irá excitar as oscilações betatron, e estas oscilações quanticamente induzidas são responsáveis pela extensão lateral do feixe de elétrons armazenado. Primeiramente, deve-se analisar os efeitos quânticos nas oscilações betatron horizontais. Da mesma forma que na Subseção 5.3, em um primeiro momento apenas as propriedades estatísticas mais gerais das flutuações serão analisadas.

Na Subseção 4.3, foi analisado o efeito de uma pequena perda de energia δE – onde foi assumido que esta perda ocorre em um comprimento de caminho contínuo $\delta\ell$ – sob a suposição de que a perda de momento era paralela à direção do movimento. Os resultados desta análise podem ser utilizados aqui fazendo apenas uma adaptação: igualando δE à energia quântica u – mantendo por hora a suposição de que a emissão quântica muda apenas a magnitude do momento, não sua direção. Da Subseção 4.3, sabe-se que uma variação na energia é acompanhada por uma variação no deslocamento betatron apenas porque ocorre um deslocamento repentino com relação à trajetória de referência – a órbita fechada – em torno da qual as oscilações ocorrem. Tomando os resultados das equações (4.36) e (4.39), a emissão quântica de energia u irá resultar numa mudança δx_β no deslocamento betatron e numa mudança $\delta x'_\beta$ na inclinação betatron dadas por

$$\delta x_\beta = -\eta \frac{u}{E_0} \quad \delta x'_\beta = -\eta' \frac{u}{E_0} \quad (5.67)$$

O efeito que este distúrbio repentino terá sobre as oscilações betatron irá depender de em qual parte do anel de armazenamento a emissão quântica ocorrerá – e onde as oscilações estão sendo observadas. Foi visto na Subseção 2.6 como relacionar as oscilações observadas em uma coordenada azimutal com outras encontradas em coordenadas diferentes; então, por conveniência, pode-se analisar os efeitos quânticos pelo efeitos deles sobre as oscilações em uma coordenada azimutal fixa – diga-se s_1 – e depois transferir o resultados para qualquer outro ponto. O raciocínio, então, pode ser o seguinte: (1) Analisar os efeitos em s_1 de

uma emissão quântica ocorrida em outro ponto s_2 . (2) Considerar a média em todos as energias que podem ser emitidas em s_2 . (3) Somar as contribuições de todos os possíveis valores de s_2 .

Na Subseção 2.6 foi considerado o movimento resultante em s_1 a partir das "condições iniciais" x_2 e x'_2 em s_2 , e o resultado pode ser escrito na forma¹³

$$x_\beta(s_1, t_j) = a\sqrt{\beta_1}\cos(\varphi_j) \quad (5.68)$$

onde φ_j são as fases de oscilação nos tempos t_j de sucessivas passagens do elétron pelo ponto s_1 , β_1 a função betatron no ponto s_1 e a um fator de amplitude invariante dado por

$$a^2 = \frac{1}{\beta_2} \left[x_2^2 + \left(\beta_2 x'_2 - \frac{1}{2} \beta'_2 x_2 \right)^2 \right] \quad (5.69)$$

Colocando x_2 e x'_2 como o distúrbio da equação (5.67) e escrevendo para δa^2 a amplitude resultante, tem-se que a emissão quântica de energia u em s_2 resultará numa amplitude

$$\delta a^2 = \frac{u^2}{E_0^2} \frac{1}{\beta_2} \left[\eta_2^2 + \left(\beta_2 \eta'_2 - \frac{1}{2} \beta'_2 \eta_2 \right)^2 \right] \quad (5.70)$$

Todas as quantidades que depende de s no lado direito da equação serão avaliadas em s_2 , então define-se uma nova função dependente de s :

$$\mathcal{H}(s) = \frac{1}{\beta} \left[\eta^2 + \left(\beta \eta' - \frac{1}{2} \beta' \eta \right)^2 \right] \quad (5.71)$$

a qual é especificada pelas propriedades do campo guia. Então a equação (5.70) se torna apenas

$$\delta a^2 = \frac{u^2}{E_0^2} \mathcal{H}(s_2) \quad (5.72)$$

Este resultado representa a amplitude final quando a amplitude inicial é zero. O que aconteceria se a amplitude inicial a fosse diferente de zero e uma emissão quântica ocorresse? Como foi visto no início da Subseção 4.3 para uma amplitude A , enquanto não houver nenhuma relação entre a fase da oscilação inicial e a ocorrência do evento quântico – isto é, que a emissão quântica for totalmente aleatória – então a mudança provável no valor de a^2 é apenas o δa^2 que foi calculado. Portanto, pode-se dizer que a mudança provável na amplitude invariante provável da oscilação beatron causada pela emissão quântica de energia u em s_2 será

$$\delta \langle a^2 \rangle = \frac{u^2}{E_0^2} \mathcal{H}(s_2) \quad (5.73)$$

¹³Fica claro que β significa, neste caso, β_x .

Agora já é conhecido o que vai acontecer se uma emissão quântica ocorrer em s_2 ; o próximo questionamento é sobre qual a probabilidade deste evento ocorrer. Considere o que acontece quando um elétron viaja por um distância Δs em s_2 – o que demorará $\Delta t = \Delta s/c$. Tomando as definições da Subseção 5.1, a probabilidade de ocorrer uma emissão quântica é $\mathcal{N}\Delta s/c$, o valor provável de u^2 para a emissão ocorrida é $\langle u^2 \rangle$. Então uma mudança no valor provável de a^2 no elemento de trajetória Δs pode ser escrito como

$$\delta \langle a^2 \rangle = \frac{\{\mathcal{N}\Delta s \langle u^2 \rangle \mathcal{H}(s)\}_2}{cE_0^2} \quad (5.74)$$

O subscrito acima significa que todas as quantidades dentro das chaves deverão ser avaliadas em s_2 (tanto \mathcal{N} quanto $\langle u^2 \rangle$ dependem do raio local de curvatura da trajetória).

Suponha que todas as contribuições para mudanças em $\langle a^2 \rangle$ durante uma volta do elétron ao redor do anel sejam computadas. A mudança resultante, a qual será chamada de $\Delta \langle a^2 \rangle$, é obtida integrando o lado direito da equação (5.74) ao redor do anel:

$$\Delta \langle a^2 \rangle = \frac{1}{cE_0^2} \oint \{\mathcal{N} \langle u^2 \rangle \mathcal{H}\}_2 ds_2 \quad (5.75)$$

Como antes¹⁴, será conveniente representar a integral como o produto entre o comprimento da órbita $2\pi R$ e o valor médio – com respeito a s – do integrando:

$$\Delta \langle a^2 \rangle = \frac{2\pi R}{cE_0^2} \langle \mathcal{N} \langle u^2 \rangle \mathcal{H} \rangle_s \quad (5.76)$$

Apesar de \mathcal{N} e $\langle u^2 \rangle$ dependerem da trajetória real do elétron – a qual pode mudar de uma volta para outra – eles quase não serão diferentes dos seus valores na órbita ideal. Além disso, as diferenças irão, até uma análise de primeira ordem dos deslocamentos com relação à órbita ideal, ser zero na média. Como apenas o efeito cumulativo de várias revoluções é relevante, nenhum erro significativo será feito ao analisar a média na equação (5.76) avaliando $\mathcal{N} \langle u^2 \rangle$ na órbita ideal. Desta forma, a média ao longo de s deve ser interpretada desta maneira.

A variação $\Delta \langle a^2 \rangle$ da equação (5.76) ocorre no tempo de uma revolução, ou seja, em $2\pi R/c$. Logo, pode-se escrever que

$$\frac{d \langle a^2 \rangle}{dt} = Q_x = \frac{\langle \mathcal{N} \langle u^2 \rangle \mathcal{H} \rangle_s}{E_0^2} \quad (5.77)$$

Isto é, claro, apenas a contribuição do distúrbio quântico. Como na Subseção 5.2, ainda é preciso adicionar o efeito médio da radiação o qual contribui com o termo

¹⁴A mesma linha de raciocínio da Subseção 5.3 será utilizada, então os detalhes desta dedução não serão discutidos novamente.

de amortecimento

$$\frac{d\langle a^2 \rangle}{dt} = -\frac{2\langle a^2 \rangle}{\tau_x} \quad (5.78)$$

onde τ_x é a constante de tempo de amortecimento das oscilações betatron radiais. Em condições estacionárias, a derivada total com relação ao tempo – a soma da equações (5.77) e (5.78) – é zero. Então, o valor estacionário esperado de a^2 é

$$\langle a^2 \rangle = \frac{1}{2}\tau_x Q_x \quad (5.79)$$

Retornando à equação (5.68), deseja-se analisar o valor esperado do *spread* nos deslocamentos betatron. Elevando ao quadrado e tomando o valor esperado de $x_\beta(s_1)$, pode-se escrever que o *spread* RMS no deslocamento betatron radial em s_1 é dado por

$$\sigma_{x\beta}^2(s_1) = \langle x_\beta^2(s_1) \rangle = \frac{1}{2}\langle a^2 \rangle \beta_1 \quad (5.80)$$

Como a azimutal s_1 pode estar em qualquer ponto do anel, pode-se abandonar seu subscrito. Combinando as duas últimas equações, tem-se que

$$\sigma_{x\beta}^2(s) = \frac{1}{4}\tau_x Q_x \beta(s) \quad (5.81)$$

A forma deste resultado é similar ao que foi obtido para σ_ϵ . Tanto τ_x quanto Q_x são números os quais são determinados a partir de propriedades gerais do campo guia – portanto, não variam com s . A única variação de $\sigma_{x\beta}$ vem do fator $\beta(s)$. Então este é o resultado obtido para o *spread* horizontal do feixe de elétrons armazenado devido às oscilações betatron induzidas pela emissão quântica.

Para entender o significado físico deste resultado, é preciso analisar as complexidades escondidas em τ_x e Q_x . Tomando $\mathcal{N}\langle u^2 \rangle$ da equação (5.41),

$$Q_x = \frac{3}{2}C_u \hbar c \gamma_0^3 \frac{\langle P_\gamma \rangle_s \langle |G^3| \mathcal{H} \rangle_s}{\langle G^2 \rangle} \quad (5.82)$$

onde $G(s)$ é o inverso do raio de curvatura da órbita, e $\mathcal{H}(s)$ é a função da equação (5.71). Tomando τ_x da equação (4.54), tem-se que

$$\frac{\sigma_{x\beta}^2}{\beta} = \frac{1}{4}\tau_x Q_x = \frac{C_q \gamma_0^2 \langle |G^3| \mathcal{H} \rangle_s}{J_x \langle G^2 \rangle_s} \quad (5.83)$$

onde C_q é o coeficiente quântico definido na equação (5.46).

Para um campo guia isomagnético ($G = 1/\rho_0$, ou zero) o resultado é simplificado para

$$\frac{\sigma_{x\beta}^2}{\beta} = \frac{C_q \gamma_0^2 \langle \mathcal{H} \rangle_{mag}}{J_x \rho_0} \quad (isomag.) \quad (5.84)$$

onde $\langle \mathcal{H} \rangle_{mag}$ é a média de \mathcal{H} tomada apenas nos magnetos. Isto é,

$$\langle \mathcal{H} \rangle_{mag} = \frac{1}{2\pi\rho_0} \int_{mag} \frac{1}{\beta} \left\{ \eta^2 + \left(\beta\eta' - \frac{1}{2}\beta'\eta \right)^2 \right\} ds \quad (5.85)$$

Comparando a equação (5.84) com a equação (5.48), nota-se que para um campo guia isomagnético pode-se escrever que

$$\frac{\sigma_{x\beta}^2(s)}{\beta(s)} = \frac{J_\epsilon \langle \mathcal{H} \rangle_{mag}}{J_x} \left(\frac{\sigma_\epsilon}{E_0} \right)^2 \quad (5.86)$$

Para um cálculo preciso de $\sigma_{x\beta}$, a integral da equação (5.85) precisa ser avaliada. No entanto, pode-se obter uma aproximação simples – mas usualmente muito boa – fazendo uso de relações aproximadas discutidas na Subseção 3.3. A equação (3.22) dá uma boa aproximação para $\eta(s)$:

$$\eta(s) \approx \left(\frac{\alpha R}{\nu_x} \right)^{1/2} \beta_x^{1/2}(s) \quad (5.87)$$

Considerando que esta aproximação é válida e $\beta\eta'$ e $1/2\beta_1\eta$ são constantes ao longo do anel, \mathcal{H} é apenas uma constante! Mais especificamente,

$$\mathcal{H} \approx \frac{\alpha R}{\nu_x} \quad (5.88)$$

e a equação (5.86) torna-se

$$\frac{\sigma_{x\beta}(s)}{\beta(s)} \approx \frac{J_\epsilon}{J_x} \frac{\alpha R}{\nu_x} \left(\frac{\sigma_\epsilon}{E_0} \right)^2 \quad (isomag.) \quad (5.89)$$

De forma alternativa, a equação (5.84) pode ser escrita como

$$\frac{\sigma_{x\beta}(s)}{\beta(s)} \approx \frac{C_q \alpha R \gamma_0^2}{J_x \rho_0 \nu_x} \quad (isomag.) \quad (5.90)$$

O *spread* betatron radial é proporcional à energia dos elétrons armazenados e à média geométrica de C_q e a um tamanho que é característico do campo guia.

Para ter uma noção qualitativa da ordem de magnitude desse efeito, pode-se substituir β do lado direito da equação (5.89) pelo seu valor típico $\beta_n = R/\nu_x$ e substituir α pelo seu equivalente aproximado $1/\nu_x^2$ – veja a Subseção 2.8 e a Subseção 3.3 – para obter

$$\left(\frac{\sigma_{x\beta}}{\beta_n} \right)^2 \approx \frac{J_\epsilon}{J_x \nu_x^2} \left(\frac{\sigma_\epsilon}{E_0} \right)^2 \quad (5.91)$$

A relação entre $\sigma_{x\beta}$ e β_n é a mesma que a relação entre σ_ϵ e E_0 , exceto por um fator $J_\epsilon/J_x \nu_x^2$ que é aproximadamente $1/3$. Como já foi apontado anteriormente,

σ_ϵ/E_0 é apenas γ vezes o comprimento de onda de Compton pelo raio de curvatura magnético. Para um típico anel de armazenamento de 1 GeV, $\beta_n \approx 6$ metros e $\sigma_\epsilon/E_0 \approx 4 \times 10^{-4}$ (como foi visto anteriormente); então $\sigma_{x\beta} \approx 1.4$ milímetros.

Como foi discutido na Subseção 5.3 para os desvios de energia, a probabilidade de encontrar qualquer deslocamento betatron em particular irá variar conforme uma função de erro normal. Isto é, a probabilidade de encontrar um elétron em particular com deslocamento betatron entre x_β e $x_\beta + dx_\beta$ será

$$w(x_\beta)dx_\beta = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{x\beta}} e^{-x_\beta^2/2\sigma_{x\beta}^2} dx_\beta \quad (5.92)$$

Considerando um *bunch* em particular que contém N elétrons, quando ele passar em uma azimutal particular s , o número de elétrons $n(x_\beta)$ que estão no intervalo radial dx_β em x_β é

$$n(x_\beta)dx_\beta = Nw(x_\beta)dx_\beta \quad (5.93)$$

e, portanto, também possui uma distribuição Gaussiana. Pode-se pensar, então, o feixe armazenado como um objeto difuso com uma largura média (a qual depende de s) dada pelo desvio padrão $\sigma_{x\beta}$ da sua distribuição em raio.

No entanto, não deve-se esquecer que o *spread* radial total tem contribuições tanto das oscilações betatron quanto das oscilações de energia, já que o *spread* de energias dos elétrons em um *bunch* levam a um *spread* radial associado. Retomando a ideia de que um elétron com desvio de energia ϵ move-se sobre uma órbita a qual seu deslocamento radial varia com a posição azimutal s de acordo com $x_\epsilon(s) = \eta(s)\epsilon/E_0$, segue que o quadrado do *spread* radial devido ao *spread* de energia é

$$\sigma_{x\epsilon}^2(s) = \eta^2(s) \frac{\sigma_\epsilon^2}{E_0^2} \quad (5.94)$$

Agora os períodos das oscilações de energia e das oscilações betatron são bem diferentes, e certamente não podem ser mensurados juntos de forma precisa. Portanto, deve-se considerar que – apesar de ambos serem estimulados pelos mesmos eventos estocásticos – eles são estatisticamente independentes. Desta forma, pode-se adicionar suas contribuições ao *spread* radial total elevando suas quantidades ao quadrado e escrever que

$$\sigma_x^2 = \sigma_{x\beta}^2 + \sigma_{x\epsilon}^2 \quad (5.95)$$

Considerando um campo guia isomagnético, pode-se tomar $\sigma_{x\beta}^2$ da equação (5.86) e utilizar a equação (5.48) para σ_ϵ , então tem-se que

$$\sigma_x^2(s) = \frac{C_q \gamma_0^2}{\rho_0} \left[\frac{\langle \mathcal{H} \rangle_{mag} \beta(s)}{J_x} + \frac{\eta^2(s)}{J_\epsilon} \right] \quad (isomag.) \quad (5.96)$$

Ou também pode-se utilizar as expressões aproximadas das equações (5.87) e (5.88) para η e \mathcal{H} , assim os dois termos contidos entre os colchetes resultarão em apenas J_x/J_ϵ e pode-se escrever que

$$\sigma_x^2(s) \approx \sigma_{x\beta}^2 \left(1 + \frac{J_x}{J_\epsilon}\right) \quad (isomag.) \quad (5.97)$$

As duas contribuições para o *spread* radial variam juntas, então sua soma é um fator constante. Relembrando que J_ϵ é tipicamente em torno do dobro de J_x , tem-se que

$$\sigma_x \approx \sqrt{1.5} \sigma_{x\beta} \quad (5.98)$$

Os resultados desta seção não levam em consideração os efeitos de acoplamento entre as oscilações radial e vertical. Se este acoplamento existir, os resultados devem ser modificados como na análise a seguir.

5.6 Altura do feixe

No cálculo da largura do feixe, assumiu-se que a emissão quântica não alterava a direção do movimento do elétron. Esta suposição não está totalmente correta. Qualquer evento quântico individual pode causar um pequeno impulso transversal no elétron. Pode-se pensar que um evento quântico corresponde à emissão de um fóton com momento u/c com ângulo θ_γ com relação ao momento do elétron. Assim, haverá uma componente transversal de momento igual a $\theta_\gamma u/c$. A conservação de momento requer que haja uma mudança correspondente no momento transversal $x'E_0/c$ – veja a Figura 36. Isto é, haverá uma mudança em x' dada por

$$\delta x' = \frac{u}{E_0} \theta_x \quad (5.99)$$

onde θ_x é a projeção horizontal de θ_γ . A maior parte da radiação síncrotron é emitida na direção do movimento do elétron, mas é espalhada em um cone com ângulo médio $1/\gamma$. Então pode-se considerar que θ_γ é tipicamente da ordem de $1/\gamma$. O termo η' que aparece na equação (5.67) tem sua ordem de magnitude próxima da unidade, então negligenciar a contribuição da equação (5.99) no movimento radial é razoável.

No entanto, deve-se considerar quais serão os efeitos causados pela emissão quântica no movimento betatron vertical. Se a órbita ideal está apenas sobre o plano, não existem efeitos de primeira ordem advindos da emissão quântica no movimento vertical (isto é, a função vertical correspondente é praticamente nula). O único efeito remanescente seria advindo da distribuição angular da radiação. Hora de analisar a magnitude deste efeito.

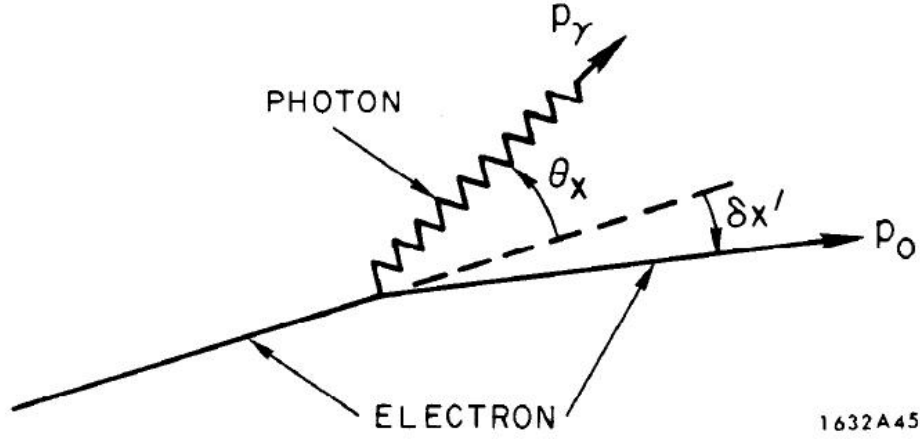


Figura 36: Mudança na direção do movimento do elétron devido à emissão de um fóton. Retirado de [1].

Pode-se utilizar os resultados da análise anterior substituindo a equação (5.67) por

$$\delta z = 0 \quad \delta z' = \frac{u}{E_0} \theta_z \quad (5.100)$$

onde θ_z é a projeção vertical do ângulo de emissão de um fóton. A equação (5.73) se tornaria – lembrando que o subscrito z serve apenas para lembrar que uma oscilação vertical está sob análise –

$$\delta \langle a_z^2 \rangle = \frac{u^2}{E_0^2} \theta_z^2 \beta_z(s_2) \quad (5.101)$$

Seguindo com as derivações, no lugar da equação (5.81) seria

$$\sigma_z(s) = \frac{1}{4} \tau_z Q_z \beta_z(s) \quad (5.102)$$

com

$$Q_z = \frac{\langle \mathcal{N} \langle u^2 \theta_z^2 \rangle \beta_z \rangle_s}{E_0^2} \quad (5.103)$$

Para avaliar Q_z , é preciso levar em consideração a variação do espectro de frequência da radiação síncrotron com o ângulo de emissão. Como o efeito analisado é sempre pequeno, um cálculo aproximado é suficiente. Suponha, primeiramente, a aproximação

$$\langle u^2 \theta_z^2 \rangle \approx \langle u^2 \rangle \langle \theta_z^2 \rangle \quad (5.104)$$

Pode-se aproximar a média do quadrado da projeção angular por 1/2 vezes o valor médio de θ_γ , ou seja,

$$\langle \theta_z^2 \rangle \approx \frac{1}{2\gamma_0^2} \quad (5.105)$$

Também aproxima-se $\beta_z(s)$ pelo seu valor típico β_n . Então, tem-se que

$$Q_z \approx \frac{\langle \mathcal{N} \langle u^2 \rangle \rangle_s \beta_n}{\gamma_0^2 E_0} \quad (5.106)$$

Lembre-se que a média de $\mathcal{N} \langle u^2 \rangle$ é apenas Q_ϵ definido na Subseção 5.2. Logo,

$$\frac{\sigma_z^2}{\sigma_\epsilon^2} \approx \frac{\tau_z Q_z \beta_n}{\tau_\epsilon Q_\epsilon} \approx \frac{J_\epsilon}{J_z} \frac{\beta_n^2}{\gamma_0^2 E_0^2} \quad (5.107)$$

Para uma órbita ideal plana, $J_z \approx 1$. Considerando apenas o caso isomagnético, pode-se tomar σ_ϵ^2/E_0^2 da equação (5.48) e escrever que

$$\sigma_z^2 \approx \frac{C_q \beta_n^2}{\rho_0} \quad (isomag.) \quad (5.108)$$

Grosseiramente falando, β_n é da mesma ordem que ρ_0 e

$$\sigma_z^2 \approx C_q \beta_n \quad (5.109)$$

As oscilações verticais induzidas pela emissão quânticas são independentes da energia e menores que as oscilações radiais por um fator $1/\gamma_0^2$. De fato, elas são muito pequenas.

As oscilações verticais dadas pela equação (5.108) são tão pequenas que elas sempre serão desprezíveis em comparação com as oscilações verticais produzidas por qualquer outro efeito maior – um acoplamento da oscilação de energia advinda das oscilações betatron horizontais nas oscilações verticais. Estes efeitos não foram considerados na análise da natureza das oscilações betatron (Seção 2) pois estas perturbações são essencialmente de segunda ordem. Uma análise das perturbações esperadas devido a imperfeições na construção de um anel de armazenamento real mostra que o acoplamento entre as oscilações horizontal e vertical tende a produzir uma altura de feixe a qual é ao menos uma pequena porcentagem da largura do feixe, a qual tem um valor muito maior que a largura mínima intrínseca calculada.

De fato, como será visto depois, às vezes deseja-se obter uma altura de feixe maior que a produzida pelas imperfeições acidentais. E isto pode ser feito introduzindo propositalmente um acoplamento entre as oscilações vertical e horizontal – que pode ser causado por elementos magnéticos especiais (quadrupolos *skew*) ou operando o anel próximo da ressonância entre ν_x e ν_z , ou pela combinação destas duas maneiras.

Uma análise detalhada do acoplamento das oscilações horizontal e vertical não faz parte do escopo deste documento, mas uma visão fenomenológica do assunto seria interessante. Suponha que g_x e g_z representem o quadrado dos invariantes das amplitudes das oscilações radial e vertical, respectivamente. Isto é,

$$g_x = \frac{\sigma_x^2(s)}{\beta_x(s)} \quad g_z = \frac{\sigma_z^2(s)}{\beta_z(s)} \quad (5.110)$$

Para o caso especial em que as taxas de amortecimento das oscilações vertical e horizontal são iguais, pode-se argumentar da seguinte forma. Sem acoplamento

$$g_x = g_0 = \frac{1}{4}\tau_x Q_x \quad (5.111)$$

– da equação (5.81). Quando o acoplamento é considerado, a excitação quântica das oscilações radiais pode ser dividida com as oscilações verticais em qualquer proporção numa divisão igualitária. Isto é, tem-se

$$g_z = \kappa g_x \quad (5.112)$$

onde κ é o "coeficiente de acoplamento". A princípio, κ pode ser qualquer número entre 0 e 1, apesar de na prática ser geralmente difícil reduzir κ abaixo de 1 por cento ou algo em torno disso. Como a excitação está sendo compartilhada, as excitações combinadas precisam ser iguais a g_0 :

$$g_x + g_z = g_0 \quad (5.113)$$

De forma equivalente,

$$g_z = \frac{\kappa}{1 + \kappa} g_0 \quad (5.114)$$

$$g_x = \frac{1}{1 + \kappa} g_0 \quad (5.115)$$

A excitação g_0 pode ser avaliada a partir de qualquer expressão derivada para $\sigma_{x\beta}^2$ (sem considerar acoplamento) na Página 125. Para qualquer coeficiente de acoplamento κ , g_x e g_z são obtidos; e a partir da largura e da altura médias do feixe, σ_x e σ_z podem ser encontrados pela equação (5.110).

Desta forma, a altura máxima do feixe pode ser obtida quando $\kappa = 1$. Então $(g_z)_{max} = g_0/2$ e

$$\frac{(\sigma_z^2)_{max}}{\beta_z} = \frac{1}{8}\tau_x Q_x \quad (5.116)$$

Usando os resultados aproximados analisados anteriormente para um campo guia isomagnético, pode-se escrever que o *spread* máximo vertical do feixe é

$$\frac{(\sigma_z^2)_{max}}{\beta} \approx \frac{C_q \alpha R \gamma_0^2}{2\rho_0 \nu_x} \quad (isomag.) \quad (5.117)$$

onde, como foi assumido que $\tau_x = \tau_z$, $J_x = J_z = 1$.

Em princípio, tanto a largura quanto a altura do feixe não podem ser aumentados por estimulação artificial das oscilações transversais – por exemplo, por aplicação periódica de impulsos elétricos ou forças magnéticas sobre o feixe armazenado. Na prática, no entanto, estes estímulos externos irão resultar em movimentos coerentes de grandes quantidades de elétrons em um *bunch*, o que sabe-se que causa efeitos depreciativos na luminosidade de feixes colisores. Apesar disso, é pouco provável que o aumento do feixe possa ser usado em anéis mais modernos que possam operar com diferentes sintonias para cada feixe colisor.

Referências

- 1 SANDS, M. **The physics of electron storage rings: an introduction.**
[S.l.]: Stanford Linear Accelerator Center Stanford, CA 94305, 1970.