

BTCF 上离子引起的束流不稳定性研究*

罗云 张闯 国智元

(中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

摘要 对所设计的北京 τ -粲工厂(BTCF)高亮度对撞模式下电子环中的离子引起的束流不稳定性做了研究. 计算了不同束团填充空隙下的离子俘获比, 然后用自编的模拟程序对 BTCF 上快束流-离子不稳定性做了模拟跟踪, 得到的快束流-离子不稳定性的增长时间和理论解析计算值基本一致.

关键词 离子俘获 快束流-离子不稳定性 强弱作用模型

1 概述

电子束流在加速器真空束流管道中作回旋运动, 直接或间接电离残余气体, 在束流管道之中产生出大量的气体分子的离子, 在合适的条件下, 某些离子被束团串稳定俘获, 这就是离子俘获. 离子俘获最直接的后果是引起束流轨道附近真空局部变坏, 从而导致束流寿命下降; 另外, 离子俘获还会引起束流横向尺寸的增大、束流横向振荡的非相干频移和频散, 以及引起耦合束团不稳定性. 离子俘获是一种早为人们所熟知的一种由外来粒子引起的束流不稳定性, 在长期的实际机器运行中, 人们找到了不少的克服离子俘获的办法, 比如部分填充、束流振动、加清洗电极等.

新一代大型粒子工厂, 比如 B 介子工厂, 一般采用双环多束团交叉对撞, 束流发射度比较小, 对于其上的多圈离子俘获的克服方法一般是采用束团串注入, 预留足够长的束团填充空隙. 但是, 由于新一代大型粒子工厂的束团串较长, 俘获在束团串内的离子数量比较大, 这种由俘获在束团串内的离子引起的束流不稳定性叫快束流-离子不稳定性. 快束流-离子不稳定性首先是在 1995 年从理论上预见的^[1,2], 随后在一些机器上做了不少细致的实验研究, 实验观测结果和理论符合得比较好.

BTCF 作为新一代粒子工厂, 尽管其环尺寸相对 B 工厂小一些, 束团串内束团数较少, 束流发射度也较大, 但 BTCF 也有其自身的特点, 因此对 BTCF 电子环上的离子引起的束流不稳定性的研究是很有必要的. 本文采用王东博士论文^[3]给出的 BTCF 高亮度对撞模式, 表 1 是该模式的一些基本参数.

2000-02-14 收稿

* 国家自然科学基金资助(19975063)

表 1 BTCF 高亮度模式的一些机器和束流主要参数

环周长 $C(\text{m})$	385.421	横向工作点 Q_x/Q_y	11.23/11.27
束流能量 $E(\text{GeV})$	2.0	阻尼时间 $\tau_x/\tau_y/\tau_e(\text{ms})$	34.18/32.86/14.43
回旋频率 $f_{\text{rev}}(\text{MHz})$	0.7778	自然发射度 $\epsilon_{x0}(\text{nm})$	148
高频谐波数 h	612	$\beta_x^*/\beta_y^*(\text{m})$	0.66/0.01
动量压缩因子 α_p	0.0144	相对能量散度 $\frac{\sigma_e}{E}$	5.84×10^{-4}

2 多圈离子的清除

根据离子俘获的线性理论,当束团均匀分布、电子数均匀填充时,如果离子被束团串俘获,那么离子在束流中心轨道附近作准简谐运动,其横向运动方程为

$$\frac{d^2 z}{ds^2} + \Omega_{x,y}^2 z = 0, \quad (1)$$

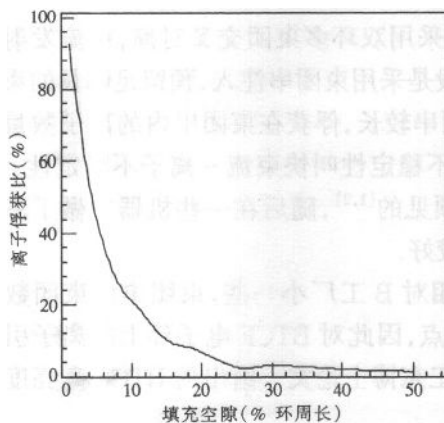
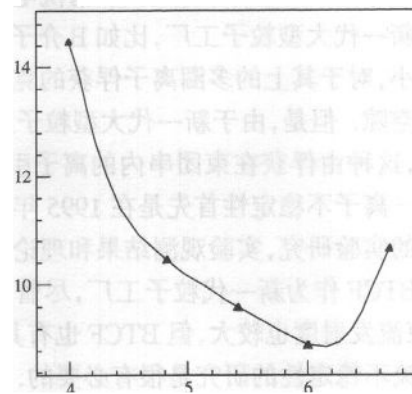
$$\Omega_{x,y} = \left[\frac{2\lambda_e r_p c^2}{A\sigma_{e,x,y}(\sigma_{e,x} + \sigma_{e,y})} \right]^{1/2}, \quad (2)$$

其中 z 可以指代离子横向位移 x 或 y , $\Omega_{x,y}$ 是单个离子的振荡角频率, λ_e 是全环束流电子数的平均密度, r_p 是质子的经典半径, c 是光速, A 是某种被俘获离子的质量数, $\sigma_{e,x}$ 和 $\sigma_{e,y}$ 是离子被俘获处的横向束团尺寸。

假设离子在束团串中的振荡角频率为 $\Omega_{x,y}$, 束流回旋周期为 T_0 , 束团填充空隙为 $c\Delta T$, c 为光速, 根据离子一个束流回旋周期的位置速度传输矩阵, 得到离子运动不稳定的条件为

$$\left| \cos[\Omega_{x,y}(T_0 - \Delta T)] - \frac{\Omega_{x,y}\Delta T}{2} \sin[\Omega_{x,y}(T_0 - \Delta T)] \right| > 1, \quad (3)$$

因此, 只要选择合适的填充空隙 ΔT , 使上式得到满足, 离子就不可能多圈俘获。

图 1 标准填充时 CO^+ 离子俘获比图 2 CO^+ 离子俘获比随单束流强的变化

BTCF 考虑的束团填充方式为: 每 6 个高频相稳定区填充 1 个束团, 相邻束团中心相隔 6 个高频相稳定区长度, 那么全环最多可注入 102 个束团; 考虑到电子环发生离子俘获

的可能性,实际只注入 86 个束团,预留 $(102-86) \times 6 = 96$ 个高频相稳定区不填充束团,预留束团填充空隙占全环周长的 15.68%. 每个束团的设计流强为 6.7mA,那么单环总流强为 576mA. 为简单起见,本节称上面的束团填充方式为标准填充模式.

根据式(3)和 BTCF 高亮度对撞模式的全环磁聚焦参数,计算出不同填充空隙下沿环离子横向运动稳定区,定义全环离子横向稳定区的总长度占全环周长的百分比为离子俘获比. 图 1 是标准填充时 CO^+ 离子俘获比随束团填充空隙的变化,图 2 是标准填充时 CO^+ 离子俘获比随单束团流强的变化. 对 BTCF 标准填充模式,即 15.68% 的填充空隙,可以使全环 90% 的 CO^+ 离子不能多圈俘获.

3 BTCF 上快束流 - 离子不稳定性增长时间的解析计算

快束流 - 离子不稳定性线性理论^[1]假设束团中心和离子云中心之间的作用力是线性的,离子云的横向分布尺寸是本地束团横向尺寸的 $1/\sqrt{2}$ 倍,由此得到离子的全环平均相干振荡角频率为

$$\tilde{\omega}_i = c \left[\frac{4N_b r_p}{3AL_{\text{sep}} \bar{\sigma}_{e,y} (\bar{\sigma}_{e,x} + \bar{\sigma}_{e,y})} \right]^{1/2}, \quad (4)$$

束团串内某个束团的振荡形式为 $y \sim \exp(\sqrt{t/\tau_c})$, 这种不稳定性的特征增长时间 τ_c 为

$$\frac{1}{\tau_c} = \frac{4d_{\text{gas}} \sigma_{\text{ion}} \beta_y N_B^{3/2} n_B^2 r_c r_p^{1/2} L_{\text{sep}}^{1/2} c}{3\sqrt{3}\gamma [\bar{\sigma}_{e,y} (\bar{\sigma}_{e,x} + \bar{\sigma}_{e,y})]^{3/2} A^{1/2}}, \quad (5)$$

其中 $\bar{\sigma}_{e,x}$ 和 $\bar{\sigma}_{e,y}$ 是全环平均束团横向尺寸, d_{gas} , σ_{ion} 分别为某残余气体的分子数体密度和该气体的碰撞电离截面, n_B 为束团串内束团个数, N_B 为单束团内电子数, L_{sep} 为相邻束团间距, r_c 为电子经典半径. 考虑离子相干振荡角频率分散后的线性作用理论^[2]给出的束团振荡为指数增长, $y \sim \exp(t/\tau_e)$, 不稳定性的指数增长时间为

$$\frac{1}{\tau_e} = \frac{1}{\tau_c} \frac{c}{2\sqrt{2}l_{\text{min}}(\Delta\tilde{\omega}_i)_{\text{ms}}}, \quad (6)$$

其中 $(\Delta\tilde{\omega}_i)_{\text{ms}}$ 为离子沿环相干振荡角频率的均方根值,束团串长度 $l_{\text{min}} = n_B L_{\text{sep}}$. 由于离子相干振荡角速度分散的影响较大,没考虑离子相干振荡角频率分散的线性理论给出不稳定性增长时间仅适用于束团振荡远远小于束团垂直尺寸的情况,考虑离子相干振荡角频率分散的理论可适用于束团振荡小于束团垂直尺寸的情况.

下面用根据式(5)和式(6)计算 BTCF 上快束流 - 离子不稳定性增长时间,计算中令束流管道中残余 CO 气体的分压压强为 1.0nTorr,参照 PEP-II 假设全环有 10% 的相对离子相干振荡角频率分散(即: $(\Delta\tilde{\omega}_i)_{\text{ms}}/\tilde{\omega}_i = 10\%$)^[4]. 图 3 是

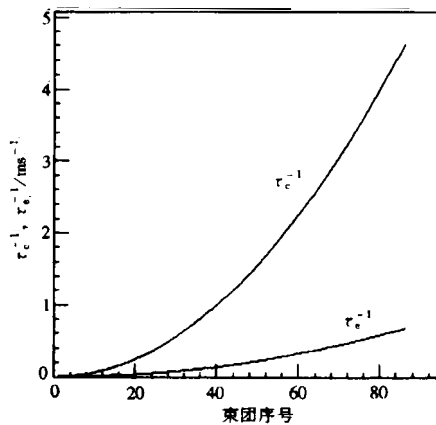


图 3 τ_c^{-1}, τ_e^{-1} 随束团序号的变化

理论解析计算得到的快束流-离子不稳定性增长时间 τ_c^{-1} , τ_e^{-1} 随束团序号的变化. 从图中可见 τ_c 的最快增长时间约为 0.2ms, τ_e 的最快增长时间约为 1.5ms. 由于线性理论给出的不稳定性增长时间 0.2ms 比较快, 所以快束流-离子不稳定性必然会引起二极耦合束团振荡, 又由于考虑离子相干振荡频散后的不稳定性增长时间为 1.5ms, 加上束流反馈系统之后, 只要束流反馈系统的阻尼时间快于 1.5ms, 这种二极耦合束团不稳定性就不可能无限地增长. 鉴于以上理论都是建立在线性作用力的基础上的, 并假设了 10% 的相对离子相干振荡角频率分散, 所以有必要用计算机程序针对 BTCF 高亮度对撞模式参数, 对其上的快束流-离子不稳定性作进一步的模拟研究.

4 BTCF 上快束流-离子不稳定性的模拟研究

我们编写了一个基于束流-离子强弱作用模型^[5]的 BTCF 上快束流-离子不稳定性的模拟跟踪程序. 在程序中, 假设每个束团为刚性的高斯分布束团, 而离子用宏粒子代表, 假设宏离子仅在全环 10 个分布较均匀的点处产生, 上一圈的宏离子在程序中被人为清除掉, 束团在离子产生点之间按真实磁聚焦参数所给出的束流传输矩阵传输, 当一个束团经过一个离子产生点时, 离子的位置变化忽略不计, 每个离子的速度突变为

$$\Delta v_y + i\Delta v_x = -\frac{n_e r_p c}{A} \cdot \sqrt{\frac{2\pi}{(\sigma_{e,x}^2 - \sigma_{e,y}^2)}} \cdot f(x, y), \quad (7)$$

式中 n_e 是该束团的电子数, x 和 y 是离子相对于束团中心的位移, $f(x, y)$ 是和束团尺寸有关的无量纲函数,

$$f(x, y) = w\left[\frac{x + iy}{\sqrt{2(\sigma_{e,x}^2 - \sigma_{e,y}^2)}}\right] - \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_{e,x}^2} - \frac{y^2}{2\sigma_{e,y}^2}\right) w\left[\frac{x \frac{\sigma_{e,y}}{\sigma_{e,x}} + iy \frac{\sigma_{e,x}}{\sigma_{e,y}}}{\sqrt{2(\sigma_{e,x}^2 - \sigma_{e,y}^2)}}\right], \quad (8)$$

其中 $w(x + iy)$ 为复误差函数. 另一方面, 单个离子对该刚性束团的中心的踢角为

$$\Delta y' + i\Delta x' = \frac{r_e}{\gamma} \cdot \sqrt{\frac{2\pi}{(\sigma_{e,x}^2 - \sigma_{e,y}^2)}} \cdot f(x, y), \quad (9)$$

这里 r_e 是电子的经典半径.

采用 Courant-Snyder 不变量来反映束团中心的垂直振荡振幅, 参照快束流-离子不稳定性模拟方面的有关文章, 定义 $J_y = \left[\frac{(1 + \alpha_y^2)}{\beta_y} y_b^2 + 2\alpha_y y_b y_b' + \beta_y y_b'^2\right] / 2, \sqrt{2\beta_y J_y}$ 表示束团中心振荡的振幅大小, 定义无量纲的相对振幅大小 $A_y, A_y = \sqrt{2\beta_y J_y} / \sigma_{y,e}$. 本文采用 $\log_{10}(A_y)$ 来标度束团振幅的变化, 当 $\log_{10}(A_y) = 0$, 即 $A_y = 10^0 = 1$ 时, 表示束团中心偏离束流管道中轴线的位移为 1 倍观测点处的垂直束团尺寸.

对于 BTCF 高亮度对撞模式的标准填充模式, 假设束流管道中残余 CO 气体的分压压强 p_{CO} 为 50nTorr, 程序模拟跟踪 3000 圈, 图 4 是第 20、第 40、第 60、第 86 个束团的 $\log_{10}(A_y)$ 随跟踪圈数的变化. 拟合得到第 86 个束团中心在 100—150 圈之间的振幅指数增长时间为 0.0304ms, 当束流管道中残余 CO 气体的分压压强 p_{CO} 为 10nTorr, 5nTorr

时,用上程序模拟跟踪得到第 86 个束团中心的振幅指数增长时间分别为 0.1606ms, 0.3897ms,可见程序跟踪得到的 BTCF 上快束流 - 离子引起的束流不稳定性增长时间基本上与残余气体的压强成反比, p_{CO} 越低,不稳定性增长时间越长,这和上面快束流 - 离子不稳定性理论符合得很好. 另外由此推出,当束流管道中残余 CO 气体的分压压强 p_{CO} 为 1.0nTorr 时,BTCF 上快束流 - 离子不稳定性的增长时间约为 1.69ms,这和考虑离子振荡频散的快束流 - 离子不稳定性理论给出的不稳定性增长时间吻合得较好. 事实上,由于束流 - 离子强弱作用模型忽略了束团内部的运动,所以基于该模型的模拟跟踪程序过高估计了不稳定性的增长时间,因此可认为 BTCF 电子环上实际的快束流 - 离子不稳定性的增长时间慢于 1.69ms. 另外,从图 4 可见,不稳定性的指数增长时间在束团振幅在较低数值范围内基本不变,因此只要束流反馈系统的阻尼时间快于 1.69ms,束流反馈系统就可以把束团中心垂直方向振幅压低在较小范围之内. 在第 10 个宏离子产生点处,从第 1024 圈开始记录各通过束团中心的垂直位移,对以后的 $2^{15} = 32768t_{tr}$ 时间内记录数据做快速傅立叶变换(FFT),得到如图 5 的低频段的束流垂直运动频谱,对于 BTCF 电子环,下边带所代表的耦合束团运动是不稳定的,最高的不稳定下边带所在的频率为 $4.74/f_{rev}$. 根据(4)式,用平均 BTCF 高亮度模式参数计算得到平均的离子相干频率 $\tilde{\omega}_i = 2.29 \times 10^7 \text{ rad/s}$,即 $\tilde{\omega}_i/\omega_{rev} = 4.69$,可见模拟跟踪得到的二极耦合束团运动边带最高峰的频率和全环平均离子相干频率符合较好.

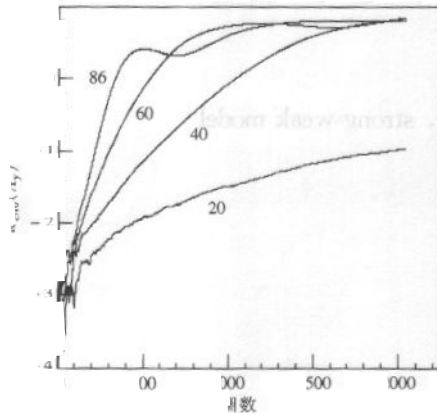


图 4 4 个束团的 $\log_{10}(A_v)$ 随圈数的变化

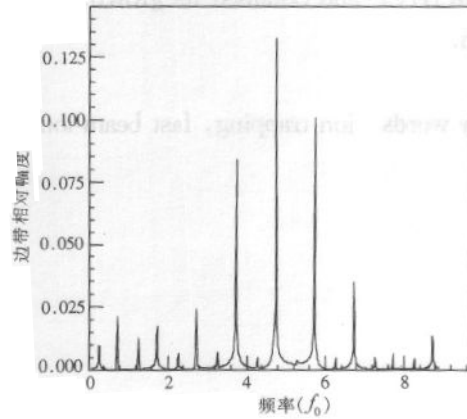


图 5 束流垂直运动的低频段 FFT 频谱

5 结论

通过对 BTCF 电子环中离子俘获和快束流 - 离子不稳定性的研究,得到预留 15.68% 的束团填充空隙可以较大程度地避免离子的多圈俘获,当束流管道中残余 CO 气体的分压压强为 1.0nTorr 时,用快束流 - 离子不稳定理论和自编的基于束流 - 离子强弱作用模型的模拟跟踪程序得到该不稳定性的增长时间慢于 1.69ms,这是可以用束流反馈系统加以克服的.

作者衷心感谢 BEPC 物理组同事对本人工作的支持和关心

参考文献 (References)

- 1 Raubenheimer T O, Zimmermann F. *Phys. Rev.*, 1995, **E52**:5487
- 2 Stupakov G V, Raubenheimer T O, Zimmermann F. *Phys. Rev.*, 1995, **E52**:5499
- 3 王东, BTCF 上极化束研究, 中国科学院高能物理研究所博士论文, 1998
- 4 Zimmermann F. *Ion Effects in the PEP-II High Energy Ring*. SLAC/AP-111, October, 1998
- 5 Ohmi K. *Phys. Rev.*, 1997, **E55**:7750

Study of Ion Induced Instability in BTCF

LUO Yun ZHANG Chuang GUO Zhi-Yuan

(*Institute of High Energy Physics, The Chinese Academy of Sciences, Beijing, 100039, China*)

Abstract The ion induced instabilities in the electron ring of the proposed Beijing τ -charm factory (BTCF) are studied. First, we calculated the length of the filling gap which can clear the ions produced in last turn, then simulated the process of the fast beam-ion instability in BTCF and obtained its growth time, which is consistent with the theoretical prediction.

Key words ion-trapping, fast beam-ion instability, strong-weak model

Received 14 February 2000

* Supported by National Nature Science Foundation of China (19975063)