

実施報告書

研究組織 大見和史、D. Zhou, J. Flanagan、多和田正文、H. Jin、壽崎義明 (KEK加速器)

1. SuperKEKBにおける電子雲不安定性

SuperKEKB、ILCダンピングリングに対して、水平エミッタンス2nmの陽電子蓄積リングが必要とされている。このような低エミッタンスリングでの電子雲不安定性を研究した。ビームと電子雲の相互作用を特徴付ける量として陽電子ビーム(バンチ)の中での電子の振動が上げられる。振動角周波数は以下のように表される。

$$\omega_e = \sqrt{\frac{\lambda_p r_e c^2}{\sigma_y (\sigma_x + \sigma_y)}} \quad (1)$$

ここで $\sigma_{x,y}$ は水平、垂直方向のビームサイズ、 λ_p はバンチ内の進行方向の線密度である。低エミッタンスリングではビームサイズ $\sigma_{x,y}$ が小さいため、バンチの中での電子の振動数 $\omega_e \sigma_z/c$ が大きくなる。その振動数はビーム周辺の電子をかき集める作用もする。不安定性を引き起こす電子密度の閾値はおおむね以下で表される。

$$\rho_{e,th} = \frac{2\gamma v_s \omega_e \sigma_z / c}{\sqrt{3KQr_0\beta L}} \quad (2)$$

ここでK、Qは $\omega_e \sigma_z/c$ 程度であると推測される。これらの値は不定性があるので、閾値を精度よく求めるために、数値シミュレーションが行われる。図1にCesrTAにおけるシミュレーション結果を示す。CesrTAは通常エミッタンスと、低エミッタンスの2つのモードで運転できる。これは不安定性の観点からみるとKEKBとSuperKEKBの関係に近い。つまりKEKBとSuperKEKBの $\omega_e \sigma_z/c$ の値がCesrTAの2つのモードの $\omega_e \sigma_z/c$ と似ているからである。図から不安定性の閾電子密度は通常エミッタンスで $4 \times 10^{12} \text{ m}^{-3}$ 、低エミッタンスでは $0.8 \times 10^{12} \text{ m}^{-3}$ であることがわかる。式(2)からは $5 \times 10^{12} \text{ m}^{-3}$ 、 $0.8 \times 10^{12} \text{ m}^{-3}$ である。おおむね一致している。

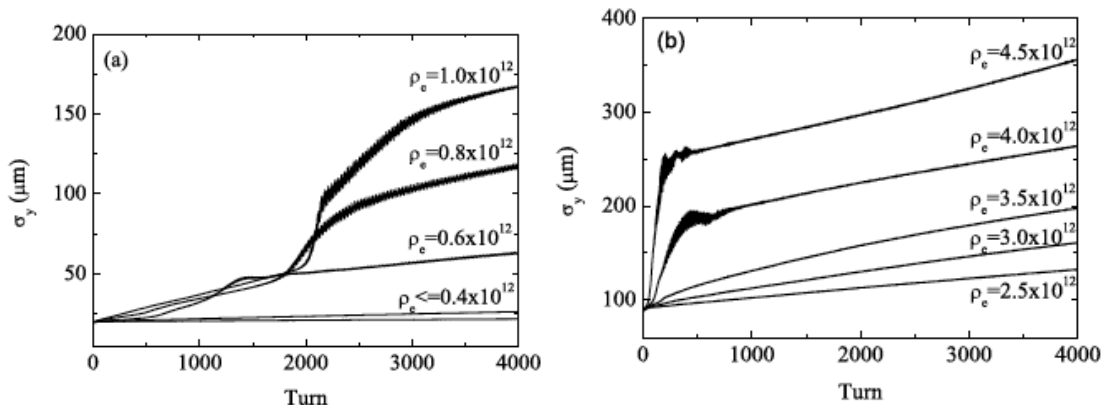


図1, CesrTAにおける電子雲不安定性。ビームサイズの時間発展。(a)低エミッタンス、(b)通常エミッタンス。閾値はビームサイズが急速に増える状況の有無で決められる。バンチ内の振動も頭尾不安定性が起きているか見て決められる。

ビーム近傍に電子が存在すると、ビームのベータatron振動数が電子分布による収束力の

ため速まる、チューンシフトが起こる。リング1周あたりの振動数変化は

$$\Delta\nu_{x+y} = \Delta\nu_x + \Delta\nu_y = \frac{r_e}{\gamma} \rho_e \beta L, \quad (3)$$

で表される。実験ではこの振動数変化と、不安定性によるビームサイズ変化が測定できる。実験は現在進行中で、チューンシフトと、ビームサイズ肥大、KEKBで観測された、不安定の兆候を示す、シンクローベータ信号が観測され、閾値電子密度もおおむね予測と一致しているという結果が得られた。

SuperBでのシミュレーション結果は図2に示され、閾値は $1 \times 10^{11} \text{ m}^{-3}$ である。真空パイプなどのデザインが、電子密度をこの閾値以下に抑えるよう、設計が進んでいる。

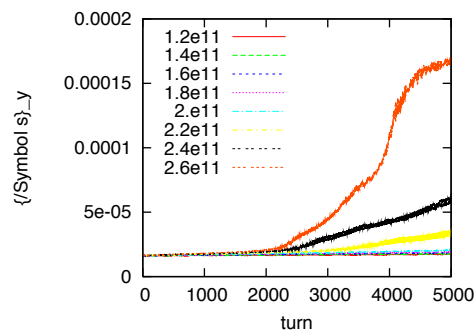


図2 SuperKEKBにおける電子雲不安定性。ビームサイズの時間発展。

2. J-PARCにおける空間電荷効果

非相対論的陽子ビームは、ビーム内での長距離クーロン力を受けつつ運動する。クーロン力はビーム内陽子分布によるPoisson方程式から決まる。これを空間電荷力と呼ぶ。空間電荷力は陽子のベータatron振動振幅に対して一般に非線形である。大強度になると非線形力が強くなり、エミッタンスが大きくなり、ビームが真空パイプ壁でロスし、放射化する。J-PARCにおける大強度化の限界はこのロスによって決まる。

ビームの初期エミッタンスはLINACからRCSに入射する時点で決まる。空間電荷力がなければエミッタンスは相対論因子 $\beta\gamma$ に反比例して加速とともに小さくなる。一方エミッタンスが小さいと、陽子分布が小さいため非線形力が強くなる。現在RCSの入射は陽子運動エネルギー180 MeV ($\beta\gamma=0.65$)でエミッタンス $\epsilon=100 \mu\text{m}$ になるよう行われている。このビームを3 GeV ($\beta\gamma=4$)まで加速してMRに入射するので理想的に加速されればエミッタンスは $\epsilon=100 \times 0.65/4=16 \mu\text{m}$ である。MRの入射アパーチャは $60 \mu\text{m}$ であるので、十分余裕があるようだが、実際には強度を上げようとする、相当のビームロスが発生する。

空間電荷効果に対してどう強度を上げていくかの戦略のためにシミュレーションが行われている。180MeVでの非線形力が強いので2012年に入射エネルギーは400MeV ($\beta\gamma=1$)に上げられる。RCSに理想的なビームが入射できたとしてシミュレーションを行った結果を示す。図3にRCS加速後のエミッタンス分布を示す。 $\epsilon=100 \mu\text{m}$ で入射された。空間電荷力がなければ $\epsilon=25 \mu\text{m}$ にピークを持つデルタ関数になるはずであるが、確かにピークは

$\epsilon = 25 \mu\text{m}$ であるが、デルタ関数は拡散により広がりガウス分布になってしまい、その裾はMRのアーチャーである $\epsilon = 60 \mu\text{m}$ を超えてしまっている。右図はRCSでのバンチ内陽子数（初期設計値を1とする）に対するロスを示す。RCSのアーチャーは $\epsilon = 300 \mu\text{m}$ であり、それを越えた陽子がロスをする。限界値は4kWなので初期エミッタンスが $\epsilon = 100\text{--}150 \mu\text{m}$ であればRCSとしては問題がない。RCSとしては問題がなくとも $\epsilon = 300 \mu\text{m}$ の陽子が多く存在するなら加速後、 $\epsilon = 75 \mu\text{m}$ なのでMRにとっては支障をきたす。

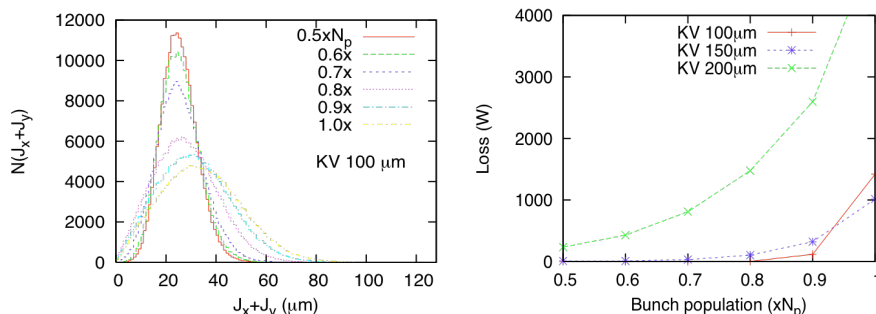


図3 RCS加速後のエミッタンス分布とRCSでのビームロス。

図4にRCS出射後のビームをMRで加速した、加速中のエミッタンス分布とロスを示す。MRでのロスの限界は3-4kWである。この図ではバンチ内陽子数で初期設計値の0.8が限界である。このシミュレーションでは、エミッタンス分布がRCS入射の初期段階でデルタ関数から壊れていることがわかる。入射ビームのエミッタンスをいかに保存するか、RCSのパラメータを今後調査する予定である。バンチ内陽子数(0.6)を減らし、繰り返しを増やす手法でMR強度を上げる手法も同時進行で検討されている。

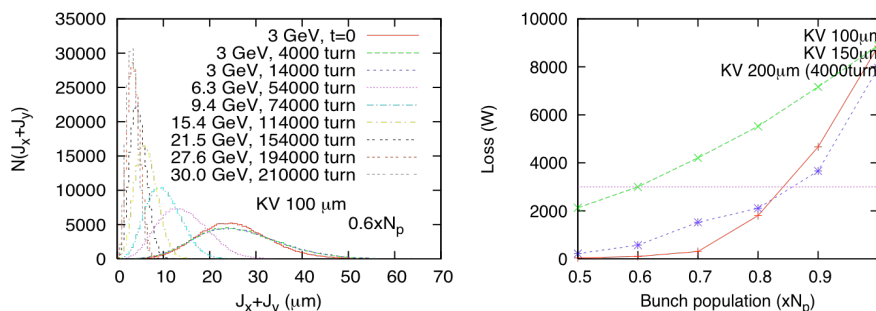


図4 MR加速中のエミッタンス分布とビームロス。