

SuperKEKB 計画進捗状況

高エネルギー加速器研究機構 加速器研究施設

飯田 直子

on behalf of KEKB 加速器グループ

naoko.iida@kek.jp

2010年5月19日

1 はじめに

KEKB 加速器は、この6月をもって、1999年から約10年続いた運転を終わろうとしている。その間達成した記録は、世界最高ピーク luminositiy $2.11 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ 、世界最高積分 luminositiy 1000 fb^{-1} と、実に輝かしいものである。こうして得られたデータを用いて Belle グループが発表した CP 非保存の証明が、小林・益川両氏の2008年ノーベル物理学賞受賞に貢献したことは記憶に新しい。すべて Belle, KEKB 両グループ関係者のたゆみない努力の賜である。しかしその栄光に甘んじることなく、Belle/KEKB グループはさらなる高性能測定器・加速器に改造し、より精度の高い物理を探究する計画を進めている。Belle II/SuperKEKB である。

図1に示すように、衝突型加速器は、大きく二つのグループに分類することができる。粒子をできるだけ高いエネルギーに加速して衝突させる energy frontier machine と、高 luminositiy を追求する luminosity frontier machine である。SuperKEKB は後者に属し、世界記録保持者である KEKB の約40倍の luminositiy を目指す驚異の加速器なのである。SuperKEKB 計画については、飛山氏が高エネルギーニュース[1]で紹介したが、その当時と現在ではマシン設計の基本方針が異なっている。当時の設計は大電流ビームを一つの

特徴としていたので、これを「大電流スキーム」と呼んでいる。しかし検討が進む中でこの方法でのいくつかの問題が浮上し、低エミッタンスビームで luminositiy を追求する方針に切り替えた。これは、2009年3月の KEKB Review 委員会でも推奨された。これをわれわれは「大電流スキーム」に対して、「ナノビーム・スキーム」と呼んでいる。本稿では、大電流スキームでの問題点について簡単に述べ、現在の基本方針であるナノビーム・スキームの SuperKEKB 設計の進捗状況を紹介する。ただし、こうして原稿を書いている間にも、事態は刻々と変わっており、高エネルギーニュースに掲載される時には既に内容が古くなっている可能性もあるが、ご容赦願いたい。

2 SuperKEKB luminositiy 向上の作戦

2.1 luminositiy

luminosity (L)とは、衝突型加速器における粒子同士の衝突頻度のことである。KEKB 加速器は電子と陽電子を衝突させる加速器であるが、電子や陽電子は数百億個のかたまり (bunch) 同士が衝突点 (Belle 測定器の中心) で衝突する。 $R = L\sigma$ (R : 物理事象が起こる頻度, σ : 物理事象の断面積) より、luminosity を上げることは、より速く多くの物理事象を観測できることになる。

加速器のパラメータでは、luminosity は次のような式で表される。

$$L = \frac{\gamma_{\pm}}{2er_e} \left(1 + \frac{\sigma_y^*}{\sigma_x^*} \right) \left(\frac{I_{\pm} \xi_{y_{\pm}}}{\beta_y^*} \right) \left(\frac{R_L}{R_y} \right) \quad (1)$$

γ_{\pm} は Lorentz factor, e は電子の電荷量, r_e は古典電子半径, σ_y^*/σ_x^* は衝突点での x 方向と y 方向のビームサイズ比, I_{\pm} はビーム蓄積電流値, $\xi_{y_{\pm}}$ は垂直方向のビーム・ビーム・パラメータ, β_y^* は衝突点での垂直 β 関数, R_L/R_y は交差角や「砂時計効果 (hourglass effect)」による幾何学的な要因から来る補正係数 (short bunch で $0.8 \sim 1$) である。*がついているのは衝突点での数値を表しており、 \pm は+が陽電子、-が電子ビームでの数値を表している。

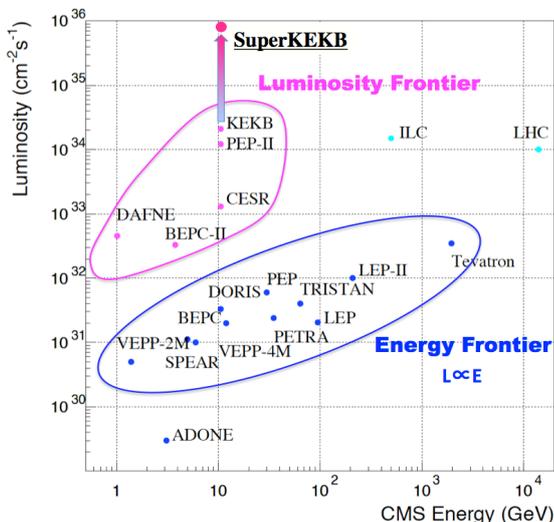


図1 世界の加速器

ただし、この式では、 σ_y^* と σ_x^* は電子と陽電子で同じ大きさであることを仮定している。これを見ると、 I を上げるには、 I (蓄積電流) と ξ_y (ビーム・ビーム・パラメータ) を上げ、 β_y^* (衝突点での垂直ベータ関数) を小さくすればよいことがわかる。

ビーム・ビーム・パラメータとは聞き慣れない言葉であるが、ルミノシティの限界はビーム・ビーム相互作用によって大きく制限される。ビーム・ビーム相互作用は、衝突するビームが互いに及ぼし合う力のことで、相手のビームと衝突するとあたかもそこに四極電磁石があるかのように収束力を感じ、チューンが上がる。そのチューンのずれを示すのがビーム・ビーム・パラメータである(ビーム・ビーム・チューンシフトとも呼ぶ)。KEKB の実測ルミノシティからビーム・ビーム・パラメータが計算されており、蓄積電流値との相関が図 2 に示されている。KEKB の蓄積電流 $1.7\text{A} \times 1.25\text{A}$ ($e^+ \times e^-$) では ξ_y はほぼ限界に達しており、0.09 となっている。これをビーム・ビーム・リミットと呼んでいる。このリミットは、蓄積電流値が大きくなると、ビーム・ビーム相互作用によりビームサイズが増大し、ルミノシティが上がらなくなることで起こる。このリミットをどこまで大きくできるかが、ルミノシティ・マシンの性能を決める。SuperKEKB でもビーム・ビーム・パラメータはこの値 0.09 が実現できると考えている。

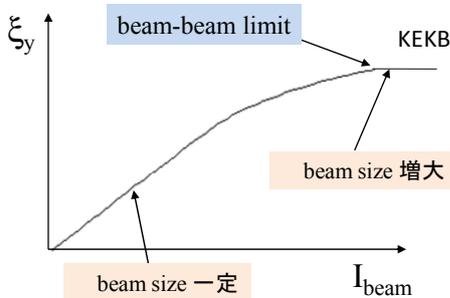


図2 蓄積電流とビーム・ビーム・パラメータ(ξ_y)

次に、蓄積電流値(I)であるが、大電流スキームの場合の蓄積電流値、 $9.4\text{A} \times 4.1\text{A}$ ($e^+ \times e^-$)、ほどではないが、ナノビームスキームでも KEKB の約 2 倍の $3.6\text{A} \times 2.6\text{A}$ ($e^+ \times e^-$) とする。これを実現するには、今の約 1.5 倍の RF パワーが必要になる。

最後に衝突点での垂直ベータ関数(β_y^*)であるが、これはビームの衝突点での絞り具合を表し、「レンズの焦点距離」に相当する。SuperKEKB では、この β_y^* を KEKB の 1/20 に絞ることを目指している。

表 1 に、KEKB と SuperKEKB のパラメータ[2]を示す。KEKB では、電子用リングを High Energy Ring(HER), 陽電子用リングを Low Energy Ring(LER)と呼んでいる。

表 1 KEBK と SuperKEKB のパラメータ

LER/HER	KEKB Design	KEKB Achieved with crab	SuperKEKB High-Current	SuperKEKB Nano-Beam
Energy (GeV)	3.5/8.0	3.5/8.0	3.5/8.0	4.0/7.0
β_y^* (mm)	10/10	5.9/5.9	3/6	0.27/0.41
β_x^* (mm)	330/330	1200/1200	200/200	32/25
ϵ_x (nm)	18/18	18/24	24/18	3.2/2.4
σ_y^* (μm)	1.9	0.94	0.85/0.73	0.059
σ_x^* (μm)	77/77	147/170	69/60	10/7.7
ξ_y	0.052	0.129/0.090	0.3/0.51	0.09/0.09
σ_z (mm)	4	~ 6	5/3	6/5
2ϕ (mrad)	22	22	30	83
I_{beam} (A)	2.6/1.1	1.64/1.19	9.4/4.1	3.6/2.62
N_{bunches}	5000	1584	5018	2503
Luminosity ($10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$)	1	2.11	53	80

大電流スキームのパラメータでは、ビーム・ビーム・パラメータを KEKB の約 4 倍に上げ、電流を最大限蓄積し、ルミノシティを KEKB の 25 倍に上げるという作戦であった。しかし、検討が進むにつれて様々な困難が浮上し、大電流スキームを諦めた。その理由は以下の通りである。

1. 高いビーム・ビーム・パラメータが実現できない。
2. CSR(Coherent Synchrotron Radiation)により、パンチ長が伸び、設計通りの短パンチにできない。
3. β_x^* が絞れない。
4. 大電流を蓄積するための RF システムを倍増、冷却水系の増強にコストがかかることに加えて、ランニングコストも嵩む。

1. 表 1 に示したように、KEKB でのビーム・ビーム・パラメータの実績は $\xi_y \sim 0.09$ であるが、ビーム・ビーム・シミュレーションでは、クラブ空洞を用いると 0.15 まで上がることが予想されている。表 1 の 0.3 は、大電流スキームの SuperKEKB でクラブ空洞を用いた場合のシミュレーションによる予言値であるが、KEKB で予言値と実験値が食い違う以上、SuperKEKB で 0.3 が達成できる保証がない。
2. CSR については 2.2.3 節で述べる。
3. β_y^* の他に β_x^* を小さくすることも多少ルミノシティ向上に寄与している。 β_x^* はデザインでは 20cm であったが、ダイナミック・ビーム・ビーム効果を考慮すると、衝突点付近の物理アパーチャーの問題や放射光の処理の問題により現実的なデザインとしては 40cm が限界であった。このことによるルミノシティの低下は、シミュレーションによると、約 20% であった。

これに対して、ナノビーム・スキームは蓄積電流をあまり大きくすることなしにルミノシティを上げるという、実に巧みな作戦なのである。SuperKEKB では KEKB に対して式(1)の三つのパラメータを、 $\xi_y : \times 1, I : \times 2, \beta_y^* : \times 1/20$

として、 L を 40 倍の $8 \times 10^{35} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ に上げる計画である。しかし一口に β_y^* を $1/20$ といっても、通常のやり方では達成できはしない。以下に β_y^* を $1/20$ に絞るための戦略を述べる。

2.2 SuperKEKB のルミノシティ

2.2.1 ビームサイズ

まず、ビームサイズ (σ) について簡単に説明する。本稿では座標軸は、ビームの進行方向を s 、水平方向を x 、垂直方向を y と定義する。また、バンチ内のビーム進行方向は z と表すことが多い。

ビームサイズは、以下のような式で求められる。

$$\sigma_x = \sqrt{\beta_x \varepsilon_x + (\eta_x \sigma_\delta)^2}$$

$$\sigma_y = \sqrt{\beta_y \varepsilon_y + (\eta_y \sigma_\delta)^2}$$

β はベータ関数 (β function) で、粒子の振動振幅の envelope であり、場所 (s) の関数である。 ε はエミッタンス (emittance) といい、ビームの位置広がりや角度広がりの積で、エネルギーが一定ならば ε も場所に依らず一定である。この量が小さいほどビームサイズは小さく絞れる。 η はエネルギー分散 (energy dispersion) といい、ビームのエネルギーの違いによる軌道のずれを表すもので、場所 (s) の関数である。たとえば、偏向電磁石によってビームが蹴られると、エネルギーの高い粒子軌道は大きな曲率半径 (ρ) を描くが、低い粒子軌道は ρ が小さい。 σ_δ はビームのエネルギー広がり (energy spread) であり、エネルギーが一定ならば場所に依らない。リング型の電子・陽電子加速器では、通常ビームを構成する粒子の水平、垂直方向の変位およびエネルギーはほぼガウス分布をしており、その 1σ を σ_x 、 σ_y 、および σ_δ で表す。正面衝突の場合、衝突点でのビームの様子は図 3 のようになる。

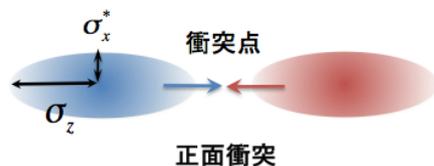


図 3 正面衝突の場合の衝突点

2.2.2 衝突点での β_y

さて、式(1)より、衝突点での β_y^* を KEKB の $1/20$ にできればルミノシティを 20 倍上げられるのであるが、KEKB の β_y^* は表 1 より 5.9 mm なので、SuperKEKB では 0.3 mm に絞ればよい。しかし一般に β を絞ると、そこからの距離 s の場所では以下のような β 関数になる。

$$\beta_y(s) = \beta_y^* + \frac{s^2}{\beta_y^*} \quad (2)$$

たとえば衝突点から 1 m の場所に最終四極電磁石を置こうとすると、 $\beta_y^* = 0.3 \text{ mm}$ の場合その電磁石の場所では $\beta_y = 3333 \text{ m}$ となる。このように衝突点で β_y を強く絞ると、最終四極電磁石で β_y が大きくなることにより、ビームが安定に運動できる六次元位相空間での領域 (力学口径, dynamic aperture) が狭くなって、ビーム寿命や入射に制限を与える。式(2)より、 β_y^* と比較してバンチ長 (σ_z) が長い場合、 β_y が大きくなったところでも衝突が起こるのでルミノシティ向上につながらない。

そこで粒子が σ_z に分布したとき β_y^* を絞るには、以下のような制限から σ_z を小さく抑えなければならない。

$$\beta_y^* \geq \sigma_z$$

これは砂時計効果と呼ばれる効果为了避免するための条件である。 β_y^* を 0.3 mm に抑えるには、 σ_z も 0.3 mm 以下にしなければならないが、通常 σ_z は表 1 に示すように数 mm 位はある。短いバンチを得るためには、高周波加速電圧を上げたり、リングの α_c (momentum compaction factor) を小さくしたりする方法がとられるが、短バンチには様々な困難が存在するので、電子・陽電子貯蔵リングで σ_z を 0.3 mm に縮めるのは不可能に近い。

2.2.3 短くできないバンチ長

σ_z を小さくしていくと、ビームが真空パイプ中でロスするエネルギー量が増えていき、さまざまな機器が発熱し故障の原因となる。次に問題になるのは、コヒーレント放射光 (Coherent Synchrotron Radiation : CSR) と呼ばれる現象である。バンチが放出するシンクロトロン放射光の波長よりもバンチ長の方が短い領域では、それぞれの電子から放射する放射光の位相が揃うため、図 4 の coherent の場合のように強度が桁違いに大きくなってしまふ [3]。

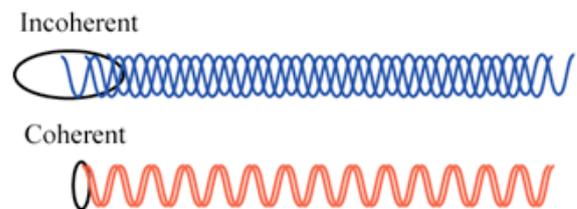


図 4 Incoherent 放射光と coherent 放射光

Incoherent の場合はバンチ内の粒子数を n とすると、放射パワーは n に比例するが、coherent の場合は n^2 に比例する。このようにして、バンチ長が極端に短い場合は、この CSR のためにエネルギー損失が増えて、ビームが安定にリングを周回できなくなることが原理的にはありうる。しかし、通常はそうなる前に、バンチ長がいろいろなメカニズムで伸びて、そこまで極端なエネルギー損失は生じない。

バンチ長が伸びる効果として一番深刻なのは、microwave 不安定性と呼ばれる効果である。これはバンチの一部の粒子が作った wakefield をバンチの他の部分の粒子が感じることによって生じるものである。このような short-range wakefield (到達距離がバンチ長程度) は、真空チェンバーの小さな段差などによっても生じるが、SuperKEKB でもっとも深刻だということがわかったのは、特に LER における CSR によって生じるものである。CSR の放射角度は一般の放射光より拡がりが大きく、バンチの後ろの部分が発出した CSR が、リングの曲線軌道を通ったバンチの先頭部分の粒子に追いついて力を及ぼす(これも一種の wakefield)。この CSR による wakefield により大電流スキームの場合、LER のバンチ長の設計値 3mm は達成不可能で、バンチ長が 5mm 程度に伸び、バンチ内の粒子のエネルギー拡がりも大きくなってしまったこともわかった。ただしこの効果によるルミノシティの低下はトラベル・フォーカス(travel focus)という手法を用いることでかなり軽減できることが分かった。しかし、この場合 optics 設計に少なからず制限を加えることになり、設計の flexibility を著しく損なってしまう。

いずれにしても、0.3mm のバンチ長を達成することは事実上不可能である。そこでナノビーム・スキームの登場となる。

2.2.4 ナノビーム・スキーム

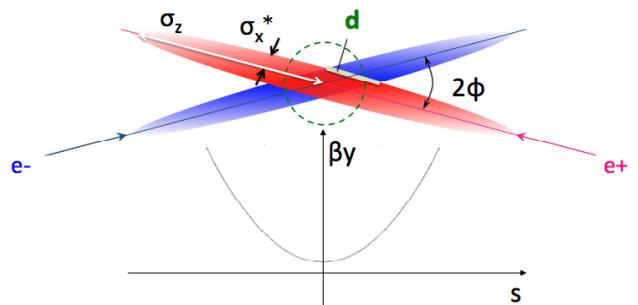
ナノビーム・スキームは元々はイタリアの P. Raimondi が提案した方法である。この方法では、衝突点での小さな水平ビームサイズ(σ_x^*)、長いバンチ長(σ_z)、そして大きな交差角(ϕ)という条件下で、進行方向で重なり合う領域をバンチ長よりも圧倒的に短くできる(0.3mm 程度)というアイデアを使う。それにはまず、 σ_z は今までどおり 5~6mm であるが、 β_x^* を今までの 1/40、 ϵ_x を 1/10 にすることで σ_x を 150 μm から 10 μm に小さくする。このままだと図 5(b) のように砂時計効果により衝突点から離れた場所で大きな β_y での衝突が起こってしまい、ルミノシティが上がらない。そこで図 5(a) のように交差角 (2ϕ) をつけることで、二つのビームの overlap region を小さくする。この region での σ_z は図 5(a) の d となり、式(3)のようになる。

$$\beta_y^* \geq d = \frac{\sigma_x^*}{\phi} \quad (3)$$

$$\text{ここに、} \sigma_x^* = \sqrt{\beta_x^* \epsilon_x}$$

ϕ と σ_x^* を表 1 のように選ぶと、 β_y^* は 0.2~0.3mm まで絞ることができ、ルミノシティを 40 倍に上げるシナリオはできた。以下にもう少し具体的にナノビーム・スキームの検討について述べる。

(a) 交差角 2ϕ の場合



(b) 正面衝突させた場合



図 5 (a) 交差角 2ϕ で衝突した場合のビーム
(b) 正面衝突の場合のビーム

3 ナノビーム・スキームの検討

3.1 Optics

ルミノシティを上げるには β_y^* を絞る。ナノビーム・スキームでは式(3)からわかるように、 β_y^* を絞るには ϵ_x と β_x^* も小さくしなければならないことがわかった。これを実現するには、以下の三項目をクリアしなければならない。

1. 低エミッタンス
2. 低ベータ関数
3. 広力学口径

ただし、今の KEKB トンネルを使い、電磁石もなるべく再利用してエコな加速器を目指すという使命も忘れてはならない。

3.1.1 低エミッタンス

リングのエミッタンスは、以下の式で決まる。

$$\epsilon_x = \frac{c_\gamma \gamma^2}{J_x} \frac{1}{2\pi\rho_0^2} \oint_{bend} H ds \quad (4)$$

ここに、

$$c_\gamma = \frac{55}{32\sqrt{3}} \frac{\hbar}{mc^2},$$

γ はローレンツファクター、

J_x は水平方向の damping partition number、

ρ_0 は偏向電磁石の曲率半径、

$$H = \gamma_x \eta_x^2 + 2\alpha_x \eta_x \eta_x' + \beta_x \eta_x'^2,$$

$\int H ds$ は偏向電磁石 (bending magnet) での積分、

$\gamma_x, \alpha_x, \beta_x$ は水平方向の Twiss parameter、

η_x は水平分散、 η_x' はその s 方向の勾配である。

SuperKEKB リングは、HER(e^- ビーム, エネルギーは 7GeV)と LER(e^+ ビーム, エネルギーは 4GeV)の 2 リングがあるが、 ε_x を小さくするにはそれぞれ異なる方法をとる。

LER

式(4)より、偏向電磁石の曲率半径 ρ_0 を大きくすると ε_x は小さくなることから、アーク部の偏向電磁石を、曲げ角度は同じで長さを 0.89m から 4m のものに置き換える。さらに optics を調整することで ε_x は 18nm から 3.2nm となる(図 6(a))。

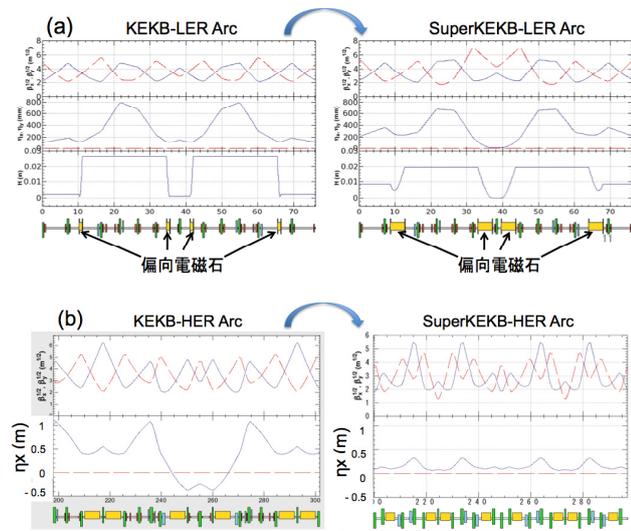


図 6 アーク部のラティス変更

- (a) LER 偏向電磁石を長くすることで曲率半径を大きくした。
 (b) ラティスのセル数を増やすことで、水平分散 (η_x) を小さくした。

HER

HERについては、LERのように簡単ではない。エネルギーの高いリングなので、既に電磁石でビームラインは埋まっている。そこで式(4)の H に着目し、偏向電磁石の多いアーク部の η_x を小さく抑える方法が考えられる。こちらはセル長を短く(セル数を多くすることと同等。実際には 1.3 倍とした)することで、 ε_x を 24nm から 1.7nm まで小さくすることができる(図 6(b))。

しかし最近の検討で、HER のアーク部の偏向電磁石を変更しなくても optics を調整することで ε_x を 5nm 程度に小さくでき、さらに磁石などの誤差で x 方向の運動成分が y 方向に回り込んでしまう $x-y$ coupling を 0.4% から 0.25% と小さく設定することで、設計値の $8 \times 10^{35} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ のルミノシティを出せることがわかった。

3.1.2 低ベータ関数

第 2 章で、ナノビーム・スキームをとることで、原理的には β_y^* を 0.3mm くらいまで絞れると書いたが、ここではその値を実現するための検討を述べる。

最終収束系

衝突点での β を小さく絞るためには、式(2)より、その上下流のなるべく近くに強力な収束力(磁場勾配)を持つ四極電磁石を置きたい。SuperKEKB では 5 台の超伝導電磁石システム、3 台の永久磁石を設置する予定である。最大磁場勾配は 80T/m である。図 7 上に示すように、現 KEKB では交差角 22mrad とし、もっとも衝突点に近い四極電磁石(QCS)は、電子、陽電子両方のビームを通すようにして、その上流の電磁石はその磁場中心にビームを通し下流では磁場中心からずれた軌道を通すことで偏向させるという工夫をしていた。SuperKEKB では、各リングに専属の四極電磁石をできるだけ衝突点付近まで近づけて配置したいため、図 7 下に示すように交差角を 83mrad と大きくしている。

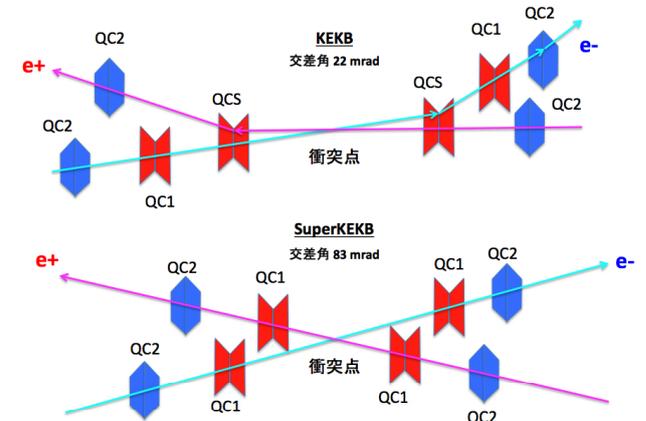


図 7 KEKB と SuperKEKB の衝突点での最終四極電磁石

Belle II Solenoid 磁場による垂直エミッタンス増大

さて、両リングの交差角は 83mrad と決まったが、Belle II の solenoid 軸と各リングとの角度はどうであろう。実は KEKB では問題にならなかったことで SuperKEKB では致命的になることがいくつかある。その一つが solenoid の fringe field が垂直エミッタンス (ε_y) に及ぼす影響である。 ε_y は、本来水平偏向電磁石しかない円形加速器では理想的には 0 に近い。しかし、電磁石の設置エラーや回転エラー、垂直補正電磁石による分散などで ε_y が発生してしまう。水平エミッタンスとの比、 $\varepsilon_y / \varepsilon_x$ を $x-y$ coupling (κ) と呼んでいる。ちなみに、KEKB では $\kappa = 0.5 \sim 1.0\%$ 、すなわち $\varepsilon_y \sim 0.1 \text{ nm}$ であり、solenoid の fringe field は問題にはならない。Solenoid fringe field から発生する ε_y は、以下のように表される。

$$\varepsilon_y \propto \left(\frac{p}{\rho}\right)^2 \int H(s) ds \propto B_x^4(s)$$

$$\text{ここに、} B_x(s) \cong -\frac{x}{2} B_z'(s) \cong -\frac{s\phi}{2} B_z'(s)$$

p はビームの運動量、 B_z は solenoid 磁場、 B_x はそこから来る fringe field、 ϕ は solenoid 軸とリングの角度である。

これを見ると、 ϵ_y は fringe field の 4 乗に比例、すなわち B'_z と ϕ の 4 乗に比例する。 B'_z をできる限り小さくするとともに ϕ を optimize する必要がある。LER と solenoid 軸との角度を変えて、 ϵ_y との相関をとったのが図 8 である。これより、solenoid 軸は HER と LER の交差角の真ん中にするのが各リングで ϵ_y がどちらも同じくらい小さくなる解であることがわかった。

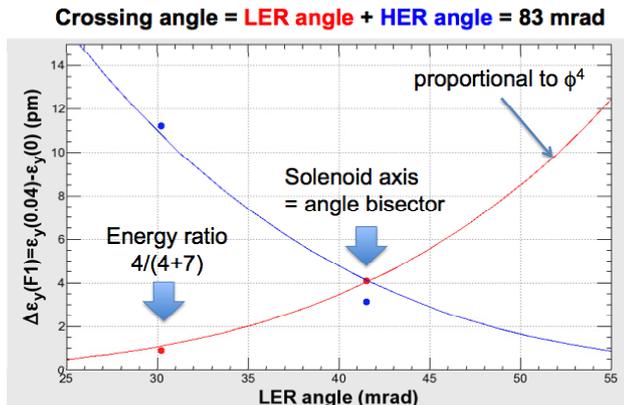


図 8 Solenoid 軸と LER 間の角度と ϵ_y の相関

SuperKEKB では KEKB と同様 compensation solenoid によって Belle solenoid を相殺し、衝突点の両側で $\int B_z ds = 0$ となるように調整する(図 9(d))。さらに、衝突点から四極電磁石の中心までの B_z 積分がゼロになるように compensation solenoid 磁場の分布を調整した(図 9(c))。こうすることで、垂直ビーム軌道のうねりを小さくでき(図 9(b))、 η_y も小さく抑えられ(図 9(a))、結果として ϵ_y の発生量が小さくなる。このようにして LER では $\epsilon_y = 2.4 \text{ pm}$ 、HER では $\epsilon_y = 4.5 \text{ pm}$ まで抑え込むことができた。

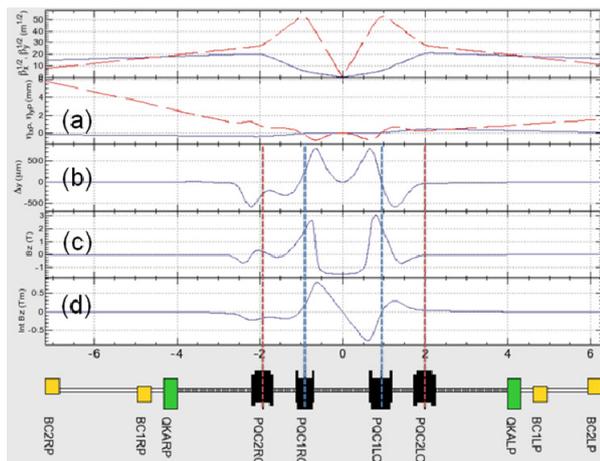


図 9 衝突点付近の optics

横軸は衝突点付近の場所を、縦軸は上から順に $\sqrt{\beta}$, η , Δy , B_z および $\int B_z ds$ で、 $\sqrt{\beta}$, η については実線が水平、波線が垂直を表す。

3.1.3 広力学口径

タウシェック寿命

これまで大きなルミノシティが出せる optics に主眼を置いて話を進めてきたが、実際ビームを安定して蓄積できなければ意味がない。ビームは六次元の位相空間を振動しな

がら周回しているが、どの程度までの振動振幅が許される(力学口径)のか、またはビームの寿命(lifetime)はどのくらい必要かを検討しなければならない。

ナノビーム・スキームの場合、リング全周で水平、垂直方向のビームサイズが従来よりずっと小さくなるため、intrabeam scattering の影響が深刻な問題になり、エミッタンス増大や寿命短縮が起こる。これは、バンチのビームサイズが小さくなるとバンチ内で起こる粒子同士のメラー(Moller)散乱による粒子間のエネルギー・トランスファーが大きくなっていく現象である。散乱後、粒子のエネルギーが中心値から大きくなり、ビームの力学口径から外れるようになり、寿命が短くなる。これをタウシェック寿命(Touscheck lifetime)と呼ぶ。このタウシェック寿命は、ビームサイズが同じと仮定すると、ビームのエネルギー(E)やバンチ内の粒子数(N)と以下のような関係がある。

$$\tau \propto \frac{E^3}{N}$$

ビームエネルギー

LER は蓄積電流が大きくエネルギーは低いため、タウシェック寿命は HER と比べて短くなり、intrabeam scattering によるエミッタンス増加も問題となる。そこで KEKB では 3.5 GeV/8 GeV (LER/HER) だったエネルギーを 4 GeV/7 GeV に変更した。HER にとっても低いエネルギーに移行することは、より低いデザイン ϵ_x が出せることになり、一石二鳥である。このエネルギー変更によりエネルギーの非対称度が減り、Belle II の物理にもある程度影響を与えるが、その影響は限定的で許容範囲にある。

力学口径の評価

力学口径はビーム光学系(ラティス：磁石の並び)の非線形成分が原因で制限される。

まず、最終四極電磁石の非線形 fringe field が問題になる。この電磁石の磁場勾配が最大約 80 T/m と強いことに加えて、その fringe field の場所での β が大きいことでその効果が強くなる。次に、kinematic 効果と呼ばれる効果が問題になる。この効果もビームの運動を支配するハミルトニアンに非線形項に起因するが、この非線形項は非線形磁場(外場)に起因するものではなく、ドリフトスペースの運動方程式に原理的に存在する非線形項であり、運動方程式を線形化する時に切り捨てられた項である。この非線形項も衝突点で β_y を強く絞りドリフトスペースで急激に β_y が大きくなるような場合は、無視できない効果を与える。最後に、最終四極電磁石の場所で β_y が大きくなる場合、大きなクロマチシティ(色収差)が発生するので、そのクロマチシティを補正するために強い六極電磁石が必要になるが、その六極電磁石の非線形項が力学口径を狭くする効果を与えてしまう。

SuperKEKB では六極電磁石の主要な非線形は $-I$ 変換によって相殺されているが、六極電磁石の厚さの効果などからくる非線形成分は残る。これらに加えて次項に示すように、色収差補正の方法によっても力学口径の大きさ(特にエネルギー方向)が変わる。

ビームの寿命は、図 10 のように粒子のエネルギーのずれと、水平および垂直方向の中心軌道からのずれを両方変えてトラッキングシミュレーションを行い評価した。図 10 の半楕円の範囲内で粒子が生き残り、これが力学口径となる。

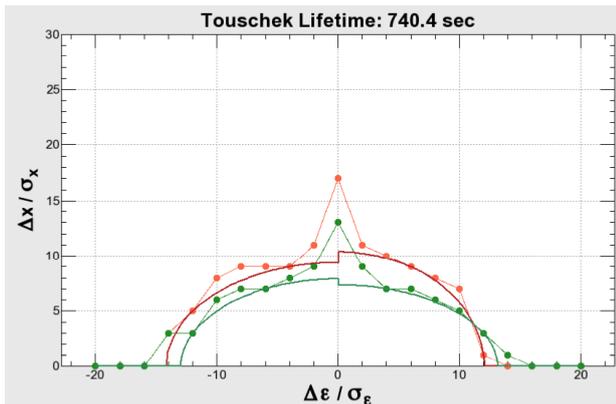


図 10 HER の力学口径

局所の色収差補正

力学口径を広げる上で重要なことの一つは、衝突点付近の四極電磁石とくに最終四極電磁石で生じた大きな色収差をできるだけ衝突点の近くで補正してしまうことである。色収差は粒子のエネルギーによって四極電磁石の強さの効果が異なることによって生じる。これを補正するためには、水平分散のある場所ではエネルギーの異なる粒子が違う水平軌道を通ることを利用して、六極電磁石を設置しエネルギー(すなわち水平軌道)に比例した四極磁場成分を与えることでエネルギーによる違いを補正するという方法をとる。この補正により、ベータatron位相の進みのエネルギー依存性をなくしたり、衝突点でのベータ関数やその傾きのエネルギー依存性を小さくすることが可能になる。この色収差の補正は、アーク部の六極電磁石を用いても補正することは可能であるが、最終四極電磁石で生じた大きな色収差をできるだけ衝突点の近くで補正してしまう方が、力学口径が広がることが知られており、KEKB でも LER に関しては、この方法(局所の色収差補正, LCC: Local Chromaticity Correction)が用いられていた。力学口径の問題が厳しい SuperKEKB では、LER に加えて HER でもこの局所の色収差補正を用いる予定である。なお、KEKB では垂直方向の局所の色収差補正(Y-LCC)のみを用いているが、SuperKEKB では水平方向の局所の色収差補正(H-LCC)も導入することが検討されている。図 11 は衝突点付近のビーム軌道を $x-y$ 座標で示しているが、四角で囲われた領域が

局所の色収差補正(LCC)のために偏向電磁石で軌道を曲げ水平分散を作っている箇所である。ご覧のように KEKB の軌道より軌道がくねくね曲がっている。既存のトンネルをそのまま再利用するため、トンネルの壁などとの干渉に留意する必要がある。

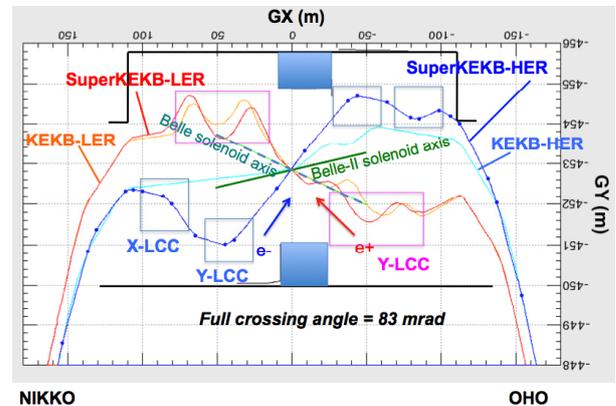


図 11 衝突点付近の局所の色収差補正の場所

Belle II の回転

ところで前述の Belle II solenoid 軸(図 11 の実線)は HER と LER の交差角の中間に置くことになったが、KEKB では solenoid 軸(図 11 の破線)は LER の衝突点でのビーム軌道と一致しており、図の座標では -17.45 mrad であった。これに対して新しい Belle II の solenoid 軸は図 11 では $+8.5$ mrad となり、その差は約 26 mrad である。当然 solenoid 軸は Belle II 測定器の附属なので、Belle II 測定器を 26 mrad 回転させるか、ビームラインを回転させるかのどちらかにならざるを得ない。今のところ、Belle II 測定器を回転させる方向で検討が進んでいる。

リング周長変更か入射器 RF 周波数変更か

作業関係の話題をひとつ。3.1.1 で述べたように、HER はアーク部の電磁石をできる限り温存することを検討している。一方、衝突点付近のレイアウト変更は必須であるため、KEKB 周長(現在約 3 km)が約 130 mm 伸び、この周長の伸びをアーク部の電磁石をほぼ全数並べ直すことにより吸収して元の周長になるようにするか、またはリングおよびライナックの RF 周波数をその割合 4.3×10^{-5} だけ低くする必要が出てきた。現在は、後者の方向で検討が進んでいる。S-band 周波数 2856 MHz に対して 127 kHz のずれである。リングの加速空洞はチューナー機構により共振周波数を変更できるが、ライナックの加速管および SLED 空洞は現状のままではこの周波数変化に対応できない。しかしこれらの冷却水温度を約 3°C 上げて装置を膨張させることにより共振周波数を必要量だけずらすことができる。この件については入射器において実際に RF 周波数および冷却水温度を変更する実験で機械的問題などが起きないことを確認する予定である。

3.2 入射

さて、3.1.3 節でビームの寿命について述べたが、SuperKEKB のビーム寿命は 10 分程度しかなく、KEKB の 2~3 時間とはまったく違う世界である。この章ではその短寿命のビームを補充する入射システムについて簡単に述べる。

3.2.1 入射エミッタンス

力学口径の評価の項で述べたように、SuperKEKB リングではビームは図 10 に示す楕円の範囲内でしか安定に運動できないので、入射粒子もこの中に入っていないといけない。そのため入射ビームは表 2 [4] に示すパラメータとなる。入射ビームが HER の力学口径に入っているかどうかを図 12 に示す。図では入射ビームが起こす入射振動の大きさの 3σ が四角で示されている。この場合ではぎりぎり HER の口径内に入っている。縦軸が図 10 と違うが、図 10 が x, y 方向のずれをビームサイズで規格化したものであるのに対し、図 12 では粒子の運動の位相空間での面積 ($2J$) の絶対値を示している。

表 2 KEKB と SuperKEKB の入射パラメータ

	KEKB		SuperKEKB	
	e^+	e^-	e^+	e^-
ビームエネルギー (GeV)	3.5	8	4	7
蓄積電流値 (mA)	1600	1200	3600	2620
ビーム寿命 (分)	150	200	10	10
リングでのエミッタンス (nm)	18	24	3.2	2.4
入射ビーム電荷量 (nC)	1	1	4	5
入射ビームバンチ数	2	2	2	2
入射ビーム水平エミッタンス (1σ) (nm)	300	100	12.5	1.5

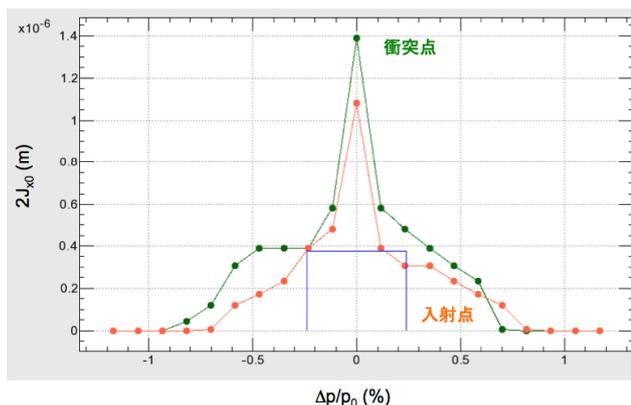


図 12 HER の入射点と衝突点での力学口径と入射ビーム

表 2 からわかるように、入射ビームに要求されるエミッタンスは KEKB に比べて 2 桁も小さい。これは SuperKEKB の力学口径が KEKB よりもはるかに小さいためである。また、バンチ当たりの電荷量も KEKB の 4~5 倍必要となるが、これは KEKB に比べて SuperKEKB の蓄積電流値が約 2 倍、ビーム寿命が約 1/20 に短くなるためで、強力な入射でビームを補充する必要がある。

3.2.2 入射ライナック

このようなビームをつくるため、入射器 (LINAC) は以下のような改造を行う。既存の電子源は、陽電子生成用大強度電子ビームに特化して残し、HER 入射用低エミッタンス電子ビームを生成するためにフォトカソード RF 電子銃を増設する。小面積の銅カソードを大強度レーザーによる光子で叩いて短いバンチのビームを生成し、RF 空洞を使って 100 MV/m 以上の高い加速電界で引き出すことで空間電荷力によるエミッタンス増大を抑制する。一方、陽電子に関してはそのビーム強度を上げるために、既存の 2 テスラパルスソレノイドに代わり 6 テスラ以上の磁場を発生するデバイスが必要であり、flux concentrator 型ソレノイドと超伝導ソレノイドの二つの可能性について平行して開発を進めている。さらに生成された陽電子をより無駄なく収集して加速できるようにするために、既存の S バンド加速管よりも開口径が大きく高周波の波長も長い L バンド加速管を用いる予定である。ここで生成されたままの陽電子のエミッタンスは LER に入射するには大きすぎるので、次節に述べるようにダンピングリングを用いて縮小する。

3.2.3 ダンピングリング

LINAC の陽電子ビームを 1.1 GeV まで加速したところで取り出してダンピングリングに入射し、 ϵ_x を $1.5 \mu\text{m}$ から 42.5 nm に、 ϵ_y を $1.3 \mu\text{m}$ から 4.4 nm まで小さくしてから再び LINAC に戻され 4 GeV に加速、LER まで輸送されて、 $\epsilon_x = 12.5 \text{ nm}$ 、 $\epsilon_y = 1 \text{ nm}$ で入射される (1.1 GeV から 4 GeV に加速されるので、 ϵ は 1.1/4 倍になる)。SuperKEKB リングに 2 バンチ入射をするため、このダンピングリングの周長は 135 m である。アーク部には reverse bend を含んだ FODO セルを採用しており、このことで momentum compaction factor を小さくでき、damping time を短くできる (10.87 msec) という特徴がある [4,5]。さらに十分な減衰時間を確保するため、滞在時間を 40 msec にしている。ここでも、電子雲 (electron cloud) や microwave 不安定性、CSR による不安定性などが検討され、それらの影響を回避する基本パラメータの設定、またアンテナ・チェンバーにするなど、様々な工夫がなされている。

3.3 Crab waist

話を主リングに戻そう。3.1 でルミノシティを向上させるための optics 設計について述べたが、実はナノビーム・スキームにはオプションとして、もう一つ検討中の手法がある。それが crab waist である。この方法を用いるとビームの x 方向の広がりによる砂時計効果を緩和することができる。それのみならず、ビームの水平振動やその他リングの様々なエラーによる衝突条件のずれに対する許容度が大き

くなるという利点もある。図 13 のように電子ビームと陽電子ビームが交差角 2ϕ で衝突する場合、LER の β_y^* は、砂時計効果で、LER 進行方向と直角な図の破線に沿って LER 最小値(waist)がある。一方、HER は LER と 2ϕ の角度を持つので、HER ビームのもっとも密度の濃い中心部分は図中に示す実線のようにになる。LER に x 方向の広がりがあるとき、 $\Delta x = 0$ でない陽電子は HER のビーム中心部分と衝突するが、LER は自身の waist からはずれたところ (β_y がその最小値 β_y^* より大ききなところ) で衝突する。このため、ビーム・ビーム効果によりビームが太りやすくなる。そこで、図 13 の矢印に示すように LER の waist の位置を Δx に比例して動かし、HER の中心部分と一致させれば、LER の x 方向にずれた粒子も、HER の中心部分と常に LER の waist 部で衝突できるようになる。具体的には、LER の衝突点上下流に六極電磁石を置いて、 Δx に比例した四極磁場を与え、衝突点で waist がずれるように調整する。この時、この六極電磁石と衝突点のベータatron位相が、水平方向は π 、垂直方向は $\pi/2$ の整数倍になるなどの調整が必要である。今は光学口径が極端に小さいという問題があるが、この optics 設計も進行中である。

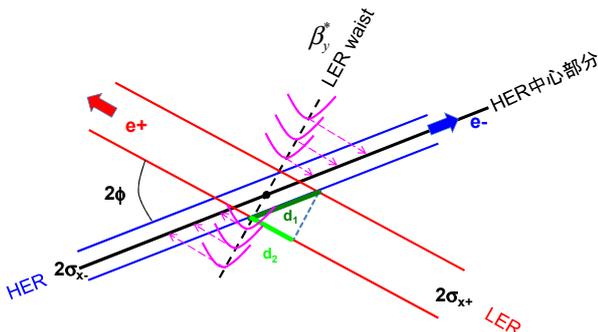


図 13 Crab waist を用いたときの衝突の様子

この方法は実は入射にも有用である。ナノビーム・スキームでは、入射された粒子が入射エラーによって水平振動した場合、ビーム・ビーム効果により運動が不安定になり入射効率が著しく低下してしまう可能性がある。この問題に対して、解決法は二つ考えられる。一つは水平振動の影響を受けにくくする、この crab waist である。もう一つは synchrotron 入射という入射方法である。これは、リングの入射点に水平分散を作り、入射ビームをこの分散に沿った軌道でリングに入れる方法である。この際、入射ビームのエネルギーを少し変えて水平軌道を分散の形に乗るようにすれば、分散が閉じる場所で水平振動は起こらなくなる。ただし、さきほど少し変えた分のエネルギー方向の振動は問題のない程度に抑えねばならない。この方法も入射点で他の装置との干渉があるなど様々な問題はありますが、現在検討が進行中である。

4 おわりに

この原稿を依頼されたのは、今年の 2009 年 12 月であった。そのころはナノビーム・スキームに落ち着いたところで、まだ検討事項は残っているとはいえ、4 ヶ月後にはまとめやすくなっているだろう、と安請け合いしてしまった。ところが検討が進むに連れてますます困難が浮上し、この原稿を書いているほんの数週間の間でも、様々な事象が刻々と変わりつつあった。特にナノビーム・スキームでは HER のアーク部電磁石を総入れ替えということになりつつあったが、最近ではナノビーム・スキームだけでも時間も予算も労力もかかる磁石の入れ替え作業をしないですむ、「ゆるナノビーム」案も検討されている。このように日夜さまざまなアイデアが次々と出され、検討が進んで行く様子はさながらプロジェクト X を見ているようであり、非常にエキサイティングである。筆者は入射・ビーム輸送関係を担当しているため、SuperKEKB リングの設計作業には直接携わっていない。そのために詳細が必ずしもピタリと表現されているとは思えないが、できる限り読者サイドに立って執筆したつもりであり、読者の方々にほんの少しでも SuperKEKB について関心を持っていただけたら幸甚である。

SuperKEKB の検討のうち、本稿でご紹介したのはほんの氷山の一角である。その他とてもここには書ききれないハードウェアの R&D、LINAC のアップグレードなどについては、別途高エネルギーニュースで詳細に紹介されることを期待している。

最後に、本稿執筆の機会を与えて下さり、チェックして下さい下さった小磯晴代氏、原稿の構想から修正まで大変お世話になった船越義裕氏、たくさんの資料を提供して下さい下さった大西幸喜氏、また紙谷拓哉氏、三増俊広氏、編集の江川一美氏、武藤健一氏には大変お世話になりました。感謝いたします。

参考文献

- [1] 飛山真理, 高エネルギーニュース **27-4**, 236 (2009).
- [2] Z. Dolezal and S. Uno, Belle II Technical Design Report 2.1-2.2 (April 2010).
- [3] 島田美帆「コヒーレントシンクロトロン放射光とビームダイナミクス」 OHO2008 テキスト.
- [4] Z. Dolezal and S. Uno, Belle II Technical Design Report 2.7-2.8 (April 2010).
- [5] M. Kikuchi, Nucl. Instr. Meth. A **556**, 13-19 (2006).