SuperKEKB へのビーム輸送路と ダンピングリング

1 はじめに

SuperKEKB 加速器(以下、SuperKEKB)は、大 きく分けて2種類の加速器で構成されている。一つ は円形加速器(以下、リングと呼ぶ)で、これは、周 長約3kmの主リングであるHER(電子リング、エ ネルギーは7 GeV)、LER (陽電子リング、エネル ギーは4 GeV)、および周長約135 mの陽電子ダンピ ングリング (Damping Ring(DR)) のように円形に近 い形に設置された真空パイプ内に電子や陽電子ビー ムを周回させる物。もう一つは線形加速器(以下、 LINAC と呼ぶ) (長さ約 600 m) で様々なリングの上 流に位置し、各リングの要求するパラメーター (ビー ムのエネルギー、1回に入射する電荷量、エミッタ ンス等々)のビームを作り、ビーム輸送路(Beam Transport line (BT)) を通して入射する。エミッタン スに関しては後で詳しく述べるが、一般に1塊(バ ンチ(bunch))内の粒子の集団(ビーム)の運動の秩 序・揃い方を言う。エミッタンスが小さいと、ビーム サイズが小さく、また各粒子の運動量広がりが小さ いビームになる [1]。どちらの加速器も構成機器はほ ぼ同じで、ビームが通る真空パイプ、加速装置であ る加速空洞、ビームを制御する電磁石、ビームをモ ニターする位置モニターやプロファイルモニター、 安全装置、それらに指令を与える制御系である。

SuperKEKB は、設計検討中の 2008 年頃は蓄積 ビームを大電流にする事で、高いルミノシティを 目指していた。しかし検討を進めていくうちに、そ の設計は大電流で問題になる Coherent Synchrotron Radiation(CSR) 等の影響が無視できないことがわ かってきたために、比較的小電流で高いルミノシ ティが達成できるナノビーム・スキームという衝突 方式に方向転換した。これは末次 祐介氏、森田 昭夫 氏の講義 [2], [3] にある通り、衝突点での砂時計効果 (hour grass effect)を逆転の発想で克服したイタリア の加速器研究者 P. Raimondi 氏のアイディア [4] で、 リング内のビームをできるだけ低エミッタンスにし 衝突点でのベータ関数を小さくして、さらに電子と 陽電子のビームを水平方向に角度をつけて衝突させ るという画期的な方法である。この方法だと、入射 はリングのビームのバンチに入射ビームを継ぎ足す 時に、以下の2つの点が入射ビームに要求される。

(1) 電荷量が多いこと

(2) 低エミッタンスであること

SuperKEKB リング内の蓄積ビームが低エミッタン スということから、バンチ内の粒子間距離が近くなっ てクーロン散乱が起こりやすくなり、バンチの寿命 が短くなる(タウシェック(Touschek)効果)。そ のために入射ビームは高電荷であることが要求され る。また、リング内のビームが低エミッタンスであ る事から、入射ビームも低エミッタンスであること が要求される。KEKB との比較を図1に示す。この



図 1: SuperKEKB リングへの入射ビームの要求値

ように電荷量は3~5倍も大きいにも関わらず、エ ミッタンスが一桁以上小さいビームを、それを保持 しつつ LINAC、BT 合わせて約 1km にもわたって 輸送することは、後で述べるように実際は大変困難 なことである。これらのビーム性能は、衝突性能の 向上に応じて徐々に最終要求値に近づけていく。現 在の達成値に関しては、後で述べる。

電子ビームに関しては、周 翔宇氏の講義 [5] にあ るように RF 電子銃という特別な電子銃を用いて大 電流・低エミッタンス電子ビームを作ることができ る。しかし陽電子は榎本 嘉範氏の講義 [6] の通り、 ある程度高いエネルギーかつ高電荷の電子ビームを



図 2: SuperKEKB リングへ電子・陽電子を供給するための輸送路。電子ビーム、および陽電子ビームが電子 銃で発生してから SuperKEKB リングに入射するまでの経路を示す。LINAC は A セクターから5 セクターま でで構成し、B セクターと C セクターの間に 180° 折り返す J アークがある。

陽電子ターゲットに当てて、電磁シャワーで発生し た低エネルギーの陽電子を、なるべくたくさんかき 集めて大電流ビームが作られることから必然的に、 エミッタンスは巨大になる。これを低エミッタンス ビームに転換する装置が、ダンピングリング(DR) である。

本講義では、主に陽電子の入射ビームについて述 べる。大電流ビームを効率よくDRに輸送、入射し、 DRでエミッタンスが小さくなった陽電子ビームを 出射、輸送してSuperKEKB主リングに入射するま での設計と実際について解説する。また、DRの設 計、およびSuperKEKBへの入射についても述べる。

2 LINAC とビーム輸送路

LINAC、DR、BTのレイアウトを図2に示す。電 子や陽電子を発生して、リングの目標エネルギーま での加速は、LINACで行う。夏井 拓也氏の講義[7] で述べられた通り、LINACでは一本のビームパイプ の中を、50 Hz ごとに電荷、エネルギー、エミッタ ンスの異なる4種類のビームが加速される。4種類 のうち3種類は電子ビームで、A セクター先頭の電 子銃から発生したビームは加速された後 LINAC 終 端で振り分けられ、各輸送路を通って直接各々のリ ング(HER、PF、PF-AR)に輸送される。しかし 陽電子だけは他と違って、A セクターから出た電子 はまず1 セクターの陽電子生成用ターゲットに当た り、そこで電磁シャワーにより生成された陽電子が 1~2セクター約 120 m で 1.1 GeV まで加速され、 2セクター終端で曲げられて DR の入射路(Linac To Ring (LTR))を通って DR に入射する。

DR を周回するうちに低エミッタンスとなった陽 電子ビームは、DR から取り出され出射路(Ring To Linac (RTL))を通って再び LINAC の3セクターに 戻される。5セクター終端まで加速されて陽電子用 輸送路を通って SuperKEKB の陽電子リング(Low Energy Ring (LER)) に入射される。このように陽 電子は KEKB 時代にはなかった DR を経由するこ とで輸送がより複雑になった。しかも入射ビームへ の要求度が高くなったことで単に輸送するだけの輸 送路とは異なり、設計にはビームロスとエミッタン ス保存について細心の注意が必要になった。これは 先ほど出てきた大電荷量、低エミッタンスという主 リングからの要求を満たすためのものである。ビー ムロスに関しては、特にフラックスコンセントレー ター (Flux Concentrator (FC)) でできる限り多くの 陽電子をかき集めた巨大エミッタンスのビームを、 ロスすることなしにどうやって DR まで導くか、エ ミッタンス保存に関しては、せっかく DR でエミッ タンスが小さくなった陽電子の質を落とすことなく 大電荷のままどうやって LER 入射まで輸送するか、 に工夫が必要である。

3 粒子の位相空間運動

位相空間運動については、杉本 寛氏 [8] の「単粒 子力学の基礎」ノートを参考にしていただきたいが、 ここでは後によく出てくるパラメーターや式につい て少し触れておく。

空間座標として、水平方向をx、垂直方向をy、ビー ム進行方向を $z \equiv -v(t - t_0)$ とする。tは粒子がそ の地点を通過する時刻、 t_0 は基準粒子がその地点を 通過する時刻、vは粒子の全速度、基準粒子の運動 量を p_0 とする。x、yの運動量を各々 P_x 、 P_y とす ると、

$$p_x = P_x / p_0 \tag{1}$$

$$p_y = P_y/p_0 \tag{2}$$

 $\delta = (p - p_0)/p_0 \tag{3}$

と表す。なお、本稿では高エネルギー電子を念頭に おいており、 $\gamma \gg 1$ 、 $E \approx cp$ とする。

加速器のある地点での粒子の状態を表すのに、大 きく分けて、以下の2つについて記述することが多 い。

(A) ある地点 s₀ から次の地点 s₁ まで1つの粒子が進んだときの、その粒子の位置と運動量
(B) ある地点 s₀ から次の地点 s₁ までビームが進んだときの、その粒子の集団の分布

(加速器の地点を*s*で表す。)

(A) 地点 s₁ での位置と運動量 w₁ は、s₀ の位置と
 運動量 w₀ を使って以下のように表される。

$$\mathbf{w}_{1} = \mathbf{R} \ \mathbf{w}_{0}$$

$$\begin{pmatrix} x \\ p_{x} \\ y \\ p_{y} \\ z \\ \delta \end{pmatrix}_{1} = \begin{pmatrix} R_{11} & R_{12} & \cdots & R_{15} & R_{16} \\ R_{21} & R_{22} & \cdots & R_{25} & R_{26} \\ \vdots & & \ddots & & \vdots \\ R_{51} & R_{52} & \cdots & R_{55} & R_{56} \\ R_{61} & R_{62} & \cdots & R_{65} & R_{66} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ p_{x} \\ y \\ p_{y} \\ z \\ \delta \end{pmatrix}_{0}$$
(5)

R を s_0 から s_1 への転送行列 (transfer matrix) と

いう。

ある地点でのビームの様子を記述するのに便利な パラメーター (Twiss parameter)を導入する。地点 s_0 , s_1 での Twiss parameter を α_i , β_i , $\gamma_i \equiv (1 + \alpha_i^2)/\beta_i$ (i=1,2)、 $\phi \in s_0$ から s_1 までの位相の進みとする。 式(5) は6次元の表現だが、簡単のために水平、垂 直、ビーム進行方向は各々独立とし、2次元に分解 した各2行2列の転送行列 *M* は、Twiss parameter を用いて以下のように表される [9]。

$$\mathbf{u}_{1} = \mathbf{M}\mathbf{u}_{0}, \tag{6}$$
$$\mathbf{u}_{i} = \begin{pmatrix} u \\ p_{u} \end{pmatrix}_{i}, i = 0, 1, u = x, y, z \succeq \cup \boldsymbol{\zeta}, \tag{6}$$
$$\begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \end{pmatrix}$$

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix}$$
(7)

$$= \left[\begin{pmatrix} 1 & 0\\ \alpha_1 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1/\sqrt{\beta_1} & 0\\ 0 & \sqrt{\beta_1} \end{pmatrix} \right]^{-1}$$
(8)

$$\times \begin{pmatrix} \cos\phi & \sin\phi \\ -\sin\phi & \cos\phi \end{pmatrix} \tag{9}$$

$$\times \left[\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \alpha_0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1/\sqrt{\beta_0} & 0 \\ 0 & \sqrt{\beta_0} \end{pmatrix} \right] \tag{10}$$

$$= \begin{pmatrix} \sqrt{\frac{\beta_1}{\beta_0}}(\cos\phi + \alpha_0\sin\phi) \\ -\frac{(1+\alpha_0\alpha_1)\sin\phi + (\alpha_1 - \alpha_0)\cos\phi}{\sqrt{\beta_0\beta_1}} \\ \sqrt{\frac{\beta_0}{\beta_0\beta_1}}\sin\phi \\ \sqrt{\frac{\beta_0}{\beta_1}}(\cos\phi - \alpha_1\sin\phi) \end{pmatrix}$$
(11)

と表すことができる。この時、以下のように物理座標 (u, p_u) から規格化座標 (\tilde{u}, \tilde{p}_u) への変換を定義する。

$$(\tilde{u}, \tilde{p}_u) = \left(\frac{x}{\sqrt{\beta}}, \ p_u\sqrt{\beta} + u\frac{\alpha}{\sqrt{\beta}}\right)$$
 (12)

(10)は、物理座標(図 3-(a))から規格化座標(図 3-(b))への変換、(9)は、規格化座標での位相の回転(図 3-(b)の φ)、(8)は、規格化座標から物理座標への変換を表し、結局地点 s₀から s₁への変換は、式(11)になる。

転送行列(7)の要素の値を知っている場合は、Twiss





図 3: (a) 物理的な位相空間、(b) 規格化された位相空間。 $\langle J \rangle = \varepsilon_u$ 。

parameter は以下のように転送される。

$$\begin{pmatrix} \beta \\ \alpha \\ \gamma \end{pmatrix}_{1} = \begin{pmatrix} m_{11}^{2} & -2m_{11}m_{12} & m_{12}^{2} \\ -m_{21}m_{11} & 1 + 2m_{12}m_{21} & -m_{12}m_{22} \\ m_{21}^{2} & -2m_{22}m_{21} & m_{22}^{2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \beta \\ \alpha \\ \gamma \end{pmatrix}_{0}$$
(13)

また、 $s_0 - s_1$ 間の位相の進み ϕ は、以下のように表 される。

$$\phi = \arg(-m_{12}\alpha_0 + m_{11}\beta_0 + im_{12}) \qquad (14)$$

以上の、1粒子が加速器上を進む場合の位相の変 化を図4に示す。地点s₀、s₁、s₂での位相空間で、 同じ振幅の粒子は同じ楕円の周上を位相を進めなが ら進行する。

(B) 粒子集団(ビーム)の広がりの分布について 考える。

$$\mathbf{u}_1 = \mathbf{M}\mathbf{u}_0 \quad \mathbf{o} \tag{15}$$

$$\mathbf{u}_1^T = (\mathbf{M}\mathbf{u}_0)^T = \mathbf{u}_0^T \mathbf{M}^T \quad \boldsymbol{\sharp} \ \boldsymbol{\vartheta} \ , \qquad (16)$$

$$\langle \mathbf{u}\mathbf{u}^T \rangle_1 = \mathbf{M} \langle \mathbf{u}\mathbf{u}^T \rangle_0 \mathbf{M}^T$$
 (17)



図 4: 位相空間の概念図。各地点 s₀~s₂ での、ある振幅 の粒子の位相空間での楕円。赤点は、1つの粒子の位置。 楕円の面積(2πJ)はどの場所でも保存される。

これを計算し、uの位相空間の粒子の広がりを、エ ミッタンス ε_u を用いて、

$$\langle u^2 \rangle = \beta \varepsilon_u \tag{18}$$

$$\langle up_u \rangle = -\alpha \varepsilon_u \tag{19}$$

$$\langle p_u^2 \rangle = \gamma \varepsilon_u \tag{20}$$

のように表わすと、式 (13) になる。また、det $(\mathbf{u}\mathbf{u}^T)$ は、 $\gamma = (1 + \alpha^2)/\beta$ より、

$$\langle u^2 \rangle \langle p_u^2 \rangle - \langle u p_u \rangle^2 = \varepsilon_u^2 = \langle J \rangle^2$$
 (21)

$$\begin{split} \langle u^2 \rangle &= \sigma_u^2 : \sigma_u \, \mbox{ie} U - \Delta \mbox{+} \mbox{-} \mbox{,} \\ \langle p_u^2 \rangle &= \sigma_{pu}^2 : \sigma_{pu} \, \mbox{ie} \mbox{ie} \mbox{ie} \mbox{ie} \mbox{ie} \mbox{ie} \mbox{ie} \mbox{ie} \end{split}$$

$$\sigma_u = \sqrt{\beta \varepsilon_u} \tag{22}$$

$$\sigma_{pu} = \sqrt{\gamma \varepsilon_u} \tag{23}$$

となる。

以上の、集団の粒子(ビーム)が加速器上を進む 場合の位相の変化を図4に示す。地点 s_0 、 s_1 、 s_2 で の位相空間で、様々な振幅の粒子は様々な楕円の周 上を位相を進めながら進行する。図4の楕円は1つ の振幅を表したが、図5では様々な振幅の楕円が重 なって描かれている。その分布の広がりの大きさを 示すのが、エミッタンス ε_u である。 β 、 α 、 γ は位置 sの関数であるが、 ε_u は不変量である。

3.1 Longitudinal Dynamics

ビーム進行方向の運動は、LINAC では通常 z=一 定であるが、エネルギー圧縮システム (ECS)、バン チ圧縮システム (BCS) が装備されるビーム輸送路 では、もはや z は一定とはならない。



図 5: 位相空間の概念図。各地点 $s_0 \sim s_2$ での、集団の位相空間での楕円。楕円の面積 ($\propto \varepsilon_u = \langle J \rangle$) はどの場所でも保存される。



図 6: エネルギー圧縮システム (Energy Compression System(ECS))の原理図。進行方向位相空間に占める粒 子の広がり。上図:概念図、下図:LTR でのシミュレー ションによるプロット。(1) ECS 上流、(2) アーク下流、 (3) 加速管下流。

3.1.1 エネルギー圧縮システム (ECS)

ECSの概念図を、図 6 上段に示す。 $z-\delta$ 位相空間 で、最初にアークまたはシケイン軌道の R_{56} 成分を 利用してz方向に伸ばし、下流の加速空洞の加速勾 配のゼロクロスに乗せることでエネルギー幅を圧縮 する。言わば、"回転"させてエネルギー方向のサイ ズを小さくするシステムである。圧縮といっても、 単にエネルギー方向だけをギュッと圧縮するのでは ない。 R_{56} は、式(5)の行列の5,6成分で、これに よりz、 δ は次のように変換される。

$$z_1 = z_0 + R_{56}\delta_0 \tag{24}$$

$$\delta_1 = \delta_0 \tag{25}$$

アークやシケインのように偏向電磁石で曲げられる と通常はゼロでない R_{56} が発生する。ビーム内のす べての粒子は中心エネルギー E_0 とは限らず、その 辺りでエネルギー広がり $\delta = \Delta E / E_0$ を持つ。例えば、 アークではエネルギーの高い粒子は偏向電磁石で中 心エネルギーの粒子よりも曲げられず大回りするた め、アーク出口に比較的遅く(*z* < 0)到達し、逆 にエネルギーの低い粒子は早く到達する(*z* > 0)。 位相空間で ECS 入口で丸く分布していたビームは、 アークの出口では図 6-(2) のように *z* 方向に伸ばさ れて傾いた形になる。

その下流の空洞では、加速電圧はサインカーブを 描くが、そのゼロクロス付近にビームをうまく乗せ てやると、図 6-(3) のように傾いていたビームが z軸と平行になる。図 6-(1) の時と比べると、図 6-(3) の方が δ 方向の広がりが小さくなっていることがわ かる。逆に図 6-(3) では、z 方向には伸びてしまうこ とになる。ECS では、エネルギーは圧縮されるがバ ンチ長は伸びてしまう事になるが、これは進行方向 のエミッタンスが保存しているからである。

加速空洞における変換は、加速勾配を V'として、

$$z_1 = z_0 \tag{26}$$

$$\delta_1 = \delta_0 + V' z_0 \tag{27}$$

また、ECS を通った後は元の粒子の位相空間上の位 置が90°回転している事に注意。図7に、LINAC 終 端での ECS でエネルギーのずれた粒子が進行方向 位相空間で"回転"する様子を示す。例えば、ECS 入 口でエネルギーが既に低い粒子は ECS 出口ではエ ネルギーは中心値付近に戻され、代わりに進行方向 の位置 z が前方に来る。

以上のことを式で表すと、進行方向の位相空間上 で以下のようになる。

$$oldsymbol{z}_1 = M_{01}oldsymbol{z}_0$$
、 $oldsymbol{z}_i = \begin{pmatrix} z \\ \delta \end{pmatrix}_i$, (i=0, 1) の時、

$$M_{01} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ k & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & R_{56} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & R_{56} \\ k & kR_{56} + 1 \end{pmatrix}$$
(28)



図 7: 上図: ECS 区間の光学プロット。上から2段目が水 平分散。中下図:シミュレーションによるプロット。(1) ECS 上流、(2) シケイン下流、(3) 加速管下流。中段は正 規のエネルギーの場合。下段は 50 MeV エネルギーが低 い(-1.25%) 場合。

ここで、

$$V = V_c \sin\left(-\omega_{\rm RF}\frac{z}{c} + \phi_{\rm RF}\right) \tag{29}$$

$$k = \frac{e}{E_0} \frac{\partial V}{\partial z} \tag{30}$$

$$= -\frac{\omega_{\rm RF}}{c} \frac{eV_c}{E_0} \cos\left(-\omega_{\rm RF} \frac{z}{c} + \phi_{\rm RF}\right) \quad (31)$$

$$\approx \quad \frac{\omega_{\rm RF}}{c} \frac{eV_c}{E_0} \quad (\because \phi_{\rm RF} = \pi). \tag{32}$$

転送行列の R_{56} が横方向の運動における drift space の長さと、また、加速空洞が収束磁石(kが収束の 強さ)と同等であることがわかる。

式(28)の転送行列は、式(11)と同じ形に書け るが、今の場合、 $\alpha_0 = \alpha_1 = 0$ とする。なぜなら、 ECS の場合、LINAC からのビームは加速管のサイ ン波のピーク付近に乗ってくるため、進行方向の位 相空間では傾きを持たず、 $\alpha_0 = 0$ となるからであ る。また ECS 下流では、傾きを持たないように R_{56} や V_c を調整してエネルギー圧縮するため、 $\alpha_1 = 0$ となる。式(11)は、 $\alpha_0 = \alpha_1 = 0$ の時、

$$\boldsymbol{M_{01}} = \begin{pmatrix} \sqrt{\frac{\beta_1}{\beta_0}} \cos \phi & \sqrt{\beta_0 \beta_1} \sin \phi \\ -\frac{1}{\sqrt{\beta_0 \beta_1}} \sin \phi & \sqrt{\frac{\beta_0}{\beta_1}} \cos \phi \end{pmatrix}, \quad (33)$$

式(28)と(33)を比べて、

$$k = \mp \frac{1}{\beta_1} \sqrt{\frac{\beta_1}{\beta_0} - 1} \tag{34}$$

$$R_{56} = \pm \beta_0 \sqrt{\frac{\beta_1}{\beta_0} - 1}$$
 (35)

$$\cos\phi = \sqrt{\frac{\beta_0}{\beta_1}} \tag{36}$$

となる。

 $\alpha \sim 0$ の時、 $(\gamma = 1 + \alpha^2)/\beta \sim 1/\beta$ なので、 $z \ge \delta$ のサイズと ε 、 β は、

$$\sigma_z = \sqrt{\beta\varepsilon} \tag{37}$$

$$\sigma_{\delta} = \sqrt{\gamma \varepsilon} = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\beta}} \tag{38}$$

$$\varepsilon = \sigma_z \sigma_\delta \tag{39}$$

$$\beta = \frac{\sigma_z}{\sigma_\delta} \tag{40}$$

となる。ECS のエネルギー圧縮比は、

$$r_c \equiv \frac{\sigma_{\delta 1}}{\sigma_{\delta 0}} = \sqrt{\frac{\beta_0}{\beta_1}} = \cos\phi \tag{41}$$

である。

図 6 下段は、LTR を通る粒子のシミュレーション 結果である。(3) の加速管下流でサインカーブが見 える。 $\beta_0 = 0.16 \text{ m}, \beta_1 = 2 \text{ m}$ より、 $k=1.7 \text{ m}^{-1}, \text{ T}$ ネルギー圧縮比は 0.28 となる。

3.1.2 バンチ圧縮システム (BCS)

BCS は、基本的に ECS の逆のシステムである。概 念図を図 8 上段に示す。ECS とは逆にまず加速管で の加速勾配を通してから、アークの *R*₅₆ を通す。

$$M_{01} = \begin{pmatrix} 1 & R_{56} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ k & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 + kR_{56} & R_{56} \\ k & 1 \end{pmatrix}$$
(42)



図 8: バンチ圧縮システム (Bunch Compression System(BCS))の原理図。進行方向位相空間に占める粒子の 広がり。上図:概念図、下図:RTL でのシミュレーショ ンによるプロット。(1) BCS 上流、(2) 加速管下流、(3) アーク下流。

式(42)と(33)を比べて、

$$k = \mp \frac{1}{\beta_0} \sqrt{\frac{\beta_0}{\beta_1} - 1} \tag{43}$$

$$R_{56} = \pm \beta_1 \sqrt{\frac{\beta_0}{\beta_1} - 1} \tag{44}$$

$$r_c \equiv \cos\phi = \sqrt{\frac{\beta_1}{\beta_0}} \tag{45}$$

となって、確かに ECS の式(34)、(35)の上流と 下流を逆にしたのと同じ結果になる。RTL の粒子を 使って BCS のシミュレーション結果を図 8 下段に 示す。こちらも LTR の ECS 同様、加速管のサイン カーブが見えているが、許容範囲内である。

3.1.3 アーク (Arc) とシケイン (Chicane)

上の項で述べたように、アークとシケインはどち らも R₅₆ が発生するが、符号が反対になる。そのた めに、下流の加速勾配も + か – のどちらのゼロク ロスに乗せるか、注意が必要である。しかし、実際 にはこれを間違えると、例えば ECS の場合は下流 の分散のある場所でのエネルギー広がりが大きくな り、BCS の場合は、LINAC の S-band 加速にうまく 乗れずビームロスしてしまうので、すぐに気づく事 になる。





図 9: シケイン形状に配置された偏向電磁石。磁石は 全てレクタンギュラー型、かつ端面は全て平行。[10]。

成され、四極電磁石は挟まれていない。なぜ偏向電 磁石だけで分散がうまく閉じるのか? シケインは、 図 9 に示すように、水平偏向電磁石でシケインの軌 道を作って、ビーム軌道としては元軌道の延長線上 に戻る。この時、偏向電磁石は全てレクタンギュラー 型で、全ての磁石の面は平行に配置し、ビームは磁 石面に鉛直に入射する。(もう少し一般的に、シケイ ン軌道をつくる偏向磁石配置が左右対称で、かつ左 右各々で電磁石端面が全て平行になっていれば、エ ネルギーによらず軌道は閉じる(シケイン定理)。) そうする事で、磁石が理想的な場合、図9に描く軌 道はどのエネルギーのビームであっても、シケイン 出口の水平軌道は、入口の軌道とズレも傾きも同じ 状態になる ($\Delta x = \Delta p_x = 0$)。どのエネルギーでも同 様なことから、 $\eta_x = \eta_{px} = 0$ となって、シケイン出口 では分散は高次の項を含めて閉じることが分かる。

3.1.4 ウェイク場

様々な教科書 [11] や OHO のテキスト [12] にも多 数書かれているため、ここでは詳細を述べない。

ウェイク場とは、ビームがチェンバーの中を通過 する時、チェンバー内壁との間に生じる場の事。も しチェンバー内壁に段差または電気抵抗があれば、 段差からの電磁場の反射または壁内電流によりビー ムに電磁力を及ぼす。ウェイク場には進行方向と横 方向(ビームと直角の方向)がある。(進行方向を、 縦方向と呼ぶ場合もあるが、ここでは進行方向に統 ーする。)ビームのヘッド部が起こしたウェイク場が テイルに影響し、進行方向ウェイク場によってテイ ルの粒子はエネルギーが低くなり、進行方向エミッ タンスの増大になる。

また、横方向ウェイク場については、ビームがチェ

ンバーの中心を通っている場合は発生しないが、チェ ンバー中心から横方向にずれた場所を通ると、ヘッ ドの粒子が残したウェイク場がテイルの粒子をずれ ていた横方向にキックする。その方向は、チェンバー からずれた方向にさらに蹴ることになり、横方向エ ミッタンスの増大につながる。

4 入射と出射

リングへの入射には、以下の2つの種類がある。 (1) オフアクシス入射 (off-axis injection) (2) オンアクシス入射 (on-axis injection)

(1)は、SuperKEKB 主リング(HER, LER)のよう に、既にリングのバケットに蓄積ビームがあって、そ こに入射ビームを追加する場合、(2)は、DRへの入 射のように入射するリングのバケットに蓄積ビーム がない場合である。まず、(1)について説明する。リ



図 10: オフアクシス入射の場合の、入射ビームとリ ングの蓄積ビームの軌道 [13]。上図:バンプ頂上付 近の拡大図。下図:蓄積ビームのバンプ頂上で入射 ビームが入射される。

ングの蓄積ビームのバケットに入射ビームを追加す る場合、リングビームの軌道になるべく沿うように 入射すると、蓄積ビームの実効的な位相空間上での 占有面積が小さくなる。入射点近くの軌道を、図 10 に示す。蓄積ビームは、2カ所の入射キッカーパル ス電磁石(以下、キッカー)によって作られる軌道 (入射バンプ)で入射ビームに近づき、入射ビーム は BT ラインの最下流の入射セプタムパルス電磁石 (以下、セプタム)によってギリギリまで蓄積ビーム に近づき、方向もなるべく蓄積ビームに沿わせる。 SuperKEKBの場合、セプタムもキッカーも水平方 向に蹴る。



図 11: 入射点における水平位相空間の概念図。 σ_{xR} 、 σ_{xI} は、蓄積ビーム、入射ビームのビームサイズ。 $n_R\sigma_{xR}$ 、 $n_I\sigma_{xI}$ まで考慮した。 w_s は、セプタムの実 効的な厚さ。入射振動振幅 ΔX は、 $\Delta X \sim n_R\sigma_{xR} + w_s + 2n_I\sigma_{xI}$ 。リングに入ってからは ΔX を最大振 幅として、蓄積ビームの楕円と相似形楕円上を入射 ビームが振動する。

入射点での水平位相空間の概念図を、図 11 に示 す。図の蓄積ビームは、バンプの頂上での位置で、 セプタムを挟んで入射ビームが来る。図 12 にセプ タム断面の概略図と写真を示す。セプタム電磁石の



図 12: セプタム電磁石の断面概略図と試作機の写真。

"セプタム"とは隔壁を意味し、入射ビームと蓄積 ビームの間でコア内に誘起されるパルス磁場をシー ルドする役割を持つ。これによりコア内を通る入射 ビームのみが蹴られ、セプタムのすぐ外側を通る蓄 積ビームへの影響は抑制される。蓄積ビームと入射 ビームを近づけるほど入射アパーチャを広く取るこ とができるため、いかにセプタムを薄く作るかが重 要である。SuperKEKB 主リングではセプタムとし て1mm 厚の銅板が採用されており、ギャップに誘 起された磁場による渦電流がここに流れることでセ プタムの外側に磁場が漏れ出すのを抑制する。ただ し、銅板のセプタムのみでは漏れ磁場を完全になく すことはできない。漏れる磁場を吸収するため、セ プタムの外側に 0.5mm のケイ素鋼板を置き、この 部分の蓄積ビーム用真空ダクトは炭素鋼で作られて いる。

セプタムおよび蓄積ビーム用チェンバーの厚み合 計で2mmであるが、リング側に磁場の漏れを防ぐ シールド等を含むと全部で $w_s = 3.5$ mmになる。 LERの場合、 $n_R = 3$ で $n_R \sigma_{xR} = 1.7$ mm、 $n_I = 2.5$ で $n_I \sigma_{xI} = 3.4$ mmとなり、 $\Delta X = 8.6$ mm。入射 ビームのリングでの $2J = \Delta X^2 / \beta_{xR} = 0.74 \ \mu$ mとなり、許容範囲内である(後述の図 13の、 $J_y / J_x \le 2\%$ の場合)。 $\beta_{xR} = 100$ mとした。

なお、上記は $\alpha = 0$ の場合を述べたが、 $\alpha \neq 0$ の場 合でも図 11の大きな楕円が $-\alpha$ の傾きを持つだけ で、入射ビームの α をそれに合わせれば同様になる。

リングに入射するビームは、リングの力学口径 (dynamic aperture)内に収めないといけない。リ ングの力学口径とは、ビームが安定に周回できる位 相空間の大きさのことで、リングのビーム光学系の 非線形性により決まる。一方、物理口径 (physical aperture)は、例えば真空チェンバーやコリメーター の内径のことである。

例として、図 13 にリングの水平力学口径と入射 ビームを表す。x-yカップリング (x-y coupling)とは J_y/J_x のことである。x方向の運動がy方向に回り 込むことを言い、理想的には0であるが、実際には アラインメント等のエラーが原因で、1%程度のx-yカップリングがある場合がある。図 13 の長方形の 横と縦の長さは入射ビームの位相空間での大きさを 表わす。その他の5本の線は、リングを安定に周回 する領域を表していて、この範囲内に入射ビームが 入っているとリングを安定に周回できることになる。



図 13: リングの力学口径の、入射ビームの x-y カッ プリングへの依存性。SuperKEKB-LER の場合。横 軸は、エネルギー広がり、縦軸は水平方向入射口径。 J_y/J_x は、入射ビームの x-y カップリングを表す。長 方形は、入射ビームの大きさを表す。

最も口径が広いのが、入射ビームの *x-y* カップリン グが小さい 1%の場合である。この例の場合は、*x-y* カップリングが 2%までなら大丈夫だが、3%だと入 射ビームがリング内でロスしてしまう。また、エネ ルギー広がりにはまだ多少の余裕があると言える。

(2) のオンアクシス入射は、上記 (1) の蓄積ビー ムがない場合なので、入射ビームはリング内の入射 キッカー1でリングの周回軌道にうまく着地するよ うにする。実際には、セプタムや BT 終端の軌道補 正電磁石で軌道調整する。この場合も、入射ビーム が力学口径の範囲に入るように、DR、入射ビーム を設計する。

DR から出射するには入射の逆で、出射セプタム の入口で設計軌道を通るように、出射キッカーを調 整して出射ビームラインに乗せる。

5 ビーム輸送路の設計 [14]

陽電子の DR 前後でのパラメーターを、表 1 に示 す。DR 前の陽電子ビームがいかに巨大かがわかる。 DR 入射前の陽電子ビームのエネルギー広がりは、 図 14-(a)の ECS 前に示すように、全幅で 10 %以上 で低エネルギー側に長いテイルがある。一方、DR の RF が作るバケツの高さ、すなわちエネルギーア クセプタンスは±1.5% (表 4)なので、エネルギー 広がりはこの範囲内に収めなければならない。その

表 1: DR 入出射ビームの設計パラメーター (* は、全幅値)

Parameters	ECS		BCS	
	in	out	in	out
$\gamma \varepsilon_x \; [\mu \mathrm{m}]$	2800		64.3	
$\gamma \varepsilon_y \; [\mu \mathrm{m}]$	2600		3.2	
$\sigma_z \; [\mathrm{mm}]$	$\pm 8^*$	$\pm 30^*$	6.6	1.3
σ_{δ} [%]	$\pm 5^*$	$\pm 1.5^*$	0.055	0.8
α_z	0	-0.27	0	7.2
β_z [m]	0.16	2	12	0.094
圧縮比 r_c	0.28		0.089	
$R_{56} [{\rm m}]$	-0.61		-1.05	
$V_{\rm c} \left[{\rm MV} \right]$	41		21.5	
$\omega_{RF}/2\pi \; [\mathrm{MHz}]$	2,856		2,856	



図 14: シミュレーション結果。(a) ECS, (b) BCS 前 後の Longitudinal 位相空間の分布。

ために LTR ではエネルギー圧縮システム(Energy Compression System)を導入した。

DR の RF 周波数(508.9 MHz)は SuperKEKB と同じにしているため、LINAC の RF 周波数の S band (2,856 MHz) とは約 5.6 倍も違う。低い RF 周 波数のリングから出てきたビームのバンチ長は 1 σ で 6.6 mm もあり、そのまま LINAC の S band 加 速管で加速すると、かなりのエネルギー幅になり、 下流のビーム輸送路を通らない。そこで RTL には LTR の ECS とは逆のバンチ圧縮システム(Bunch Compression System)を導入した。

さらに、LINAC 終端でのエネルギー広がりは全

幅で約1%だが、BT の真空パイプから来る制限の ±0.5%を大幅に超えているため、LINAC 終端に再び ECS を設置した。

5.1 陽電子キャプチャーセクションからDR 入射まで

陽電子生成後から DR までの輸送路について述べ る。ターゲットで生成された粒子は、フラックス・ コンセントレーター(Flux Concentrator(FC))、ソ レノイドを通過後、電子と陽電子に振り分けられる。 ここで、陽電子と対生成した電子は、ビームストッ パーに当てて消滅させる。FC からソレノイドまで を、陽電子の「キャプチャーセクション(capture section)」と呼んでいる。キャプチャーセクション 出口から DR 入口までの区間の光学系設計を、図 15 に示す。



図 15: キャプチャーセクション出口から DR 入口までの 光学系設計。横軸はキャプチャーセクション出口からの 距離。上図の実線(破線)は水平(垂直)β関数を、下図 は水平分散関数を表す。

陽電子生成直後のビームはエネルギー幅が大き い上、巨大なエミッタンスなので、うまく運びき れずビームがロスしてしまわないように気をつけ なければならない。陽電子は、なるべく収量を上げ るために、フラックス・コンセントレーター(Flux Concentrator(FC))でエネルギーの低い粒子も集め られるので、それらがエネルギー・テイルとなって 輸送される。LINAC内では偏向電磁石がないので、 エネルギーが極端に低過ぎて四極電磁石でオーバー フォーカスされない限り輸送されてしまう。これら



図 16: 陽電子キャプチャーセクションから DR 入射 までの概略レイアウト。Longitudinal phase space で の粒子の分布: [A] 陽電子キャプチャーセクション の終端、[B] LINAC で 1.1 GeV まで加速された場所、 [C] DR 入口

が DR に入射されてしまうと、LTR や DR のエネ ルギー許容範囲を超える粒子はそこで輸送されずに ビーム損失となる。ビームロスの主な原因は、キャ プチャーセクションで Longitudinal 位相空間での広 がりが大きいことである。図 16-[A] にあるように、 ビーム進行方向に S band (1σ=0.105 m)のカーブが 見えるくらい広がっている。図 16-[B] までにはエネ ルギーの低い粒子は LINAC 内の四極電磁石のオー バーフォーカスでロスするが、まだエネルギー広が りは全幅で±10 %以上ある。これを DR のバケツ高 さの±1.5 %まで圧縮しなければならない。

5.1.1 LTR

LTR のレイアウトと光学設計を図 17 と図 18 に 示す。LTR の第一アークの R₅₆ 成分と、その下流直 線部にある加速管の加速勾配とで ECS を形成する。 パラメーターは、一般に加速勾配が線形な場合は式 (27、32)を用いるが、実際には全バンチ長 20 mm は長すぎて、S-band 加速管では線形な部分のみを 利用するわけにはいかない。S-band の 11/5=2.2 倍 波長の L-band (RF 周波数が 1,298 MHz)を使用で きれば良いが、S-band と同等の加速勾配を得るた



図 17: LTR のレイアウト。第1アーク、直線部、第2 アークで形成される。第一アークの R₅₆ と直線部の 加速管で ECS になっている。第一アークの水平分散 の大きい4 カ所にコリメーターが設置されている。

めには S-band の 4 倍の電圧が必要になり、例えば L-band 加速管 4 本分の設置スペースや予算を考え ると S-band で救える解を探したい。そこで図 19 の ように、S-band のサインカーブが見えていてもエ ネルギー広がりが ECS 出口で ±1.5%内に収まるよ うな ECS のパラメーター、すなわち R₅₆ および加 速電圧を求めた。この際、ECS 上流の分布はエネル ギー広がりが ±5.0%になるようにテイルをカットし てある。R₅₆ と V_c を 2 次元のパラメーターとして、 ECS 出口のエネルギー広がりが最も小さくなる解を 探した。図 19-(a) は加速勾配を式 (34) から求めた



図 18: LTR の光学設計。上図の実線(破線)は水平 (垂直) β 関数を、下図は同様に分散関数を表す。

場合で、分布の中央部分は位相空間内で傾きがゼロ になっているが、全体としてはエネルギー広がりが ±2.2%と大きい。最適化されパラメーターを使った 図 19-(b)のように加速勾配を大きくすると、全体と してのエネルギー広がりは±1.5%と小さくなる。



図 19: シミュレーション。ECS における Longitudinal 位相空間内の粒子分布。左:ECS 入口、中央: LTR の第一アーク出口、右:ECS 加速管出口。(a): V_c=31.2 MV、(b): V_c=41 MV

すでに述べたように、第一アーク内にビーム・テ イルを切るためのコリメーター (collimator) を4台 設置していて、ECS で圧縮し切れないエネルギーテ イルを切ることによってビームライン上でロスしな いようにしている。これらコリメーターの周りには、 コリメーターヘッドにビームが当たって発生した中 性子線やγ線等の2次粒子が直下流の電磁石のコイ ルを放射化しないように、コリメーター周りと下流 電磁石のコイル上流を鉄と鉛でシールドを施した。 図 20 に、シールドの写真を示す。コリメーター自身 は、鉄のシールドで囲われていて写真には写ってい ない。コリメーターにビームがかする事で発生する 中性子をシールドするには、よくシールドに使用さ れる鉛よりも鉄の方が適している。それは、放射線 量の減衰が実は鉄の方が早いからである。減衰は、 $e^{-\rho/A^{0.58}}$ に比例し、表 2 に示すように、鉄の方が減 衰が早い。ρは密度、Αは質量数を表す。 シールド

表 2: 鉄と鉛の放射線減衰

	鉄	鉛
ho	7.1	11.3
A	56	208
$ ho/A^{0.58}$	0.688	0.511



図 20: コリメーターシールドの写真。

厚さの最適化を図 21 に示す。式は文献 [15] を参考 にした。コリメーター近くは全方向に出てくる中性 子が多く、約数 m 下流になるとビームと同じ前方方 向に出てくる γ線が多くなる。(a)のコリメーター 直下流には、中性子の放射がメインのため、シール ドは鉄の方がコイルの寿命が長く、逆に (b)のよう に少し下流に離れると γ線がメインに効いて鉛シー ルドが最適になる。

5.2 ダンピングリングのビームロス

DR 入射に関しては、前章で述べたエネルギーテイ ル以外にも、以下の項に示す2点に注意した。いずれ も DR の RF が作る安定領域であるセパラトリクス (separatrix)内に、入射ビームのほぼ全ての粒子が入 るようにするという点である。これらは SuperKEKB の最終目標電荷値が4nCと高い場合に、DR でのビー ムロスを 0.5%以下に抑えたいという放射線上の制 限から検討した事である。

5.2.1 キャプチャーセクションの RF 位相

陽電子キャプチャーセクションは、図 16 にある ように、FCと加速管6本で構成される。最上流の2 本の加速管に陽電子ビームを乗せるタイミングを、 通常の加速位相か、逆に減速位相かで、その後の陽 電子ビームのビームテイルにおける振る舞いが違っ てくる。既に述べたように、FCで集められた陽電 子はエネルギー方向に広い分布を持つ。これを加速 位相に乗せた場合、高いエネルギーの粒子はいつま でも高いままで、図 22 左に示すように、LTR 入口



図 21: シールド厚さの最適化。(a) コリメーター直 下流の電磁石コイル寿命。(b) コリメーターから2 番目に遠い下流の電磁石コイル寿命。シールドが鉄 と鉛の場合。コイル寿命は許容吸収線量、*G_y*から 求めた。

やその下流 ECS 出口まで高エネルギーテイルが消 えることはない。LTR の入口(図 22-(1))では高エ ネルギー側にテイルがある。コリメータが LTR で テイルを切ったとしても、+z 方向にもう一方のテ イルがある(図 22-(2))。ECS による進行方向位相空 間での回転の後、z 方向のテイルは新しい高エネル ギーテイルとして現れる(図 22-(3))。それは DR の バケツ高さの範囲を超えて DR に入射されてしまう ため、DR でのビームロスになってしまう。

一方、減速位相に乗せた場合では、高エネルギー テイルは光速以下にまで減速されて次の RF の波で 加速されるが、もはやテイルではなくコアな部分に 吸収される。図 22 の右に示すように、LTR の入口 にエネルギー方向にも z 方向にもテールはなく、コ リメーターの後のすべての陽電子は DR のバケツ高 さ内で入射し、ロスにはならない。DR に入射され た陽電子の強度は加速位相と減速位相の間には多少 の違いがあって、わずかに加速位相の方が高い(約 3%)が、DR でのビームロスを抑える方が重要と考 え、減速位相を選択した。



図 22: 加速位相(左)と減速位相(右)の進行方向位相 空間の比較。上段は LTR 入口、下段は DR 入口での分布 を示す。

5.2.2 キャプチャーセクションの RF 周波数



図 23: DR 入射点における進行方向位相空間内の分布。 実線は DR のセパラトリクスを示す。各図のキャプチャー セクションの加速周波数は以下の通り。(a) 全て S-band、 (b) L-band と S-band の組み合わせ、(c) 大口径 S-band キャプチャーセクションにおけるドリフトスペースと RF 電圧の最適化後の S-band

キャプチャーセクションで陽電子を最大限多く捕 らえたために、一部の陽電子がメインのバンチから 遅れてサテライトバンチ (satellite bunch) となっ て、一緒に DR まで輸送されてしまうという問題が ある。メインのバンチは位相安定性により S-bandの ある波に乗って進むが、1波長よりさらに遅れる粒 子は次、またはその次以降の S-band の波に捕捉さ れる。このように遅れた S-band 波長に乗ったバン チをサテライトバンチと呼び、メインのバンチと同 様に輸送されるため、LINAC や輸送路のコリメー ターで行うような、エネルギーのずれた粒子を排除 するように簡単ではない。そしてサテライトバンチ は、DR 内のセパラトリクスにうまく入るとは限ら ない (図 23-(a)、キャプチャーセクションの加速管 が全て S-band の場合)ので、やはりビームロスにな り得る。一つの方法として、キャプチャーセクショ

ンのRF周波数を工夫することによって、LINAC内 でサテライトバンチだけを落とすことが可能である ことがシミュレーションにより分かった。

LINAC では S-band (2,856 MHz) 加速管を使用し ている。キャプチャーセクションの加速管に、例えば L-band(1,298 MHz) 加速管を使用すると、図 23-(b) のように、サテライトバンチはうまく加速されずに エネルギーを失い LINAC 内でロスするため、DR に は到達しない。これは、S-band と L-band の周波数 が、11:5という素数比の関係にあるからである。しか し、L-band は加速勾配が低く、設置スペース上(予 算的にも)、導入することは現実的ではない。L-band 加速管はアパーチャーが大きく、捕捉効率上も有利 である。一方、捕捉効率については、S-band 加速管 の口径を通常よりも大きくした(30 mm)「大口径 S-band 加速管」でも、ある程度上げられることが示 された。また、サテライトバンチの問題は次に説明 するように、加速電圧をできる限り大きく取る等の 工夫により回避できることが示された。

キャプチャーセクションの最初の2本の加速管(減 速位相)を大口径 S-band と呼ばれる口径が約30mm の物を用い、その下流の加速管(加速位相)は通常 の口径が20mmの S-bandを用いた。サテライトを 抑えるために、2本目と4本目のDrift spaceをなる べく短くすることと3本目の加速電圧をなるべく高 くするような工夫をした。そうすることで前項の減 速位相で起こる Phase slip によって遅れすぎる粒子 が少なくなりサテライトが抑えられることが分かっ た。ドリフトスペースを短くすることで、減速位相 で Phase slip した粒子が間髪入れずに加速位相に乗 り、3本目の加速電圧を高くすることで、すぐに光 速近くまで加速する、いうことである。

GEANT [16] と SAD [17] を用いたシミュレーショ ンで最適化を行った結果 (図 23-(c)) によると、キャ プチャーセクションの減速位相用(上流の2本)と 加速位相用(下流の4本)の加速電圧は、それぞれ 10 MV と 16 MV の時に、DR まで届く電荷量が多 く、サテライトバンチの電荷量が少なくなった。こ のように L-band を使用しなくとも、DR のセパラト リクス外に入射粒子が飛び込んでビームロスする恐 れはなくなった。

5.3 DR 出射から LER 入射まで

DR については次章で述べる。ここでは DR から 出射されたエミッタンスの小さいビームを、エミッ タンス増大させることなくいかにして LER 入射ま で輸送するかについて述べる。図 24 に、DR 出口か ら LER 入射までの概略レイアウトを示す。DR でエ ミッタンスが小さくなったビームは、DR の出射キッ カーで蹴り出され RTL 先頭の出射セプタムで RTL に着地させた後、RTL ラインを通って再び LINAC に戻され、1.1 GeV から 4 GeV まで加速される。



図 24: DR 出射から LER 入射までの概略レイアウト。

5.3.1 RTL



RTL のレイアウトと光学設計を図 25 と図 26 に



図 26: RTL の光学系設計。横軸は DR 出口からの距離。 上図の実線(破線)は水平(垂直)β関数を、下図は同様 に分散関数を表す。

示す。RTL は第1アーク、直線部、第2アークと で構成されていて、直線部の加速管と第2アーク ($R_{56} = -1.05 \text{ m}$) とでバンチ圧縮システム(BCS) を構成している。図 27 に BCS の写真を示す。



図 27: BCS の上流から見た写真。手前が加速管、遠方に アーク部が見える。

5.3.2 RTL から LER

RTL から LINAC 3 セクターに戻されたビームは、 5 セクターまでの約 200 m で 4 GeV まで加速される。 LINAC 終端部にはもう一台の ECS があり、LER の エネルギーアクセプタンスと BT のアパーチャーに 収まるようにエネルギー広がりを抑えている。電子 ビームと陽電子ビームを振り分けるための偏向電磁 石を、その一部として取り込んだシケイン部を作っ て、その下流に加速管を設置し、ECS としている。 その後、約 500 m の BT ラインを経由して LER 入 射部に導かれる。



図 28: DR 出口から LER 入口までの光学関数。横軸は DR 出口からの距離。上図の実線(破線)は水平(垂直) β 関数を、下図は同様に分散関数を表す。

DR 出口から LER 入射までの光学系設計を、図 28 に示す。LINACを挟んで BCS と ECS が配置されてい る。エミッタンス増大には、横方向とビーム進行方向 があり、どちらも増大を抑えなければ SuperKEKB-LER へのアクセプタンスに入らず、入射効率が落 ちたり、SuperKEKB の測定器である Belle II への バックグラウンドが高くなったりする。また、今回 の SuperKEKB への入射ビームのように高電荷、低 エミッタンスが要求される場合、LINAC 内のウェ イク場もエミッタンス増大の要因になり、これは進 行方向、横両方向両方のエミッタンスを増大させる ため、注意が必要である。BT ラインは合計5つの アーク部や2カ所の坂道があるため、約5mもの大 きな R_{56} を持つが、元々 σ_z がリングのバンチ長と 比べて小さいので、BT の大きな R₅₆ でバンチ長 σ_z が多少伸びてもあまり入射の問題にはならない。

5.3.3 進行方向のエミッタンス増大

進行方向、すなわち、ビーム内での基準粒子との 進行方向の相対位置とエネルギーの位相空間で、粒 子の広がりが小さくなるように輸送する。

図 29 に各位相最適化後の進行方向位相空間の分 布、エネルギー広がりを示す。DR から LINAC に 戻ってきたビームは、バンチ電荷が約1 nC 以上に なると、ウェイク場の影響が無視できなくなる。バ ンチヘッド部の粒子の進行方向ウェイク場によって バンチ後方の粒子のエネルギーが低くなる。これを



図 29: RF 位相の最適化のシミュレーション。上段:(A) RTL 出口のバンチ長による RTL の BCS 位相最適化、(B) 入射点のエネルギー広がりによる LINAC の3~5セク ター加速位相最適化、(C)入射点のエネルギー広がりに よる ECS 位相最適化。中段:最適化後の進行方向位相空 間の各場所の粒子分布。下段:各場所でのエネルギー広 がり。

補償するため、LINAC の加速電圧のトップにバン チを乗せるのではなく、バンチ後方の加速ゲインが 高くなるように位相を調整する必要がある。シミュ レーションでは、当初 LINAC 出口でエネルギー広 がりが最小になるように位相を調整していたが、こ れでは肝心の LER 入射点での広がりが最小とは言 えないため、LER 入射点での分布が最小になるよう に最適化した。その結果、約6.9°トップからずらす と最適である事が分かった。図29の上段に示すよう に、各プロットの横軸をスキャンして縦軸が最小に なるように最適化した。図 29 では、最初 DR からの エネルギー広がりは小さい。BCS を通して一旦エネ ルギー広がりが大きくなるが、LINAC で加速、ECS を通ることで、再び DR 出口と同等に小さくなり、 LER のアパーチャー内に十分小さく収めることがで きる。実際の運転でも BT のエネルギー広がりが見 える(水平分散が大きい)スクリーンモニターで水 平ビームサイズが小さくなるように調整している。

5.3.4 横方向のエミッタンス増大

横方向のエミッタンス増大には、以下の3項目に ついて検討した。以下、これらについて述べる。

- (1) 加速管による横方向ウェイク場
- (2) BT での高次の分散関数
- (3) BT での放射励起

(1) 加速管による横方向ウェイク場



図 30: LINAC 3~5セクターでのミスアラインメント の標準偏差が 0.15 mm の時の LINAC 終端でのビームの 形状の 1 例。横軸はビーム進行方向、縦軸は (a) 水平方 向、(b) 垂直方向を示す。

LINAC の加速管の中央から横方向にずれた場所 をビームが通ると横方向ウェイク場によってビーム のテイルが蹴られ、エミッタンス増大に繋がる。こ れを防ぐには、加速管のミスアラインメントをなる べく小さくする必要がある。図 30 に、加速管と四 極電磁石のミスアラインメントが標準偏差 0.15 mm の正規分布で与えられた場合のシミュレーション結 果の一例を示す。この場合のミスアラインメントは、 加速管および四極電磁石の設置誤差がガウス分布に 従っていると仮定し、軌道補正はしていない。バン チ内のヘッドに対してテイルがウェイク場によって 蹴られているため、横方向に射影するとビームサイ ズが大きくなり結果として射影エミッタンスが増大 する。水平方向に比べて垂直方向のビームサイズが 約一桁小さいため、テイルの変位は同じでも垂直方 向の方がエミッタンス増大は大きい。

3~5セクターのビーム収束系によってもウェイ ク場による影響が異なる。図 31 [18] に、3~5セク ターのビーム収束系がトリプレット(triplet)、ダブ レット(doublet)、シングレット(FODO)の場合 について、ミスアラインメントの大きさがエミッタ ンス増大に与える影響を示す。この場合は、シミュ レーション上で軌道補正を行った。トリプレットと ダブレットはほぼ同様の結果で、ミスアラインメン トのσが約 200 μm 以下であれば LINAC 内では問 題ないが、これではエミッタンスに余裕がないので、 できれば 100 μm 以下に抑えたいところである。実 際にはダブレット収束系を採用している。FODO 収 束系ではほぼミスアラインメントは許されないこと になる。

以上は積極的な補正手段を打たない場合の結果で あるが、一方、「オフセット入射」と呼ばれる、ウェ イク場の効果をある程度減殺する方法がある。これ は LINAC 入口での軌道と角度を適切に選ぶことに よってウェイク場同士を相殺するものである [19]。 図 32 に、オフセット入射のシミュレーション結果 を、表 3 に結果のまとめを示す [18]。図 32 より、オ



図 31: 各グラフ、横軸は3~5セクターの加速管、四極 電磁石のミスアラインメントの大きさ(1σ)、縦軸は規格 化エミッタンス(左軸:水平、右軸:垂直)、破線はメイ ンリングからの要求値。



図 32: LINAC 3 ~ 5 セクターでの加速管と四極電磁石 のミスアラインメントが 1 σ =100 μ m とした時の各収束 系でのシミュレーション。横軸は水平規格化エミッタン ス、縦軸は垂直規格化エミッタンス。淡 (赤) 色ポイント はオフセット入射前、濃 (青) 色ポイントはオフセット入 射後を示す。オフセット入射前後を矢印で結んだ。破線 は LER からの要求値。

表 3: 3~5セクターでオフセット入射を行なった 場合のエミッタンスの回復

光学収束系	$\gamma \varepsilon_x \ [\mu m]$	$\gamma \varepsilon_x \ [\mu m]$	$\gamma \varepsilon_y \ [\mu m]$	$\gamma \varepsilon_y ~[\mu {\rm m}]$
		オフセット入射		オフセット入射
トリプレット	91	89	8.7	6.6
ダブレット	91	89	8.9	6.6
フォド	115	93	17.9	6.9

フセット入射によってかなりエミッタンス増大を抑

えられることが分かる。ただし、この場合オフセッ ト入射の軌道を作るステアリング電磁石の安定度が 問題で、蹴り角のジッターが 10 μrad 以上あると、 規格化エミッタンスが 10 μm 増大するという結果が 得られている。この軌道ジッターと同様に、第 8.1 節で述べるエネルギージッターもエミッタンス増大 に大きな影響を与えることになる。

(2) BT での高次の分散関数



図 33: (a) RTL、(b) BT、各々の最終アーク部に六極電 磁石を使った2次分散の補正シミュレーション。横軸:粒 子のエネルギー、縦軸:横方向位置、および横方向運動 量。上段:六極電磁石がない場合、下段:六極電磁石があ る場合。

ビームのエネルギー広がりは、RTL 第2アークで はBCSを通るため全幅で±2%と大きくなり、BT では ECS を通るため全幅で ± 0.3% と一桁小さくな る。しかし、DR から出てきたビームは低エミッタ ンスであるため、KEKB 時代には問題にならなかっ たエネルギー変位の高次の効果が見えてくる。図 33 上段に示すとおり、バンチ内の粒子の位置がエネル ギー依存性を持っている(高次の分散関数)ことが 分かる。このままだと位置と運動量方向に広がりが 生じ、エミッタンス増大になる。このような2次分 散は、分散が発生しているアーク部に六極電磁石を 設置することで補正できる。図 33 下段では、アー ク部に設置した六極電磁石の効果で、粒子の位置や 横方向運動量にエネルギー依存性はほとんど見られ なくなり、エミッタンスも (a) RTL、(b) BT の各々 の入口での値に戻った。

(3) BT での放射励起

BT では LINAC とは違って、図 2 に示すように合計5 つの大きなアーク部、および(図には示してないが)2 カ所の坂道があり、偏向電磁石で合計、進行方向左に 5.07 rad、右に 1.47 rad 曲げている。偏向電磁石で電子、陽電子が曲げられる際に放射光を放出するが、このことがエミッタンス増大の原因になる。シンクロトロン放射については、6.2, 6.3 節で詳しく述べる。

式 (53) より、BT でのエミッタンスは振動振幅の 2 乗に比例するので、エミッタンス増大 ($\Delta \varepsilon_u, u=x, y$) はエネルギー広がりの 2 乗の相対値に比例し、

$$\Delta \varepsilon_u \propto \frac{\langle \Delta E^2 \rangle}{E^2} \propto \frac{\gamma^5}{|\rho^3|}.$$
 (46)

となる。 γ はローレンツファクター。エミッタンス 増大は、ビームエネルギー Eの5乗に比例し、偏向 電磁石の曲率半径 ρ の3乗に反比例する。

ビーム・エネルギー 4 GeV 陽電子ビームの BT で の水平方向のエミッタンス増大は放射励起がない場 合は 64 μ m だったのが 70 μ m へと 6 μ m 程度であ る。7 GeV 電子ビームの BT では 21 μ m から 69 μ m へとその差は 48 μ m と大きくなるが、メインリング の要求値からは大きな問題にはならない。

以上のように設計段階では数々のエミッタンス増 大を検討し問題を解決してきたが、実際には別の困 難が待ち受けていた。このことは第8章で述べる。

6 ダンピングリング (DR)

DR のレイアウトを図 34 に示す [23]。DR は2つ のアーク部と2カ所の直線部からなり、直線部は入 射部と出射部、そして加速部に使われている。アー ク部の電磁石は限られた空間内でなるべく多くの光 子を放射させるために、偏向電磁石がぎっしりと詰 められている。

加速空洞を入射部と出射部のどちらに設置する か? セプタム電磁石は入射部と出射部とでは真空 チェンバーの構造が異なる。入射セプタム(図 35) は、設計値で垂直ビームサイズが全幅約 14 mm の 入射ビームが通過するため、ギャップの大きな電磁



図 34: ダンピングリングのレイアウト。図 2 と違って、 北が上になっている。つまり、入射部が北、出射部が南で ある。陽電子ビームは反時計回りに周回する。

石になる。その上、もし大気中にセプタム電磁石を 置くとすると、セラミックチェンバーを使用するた め、さらにギャップが大きくなってしまい現実的で ない。そのため、電磁石ごと真空容器に入れてしま うタイプのものにした。その場合、高真空が期待で きなくなる。一方、出射セプタム(図 36)ではDRで エミッタンスが小さくなったビームしか通過しない ので、垂直ビームサイズは全幅で約 0.6 mm しかな く、磁石のギャップを小さくできてセラミックチェ ンバーも使用できる。加速空洞は特に超高真空度が 要求されるため、出射セプタム側の直線部に加速空 洞を設置することにした(図 36、37)。



図 35: 入射セプタムの写真。大きな真空チェンバーの中 に電磁石が入っている。

真空チェンバー [24] は全てアンテチェンバー構造 のものにした。詳細は石橋 拓弥氏の講義 [25] で述 べられる。放射光をビームが通る領域の外側(側室) に逃がして、電子雲がビーム領域に出てこないよう



図 36: 出射セプタムの写真。電磁石の中をギャップの狭 いセラミックチェンバーが通っている。



図 37:2 台の ARES 空洞と出射セプタムの写真。

にする構造である。なおアンテチェンバーには、そ の内側に放射光マスク(真空機器に直接放射光が当 たらないようにするためのもの)を設置することで、 放射光マスクのインピーダンスを大幅に下げる効果 もある。アンテチェンバーの写真を図 38 に示す。

6.1 ダンピングリングの目的

「はじめに」で述べたように、陽電子ビームはダン ピングリング (DR)を使用することで入射ビーム のエミッタンスを小さくしている。DRのパラメー ターを表4 [13] に示す。入射規格化エミッタンス の 3000 µm に対して出射エミッタンスは、水平で 89 µm、垂直で4.5 µm と、35~700分の1にも小さ くなっている。これは図39に示すように、LERの 力学口径からの要求値を満たすように設計されてい る。また、LERの設計ビーム寿命は10分程度とかな り短いことから、高頻度でLERに入射する必要が生 じた。最高入射頻度は50 Hz、つまり最短で20 ms で



図 38: アンテチェンバーの写真。黒っぽく見えるのは、 二次電子放出低下のための TiN コーティング [24]。



図 39: LER への入射ビームの水平エミッタンスに対す る LER の水平方向の許容力学口径

の入射となるため、減衰時間を10 msとし、さらに滞 在時間を40 msとすることで、入射ビームのエミッ タンスはほとんど平衡エミッタンスまで減衰する。 したがって、DRにはLINACの2パルス分のビーム が周回し、各々40 ms滞在した後、取り出される。現 在のDRの出射パラメーターは当初の設計 [13]とは エミッタンスが異なるが、それは当面 RF 電圧が設 計値の1.4 MV から1 MV に下げて運転しているた めで、それにより設計規格化エミッタンスは89 µm から 64.3 µm となっている。

6.2 リングのエミッタンス

ここではリング内で、なぜエミッタンスが減衰・ 励起するかについて、簡単に説明する [9,20–22]。た だし、この節ではベータトロン振動の *x-y* カップリ ングはないものとする。

表 4: DR の設計パラメーター

エネルギー (E ₀)	1.1	GeV
バンチトレイン数	2	
バンチ数/トレイン	2	
周長 (C)	135.498	m
最大蓄積電流	70.8	$\mathbf{m}\mathbf{A}$
エネルギー損失/ターン(U ₀)	0.0847	MV
水平ダンピングタイム $(au_x = 2 au_{wx})$	11.57	\mathbf{ms}
入射ビームのエミッタンス($\varepsilon_i x$)	1400	nm
入射ビームの規格化エミッタンス($\gamma \varepsilon_i x$)	3000	$\mu { m m}$
平衡エミッタンス($arepsilon_0 x/arepsilon_0 y$)	41.5/2.08	nm
平衡規格化エミッタンス($\gamma arepsilon_0 x / \gamma arepsilon_0 y$)	$89.3 \ / \ 4.48$	$\mu { m m}$
加速空洞電圧 (V_c)	1.4	MV
バケツ高さ	1.5	%
エネルギー広がり(σ_δ)	$5.5 imes 10^{-4}$	
シンクロトロン・チューン (ν_s)	0.0257	
平衡バンチ長($\sigma_z 0$)	6.58	mm
位相の進み/セル(水平/垂直)	64.39/64.64	度
運動量圧縮率 (α_c)	0.0142	
曲げ角比(r)	0.35	
偏向電磁石の曲率半径(ρ)	± 2.7	m
ノーマル・セル数	40	

位相空間内の粒子の運動は、

$$W_u = 2J_u = \gamma_u u^2 + 2\alpha_u u p_u + \beta_u p_u^2 \qquad (47)$$

という不変量、Courant-Snyder invariant を保存す る [26] が、放射光子を放出することにより、この 不変量は前後で変化する。エミッタンスは、放射減 衰 (radiation damping) によって減少し、放射励起 (radiation excitation) によって増大する。これら減 衰と励起のちょうど釣り合った平衡状態が、DR の 平衡エミッタンスとなる。

6.2.1 シンクロトロン放射と放射励起

ある曲率半径の偏向電磁石内を運動する粒子が放 出する光子の数の期待値 〈N〉、および光子のエネル ギー2乗の期待値 〈u²〉 は、

$$\langle N \rangle = \frac{15\sqrt{3}}{8} \frac{P_{\gamma}}{u_c},\tag{48}$$

$$P_{\gamma} = \frac{c C_{\gamma}}{2\pi} \frac{E^4}{\rho^2},\tag{49}$$

$$C_{\gamma} \equiv \frac{4\pi}{3} \frac{r_e}{(mc^2)^3},\tag{50}$$

$$\langle u_{\rm p}^2 \rangle = \frac{11}{27} u_c^2, \quad u_c = \frac{3}{2} \hbar c \frac{\gamma^3}{|\rho|}.$$
 (51)

 P_{γ} は単位時間あたりに放出する光子のエネルギー、 u_c は critical energy、mは電子の質量、cは光速、 r_e は電子の古典半径、Eは粒子のエネルギー、 ρ は偏 向電磁石の曲率半径、 \hbar はプランク定数である。と ころで式(49)は、以下のように書き直すとよく使 われる基本的な式になり[20]、

$$P_{\gamma} = \frac{e^2 c^3}{2\pi} C_{\gamma} E_0^2 B^2$$
 (52)

これより、リングのビームエネルギー *E*₀ を上げる と偏向電磁石の磁場 *B* はビームエネルギーに比例し て上げないといけないため、結局ビームエネルギー の4 乗でパワーが失われることが簡単にわかる。

光子を放出することによって生じるエネルギー広 がりの絶対値2乗の期待値は、単位時間あたり、

$$\begin{aligned} \langle \Delta E^2 \rangle &= \langle E^2 \rangle - \langle E \rangle^2 = \langle N \rangle \langle u_{\rm p}^2 \rangle \\ &= \frac{55}{24\sqrt{3}} \hbar c^2 r_e m c^2 \frac{\gamma^7}{|\rho^3|}. \end{aligned}$$
 (53)

偏向電磁石のある場所は、通常分散関数がゼロでは



図 40: 放射励起の模式図。偏向電磁石内でエネルギーが 変化した粒子のベータトロン振動振幅が大きくなる様子。 *u*は、*x、y*を表し、分散が水平(垂直)方向なら*u=x*(*y*)。

ない。粒子のエネルギーが変化した場所に分散があ ると、エミッタンスが増大してしまう。この現象を 模式的に図 40 に示した。ビーム(粒子の集団)は、 ある平均的な中心軌道の周りをベータトロン振動し ている。偏向電磁石で粒子が光子を放出すると、粒 子のエネルギーが光子のエネルギーの分(*u*_p)だけ低 くなる。光子放出前のベータトロン振幅を(*u*_β, *p*_{uβ}) とすると、放出後のベータトロン振幅は、以下のよ うに表される。

$$u = u_{\beta} + \eta_u u_{\rm p} \tag{54}$$

$$p_u = p_{u\beta} + \eta_{pu} u_{\rm p} \tag{55}$$

重要なことは、この現象が、時刻、放射量、そして粒 子毎に、ランダムに起こるということである。図 40 の新たな振動振幅は粒子によって異なるので、集団 の振幅としてのエミッタンスが増大することになる。 (もし全てのビーム内の粒子が一様にエネルギーを 放出したら、中心軌道がシフトするだけでエミッタ ンスは増大しない。)

6.2.2 ベータトロン振動の放射減衰



図 41: 放射減衰の概念図。偏向電磁石内での光子放出。 *u* は、*x、y* 方向を表わす。

一方、ベータトロン振動の放射減衰について、図 41 に示す。図 41 は、例えば偏向電磁石のようにビーム の進行方向が変わる時、中心軌道の周りをベータト ロン振動している粒子はその接線方向に光子を放出 するので、放出後の運動量の大きさが pu、ps どちら の方向にも一様に小さくなる(図 41 の下図)。つま り、u 方向の運動量が小さくなるとベータトロン振 幅は減衰し、u 方向のエミッタンスが減少する [26]。 このことをベータトロン振動の放射減衰と呼ぶ。例 えば、偏向電磁石が水平方向に曲げる場合でも、ベー タトロン振動は水平、垂直どちらにも振動している ので、エミッタンスは水平垂直どちらも減少する。

6.2.3 平衡エミッタンス

 W_u の変化量は、

$$\frac{dW_u}{dt} = \frac{dW_D}{dt} + \frac{dW_E}{dt} \tag{56}$$

と表される。第1項 dW_D/dt は放射減衰による変化、第2項 dW_E/dt は放射励起による変化である。二つの状態が平衡状態に達するということは、式(56)で、 $dW_u/dt = 0$ ということである。ここに、

$$\frac{dW_D}{dt} = -\frac{U_0}{E_0 T_0} (1 - D_u) W_u \tag{57}$$

を代入すると、

$$\frac{dW_u}{dt} = -\frac{U_0}{E_0 T_0} (1 - D_u) W_u + \frac{dW_E}{dt} \quad (58)$$
$$U_0 = \frac{C_\gamma}{2\pi} E_0^4 \oint \frac{1}{\rho^2} ds \quad (59)$$

偏向電磁石の曲率半径が一定の場合($ho =
ho_0$)、

$$U_0 = C_{\gamma} \frac{E_0^4}{|\rho_0|} = 88.5 [\text{keV}] \times \frac{E_0^4 [\text{GeV}^4]}{|\rho_0|} \quad (60)$$

になる。 U_0 は、リング 1 周する間に偏向電磁石内 で放射光を放出することにより失うエネルギー、 E_0 は、ビームの中心エネルギー、 T_0 は、リングでの平 均的なエネルギーが E_0 の粒子の周回時間、 D_u は 偏向電磁石が Combined 型(収束力も持つ)でなく Separate 型の場合(DR ではこの型)は、

$$D_u = \frac{\oint \frac{\eta_u}{\rho_u \rho^2} ds}{\oint \frac{1}{\rho^2} ds} \tag{61}$$

となる。

放射励起の項は、

$$\frac{dW_E}{dt} = 2C_{\gamma}\frac{U_0}{E_0T_0}\gamma^2 \frac{\oint \frac{H_u}{|\rho^3|}ds}{\oint \frac{ds}{\rho^2}}$$
(62)

で表される。 C_{γ} は、式(50)で表され、 H_u は、

$$H_u = \gamma_u \eta_u^2 + 2\alpha_u \eta_u \eta_{pu} + \beta_u \eta_{pu}^2 \tag{63}$$

である。ここで γ_u 、 α_u 、 β_u は、Twiss parameter で、 η_u 、 η_{pu} は分散関数、uは、x またはyを表す。(式(58) より、放射減衰の項は指数関数的に減衰するのに対 して、放射励起は linear に励起することが分かる。) 放射励起と放射減衰の平衡状態 d では式(58) =0 よ り、ある粒子の振幅の期待値 $\langle W_u \rangle$ が求まり、バン チ内粒子全体の位相空間の広がり、つまりエミッタ ンスは $\langle W_u \rangle$ の 1/2 になることから、以下のように 平衡エミッタンスが求まる。

$$\varepsilon_u = \frac{\langle W_u \rangle}{2} = \frac{C_\gamma}{J_u} \gamma^2 \frac{\oint \frac{H_u}{|\rho^3|} ds}{\oint \frac{ds}{\rho^2}} \tag{64}$$

ここで、 $J_u = 1 - D_u$ である。

6.3 リングでの減衰時間

リング内に入射されたビームのエミッタンスの時 間変化は、

$$\varepsilon(t) = \varepsilon_0 + (\varepsilon_i - \varepsilon_0)e^{-2t/\tau_u} \tag{65}$$

と書ける。*ε*₀、*εi* は、それぞれ、DR の平衡エミッタン ス、入射エミッタンス、*t* はリングでの蓄積時間、*τu* はリングのベータトロン振動の減衰時間(damping time)。ここでは、DR の減衰時間がどのように表さ れるのかを簡単に述べる [9,20–22]。ベータトロン振 動振幅の時間変化は、式(58)で表される。まず横 方向の減衰時間について述べる。

$$\frac{dW_u}{dt} = -\frac{U_0}{E_0 T_0} (1 - D_u) W_u \tag{66}$$

より W_u の減衰時間 τ_{w_u} は、

$$\tau_{w_u} = \frac{E_0 T_0}{U_0 (1 - D_u)}.$$
(67)

エミッタンスの減衰時間 τ_{ε_u} は、

$$\tau_{\varepsilon_u} = \tau_{w_u} = \frac{\tau_u}{2} = \frac{E_0 T_0}{U_0 J_u} \tag{68}$$

ここで、 $J_u \equiv 1 - D_u$ とおいた。また、進行方向エ ミッタンス、シンクロトロン振動の放射減衰時間は、

$$\tau_{\varepsilon_z} = \frac{\tau_z}{2} = \frac{E_0 T_0}{U_0 J_z} \tag{69}$$

$$J_z = 2 + D_x + D_y \tag{70}$$

である。これら J_u 、 J_z を、damping partition number と呼び、

$$J_x + J_y + J_z = 4 \tag{71}$$

という関係がある。放射減衰の強さを3方向にどの ように分配するかは、リングの偏向電磁石内の分散 関数に関係した変数 *D_u* で決まることになる。

DR に当てはめると、水平方向の減衰時間は式 (68) より、 $E_0 = 1.1$ GeV、 $U_0 = 0.091$ MV(式(60)よ り)なので、 $E_0/U_0 = 12,000$ ターンで、 $J_x \sim 1$ とす ると、軌道長 C = 135 m で、10.8 ms となる。

6.4 DR のラティス [13,27,28]

ー般的にはリングのエミッタンスや減衰時間は前 項までのような計算になるが、SuperKEKBのDR は 6.1 節でも述べたように、減衰時間を短くすると いう使命がある。その上、敷地境界や予算の制限等 も考慮し、トンネルはなるべく小さい方が良いとい う事情もあるが、さらに以下のような検討によって 最適化がなされた。式(68)を別のパラメータで書 き直すと、

$$\tau_x = \frac{3T_0}{r_e \gamma^3 J_x I_2} = \frac{3}{2\pi c r_e J_x} \frac{\rho}{\gamma^3} C$$
(72)

となる。 $I_2 = \oint 1/\rho^2 ds$ は放射積分と呼ばれ、ここで は述べないが、 I_1 から I_5 まである。 ρ は偏向電磁石 の曲率半径、 $\gamma = E_0/m_e$ は陽電子ビームの Lorentz factor、C はリングの軌道長を表わす。LER への入 射エミッタンスを 53 nm と仮定すると、減衰時間は 12.8 ms 以上必要となる。SuperKEKB の DR の場 合、ビームの DR 滞在時間は約4 damping time の 40 ms である。DR 設計の主な検討項目は以下の通 りである。

- 式(72)より、リングの軌道長が長くなるとそれに比例して減衰時間も長くなるため、あまり長くしたくない。DRにはLINACのビームが96 ns間隔で2バンチずつ、二組(2 pulse)のビーム、合計4バンチが周回できるようにしたい。
- DRの入射、出射のためのキッカー電磁石の立ち上がり・立ち下がり時間を各々約100 nsとすると、最小で120 mの軌道長が必要となり、LERへの入射バケツ選択(bucket selection)のための余裕をみて、約135 mの周長リングが決定された。
- 減衰時間の 12.8 ms を実現するには、LINAC から取り出すビームエネルギーを 1.1 GeV とすると、偏向電磁石の曲率半径は 1.67 m となり 2.2 Tという高磁場が必要になる。
- DRの真空チェンバーの垂直高さは入射ビームの垂直エミッタンスが大きいために、24 mm よりも小さくすることができない。この大きさのギャップ(gap)で偏向電磁石を設計すると最大1.5 Tの磁場が限界になる。

そこで Reverse-bend FODO という特別なラティス での光学系が導入された [27,28]。それは一定の磁場 の偏向電磁石を FODO に並べるが、間に逆方向に 曲げる磁石 (reverse-bend)を挟む方法である。正方 向に曲げる偏向電磁石の曲げ角に対する、逆偏向電 磁石の曲げ角の比率を r とすると、減衰時間はより 一般的に以下のように表される。

$$\tau_x = \frac{3T_0}{r_e \gamma^3 J_x I_2} = \frac{3}{2\pi c r_e J_x} \frac{\rho}{\gamma^3} C \frac{1-r}{1+|r|}$$
(73)

1-rが1周の 2π に相当し、最後の係数 $\frac{1-r}{1+|r|}$ は、逆 偏向電磁石を使わなかった場合よりもその係数だけ 多くの放射減衰が起こることを表す。図 42 に、放 射減衰時間とrの関係を示す。これは偏向電磁石の 曲率半径 $\rho = 2.7$ m(磁場の強さB = 1.36 T に相 当する)を仮定した。放射減衰時間を約 10 ms に短 縮するためには、r = 0.35にすればいいことがわか る。このようにして設計された DR のビーム光学系



図 42: リングの放射減衰時間と、reverse-bend と bend の曲げ角比との関係

を図 43 に、FODO の単位セルの写真を図 44 に示 す [23]。写真からもわかるように、磁石と磁石の隙 間が狭くびっしりと並べられている。立ち上げ前に、

表 5: 〕	DR の?	運転パ	ラメ	ーター	の設定値
--------	-------	-----	----	-----	------

加速空洞電圧	1.0	MV
平衡エミッタンス		
$(\varepsilon_x/\varepsilon_y/\varepsilon_s)$	$29.9\ /\ 1.50\ /\ 3688$	nm
平衡規格化エミッタンス		
$(\gamma \varepsilon_x / \gamma \varepsilon_y / \gamma \varepsilon_s)$	$64.4 \ / \ 3.23 \ / \ 7939$	$\mu { m m}$
放射減衰時間		
$(\tau_x/\tau_y/\tau_s)$	$11.5 \ / \ 11.7 \ / \ 5.9$	\mathbf{ms}
チューン $(u_x/ u_y/ u_s)$	$8.83 \ / \ 6.28 \ / \ 0.0185$	
平衡バンチ長(<i>σ_{z0}</i>)	6.67	mm
エネルギー広がり($\sigma_{\delta 0}$)	0.0553	%
運動量圧縮率 (α_c)	0.0104	

DR の加速空洞である ARES 空洞の電圧を、設計値



図 43: DR のビーム光学系。(a) DR 全体。横軸:入射点 からの軌道距離、(b) アーク部 FODO の単位セル。B1 が 正偏向電磁石、B2 が逆偏向電磁石。



図 44: 単位セルの写真

の 1.4 MV から 1.0 MV に下げることになり、光学 系を計算し直した。表 4 に示す設計値と異なる運転 パラメーター [23] を表 5 に示す。

7 DR の立ち上げ

2018年1月23日、DRの立ち上げを開始した。最 初はLTR最下流のビームシャッターでビームを止 めて、未調整のビームがDRに入って機器を放射化 しないようにしてLTRの立ち上げを行った。租調整 は約2日間で終わった。最初は物事を単純にするた めDRのRF加速空洞をOffにして、入射セプタム、 キッカー、BPM(ビーム一位置モニター)等のタイ ミングをビームに合わせ、リングを周回した。次の 日、加速空洞をOnにしてビームをRFバケツ内に 捕捉する事(RF capture)に成功し、無事蓄積に成 功した。出射セプタム、キッカー、RTLのBPMタ イミングを調整し、RTLを通してLINAC終端まで ビームを導くのにわずか2日で終わった。結局DR 入射からLINAC終端まで約3日で租調整を終える ことができた [23]。

7.1 LTR の立ち上げ [29,30]

実際に FC からの巨大なビームは、特にアーク部 でビームが図 14-(a) のように非対称な分布になって いる。このビーム位置を観測するのに、ビーム位置 モニター (BPM) からの情報はビームの重心位置で あるため、ピークの位置を見誤ってしまうことにな る。そこで調整用の"コアビーム"を作って調整す ることにした。

図 45 の上段に示す通り、ビームのエネルギーピー クを真空チェンバーの真ん中に来るように、2 セク ターでエネルギーを調整し、ピーク部だけを残すよ うにコリメーターでカットし"コアビーム"とする。 このビームを使って ECS のゼロクロスを求める。具 体的には ECS 加速 Off と On とで、ECS 下流で観測 されるビームエネルギーが変わらない位相を探す。 このようにして調整された"コアビーム"は、LTR を通るビームの進行方向位相空間の中心を通ってい ることになる。DR への入射調整も"コアビーム"を 用いて行い DR での入射ビームの中心軌道とする。 なお、一度調整したら運転用のビームで ECS 調整、 DR 入射調整をしてはならない。

DR入射調整後、運転用ビームに戻す。"コアビー

ム"を作っていたコリメーターを一旦全開にし、2 セクターでビームエネルギーを"コアビーム"より も5%上げ、再度コリメーターで-5%以下をカット するように調整する。こうすることで、図45の下段 に示すように、"コアビーム"が通った軌道(赤丸) の周り、つまり真空チェンバーおよび進行方向位相 空間の中心を運転ビームが回転しながら進むことに なり、ビームロスを最小限に抑えることになる。



図 45: (1)-(4) に示す各場所での進行方向位相空間内の粒 子分布のシミュレーション。赤丸は位相空間の中心部分、 実際には真空チェンバーの真ん中になる。上図は、LTR 調整用"コアビーム"。赤丸の中のみビームを残して、他 はコリメーターでカットする。下図は、運転用ビーム。赤 丸の周りを回転しながら進む。

7.2 DRの減衰測定

実際の DR の立ち上げでは光学関数 (β 、 η 、x-yカップリング、チューン)を測定、補正して、ほぼ 設計通りになっていることが確認された [23]。その 後、DR のビームサイズモニター、SRM (Synchrotron Radiation Monitor)で測定されたビームの像を図 46 に、ビームサイズの減衰時間測定を図 47 に示す [31]。 入射してからビームサイズが減衰していく様子が分 かる。図 47 のフィットから、測定された減衰時間 を表 6 にまとめた。計算値と良く合っていることか ら、この DR において、設計通りにエミッタンスが 減衰していることが分かる。今後、ビームサイズの 校正を行い、エミッタンスの絶対値を求める予定で ある。

8 LINACとBTにおけるエミッタンス増 大 [32]

DR でエミッタンスが小さくなったビームをその 小さなまま LER に入射する事は、実際には容易では



図 46: SRM を (a) ストリークカメラ (streak camera) で 撮影されたバンチ長。(b) ゲートカメラ (gated camera) で撮影されたビームサイズ。左から、入射後 10 ターン、 10 ms、50 ms 後の画像。 1 ターンは、0.45 µs。



図 47: 入射後の時間と各ビームサイズ測定値のプロット。

ない。DRから出射された陽電子ビームが LINAC、 BTを通る間に、ワイヤースキャナー(Wire Scanner (WS))というビームプロファイル・モニターが合 計4ヶ所設置されており、そこで測定されたビーム サイズからエミッタンスを計算している。これらの 測定結果を図 48 に示す。BTの直線部のうち、最上 流を BT1、最下流を BT2と呼ぶ(図 2 に示す)。水 平方向のエミッタンスは、DRから出射後 LINAC に 戻ってきた直後に既に 2 倍、BT 上流部(BT1)で さらに約5倍に増大している。垂直方向エミッタン スは BT1 までは保存しているが、BT 下流(BT2) で 10倍以上になっている。これではせっかくの DR が威力を発揮できない。

表 6: 設計値と測定値の減衰時間

	$ au_x$	$ au_y$	$ au_z$
設計値 [ms]	11.5	11.7	5.8
測定值 [ms]	11.5 ± 0.29	$9.90{\pm}0.93$	$5.13{\pm}1.17$



図 48: ワイヤースキャナーで測定した規格化エミッタン ス。横軸はワイヤースキャナーの場所で、LINACの3セ クター、5セクター、BTの上流部(BT1)、BTの下流部 (BT2)。左(右)図は、縦軸が水平(垂直)方向のエミッ タンス。DRのみ設計値。緑:LINAC終端のECS加速電 圧がOff、赤:On。黒線はLERからの要求値。

8.1 エミッタンス増大のメカニズム

今までにわかっているエミッタンス増大のメカニ ズムは、以下のものがある。

- (1) 加速管による横方向ウェイク場
- (2) BT での高次の分散関数
- (3) BT での放射励起
- (4) 分散の漏れ
- (5) ジッターエミッタンス
- (6) 分散の漏れから来るエネルギージッターによる エミッタンス増大
- (7) ゼロクロス加速管に分散が漏れることによるエ ミッタンス増大

上記の (1)-(3) については既に 5.3.4 項で述べた。(4)-(7) については、実際に運転してみて、分散の漏れが 大きな原因の一つであることが分かってきた。つま り、分散の漏れは単にビームサイズが大きくなるだ けでなく、加速管の位相変動によるエネルギージッ ターが増幅される効果もある。さらに、(7) では ECS 等で加速管のゼロクロス付近の加速勾配が大きいこ とを利用している場所に分散があると、進行方向と 横方向のカップリングでさらなるエミッタンス増大 を引き起こす [33] ことが分かった。

8.2 エミッタンス保存のための努力

(4)-(7) について、エミッタンス増大を抑えるため に検討した結果を述べる。

(4) 分散の漏れ



図 49: RTL の水平分散補正前後の測定。プロットは上か ら順に、ベータ関数、分散測定値、分散測定値と設計値 との差。青(赤)線:水平(垂直)方向、緑:測定された 分散が四極電磁石のエラー起因と仮定して計算した分散 関数。

図 28 に示すように、RTL から BT まで、分散が発 生するアークは、水平で7カ所、垂直で2カ所ある。 分散の漏れの原因の大きな一つは、四極電磁石と偏 向電磁石との強さの校正誤差と考えられる。最下流 アーク以外全てのアークで分散が閉じておらず、ほ とんどのアークについて、分散補正を行った。一例 として図 49 に、RTL 第一アークでの水平分散の補 正前後の測定結果を示す。分散の漏れが四極電磁石 の誤差から来ていると仮定する緑の線が、青点の測 定をよく再現している。これを補正した結果、分散 の漏れに改善が見られたが、まだ分散の平均値とし て 0.1 m 程度の分散が残っている。

BT 全域での分散測定を図 50 に示す。BT を通る ビームエネルギーの変化に対する水平軌道の変化(つ まり、*R*₁₆)を測定した。設計では水平分散のない



図 50: BT 全域の水平分散補正前後の測定。プロットは 上から順に、分散測定値、分散測定値と設計値との差。青 (赤)線:水平(垂直)方向。BT1、BT2は、ワイヤース キャナーの設置場所を示す。

直線部(BT1、BT2)に 0.5 m の大きな分散が残っ ている。さらにこれらを閉じる努力が必要である。

(5) ジッターエミッタンス



図 51: RTL から LER 入り口まで全域のジッター測定の 1例。プロットは上から順に、位置のジッター、ジッター エミッタンス、設計ベータ関数、設計分散関数。青(赤) 線:水平(垂直)方向。

ジッターエミッタンスは、電源の安定度等が原因 で起こるビーム位置の変動を、位相空間の広がりと して、以下のように計算したものである。

$$\varepsilon_{\text{jitter }u} \equiv \sqrt{\langle u^2 \rangle \langle p_u^2 \rangle - \langle u p_u \rangle^2}$$
 (74)

u=x, *y* で、*p_u* は、式(11)を使い、隣り合う2台のBPM 位置とその間の設計転送行列を仮定して計算した。エネルギー起因でなく、LINAC で発生する

ジッターエミッタンスは、LINACの3~5セクター で観測されるはずであるが、図 51 では無視できる ほど小さい。BT で変動する機器がない場合は、次 項で述べるエネルギージッターが BT で観測されて いる可能性が高い。

(6) 分散の漏れから来るエネルギージッターによるエミッタンス増大

図 51 では、BT 全域においてジッターエミッタン スが観測されている。図 48、50、51 も、前後 1 日以 内に測定したものであるため、分散の漏れ、および ジッターエミッタンスが、図 48 の BT でのエミッ タンス増大の直接の原因になり得る。また、図 50 の 横軸で 300 m 下流以降で設計外に発生している垂直 方向の分散については、今後検討が必要である。

(7) ゼロクロス加速管に分散が漏れることによる エミッタンス増大

加速管のある場所では通常分散がゼロになるよう に設計する。しかし、上流から分散が漏れて来た場合 は深刻なエミッタンス増大の原因になる。特に ECS や BCS のように加速勾配の大きなゼロクロス位相 で加速している場所では、バンチのヘッドとテイル のエネルギー差が大きくなる。ここに分散があると、 シンクロベータ・カップリングが発生し、ヘッドと テイルで横方向の軌道差が生じ、エミッタンスが大 きくなる。

DR から LER 入射点まで、このようなゼロクロス 利用の加速管は、BCS、5 セクターのエネルギー調 整用加速管、そして LINAC 終端の ECS の 3 カ所で ある。特にこれらの場所では分散が漏れないように、 分散を消す努力が必要である。実際、RTL の BCS 加速管でも LINAC 終端の ECS でも、加速管を Off にするとその下流の WS でのエミッタンス増大おさ まった。RTL については、図 52 で、BCS の加速電 圧を低くするに従って下流 3 セクターの測定エミッ タンスが小さくなる様子がわかる。LINAC 終端の ECS においては、図 48 左図の水平規格化エミッタ ンス $\gamma \varepsilon_x$ に示す通り、5 セクターと BT1 間にある ECS が On の時、水平エミッタンスは5セクターか ら BT1 の間で増大しているが、ECS 加速管を Off に すると、BT1 と5セクターとではほぼ同じ値になり、 増大はおさまっている。



図 52: 横軸: BCS 加速電圧、縦軸: BCS 下流、3セク ターのワイヤースキャナーで測定されたエミッタンス。電 荷量は 0.7 nC。青点が水平規格化エミッタンス(左軸)、 赤点が垂直規格化エミッタンス(右軸)。

9 SuperKEKBへの入射

実際に SuperKEKB 主リングへの入射は 2019 年 6 月までの運転では、良好であった。図48のエミッタ ンス測定値は主リングからの要求よりも大きいが、主 リングの方もまだ最終光学系ではないため、問題に はなっていない。電子ビーム発生源の RF-Gun から 直接主リングに入射する電子ビームは、長い LINAC を通って来るため、エミッタンス増大を起こす確率 が上がる。しかし、陽電子ビームはDR を通ること で陽電子源の不安定な記憶を忘れ、非常に安定な入 射ビームを実現しているため、入射効率や入射の際 に発生する Belle II 測定器に及ぼすバックグラウン ドが、非常に安定に小さい。DR から出射されたビー ムを初めて RTL のスクリーンモニターで見たとき はあまりの小ささに感激した。特に RTL では、垂 直方向にはエミッタンス増大していないため、見た ことのないような針のように細いビームになってい る。この低エミッタンスビームを保持するには、分散 を閉じることがキーポイントの一つになることが分 かった。今後主リングが最終光学設計に近づくにつ れて、入射ビームの高電荷量、低エミッタンスを設計

謝辞

このテキストをまとめるに当たり、池田 仁美氏、 生出 勝宣氏、菊池 光男氏、小磯 晴代氏、柴田 恭 氏、清宮 裕史氏、船越 義裕氏、三増 俊広氏、森 隆 志氏に大変お世話になりました。ここに深く感謝い たします。

References

- [1] "もっと知りたい! SuperKEKB 加速器", 第3
 版, 2019.8., http://www-superkekb.kek.jp/glossary.html
- [2] 末次 祐介, "SuperKEKB の概要", OHO '19.
- [3] 森田 昭夫, "SuperKEKB のマシンパラメータと IR Optics の設計", OHO '19.
- [4] P. Raimondi, 2nd SuperB Workshop, Frascati, (2006)
- [5] 周 翔宇, "RF 電子銃及びレーザー光源", OHO '19.
- [6] 榎本 嘉範, "陽電子源", OHO '19.
- [7] 夏井 拓也, "入射器の概略・全体", OHO '19.
- [8] 杉本 寛, "ビームダイナミクスの基礎 (単粒子 力学)", OHO '19.
- K. Oide, "Basic formulas for electron rings", The CERN Accelerator School, Zürich, 26-27 Feb. 2018, https://indico.cern.ch/event/ 643268/timetable/.
- [10] https://uspas.fnal.gov/materials/14UNM/ Accel_Modeling_Lab.pdf.
- [11] A. Chao, "Physics of Collective Beam Instabilities in High Energy Accelerators", Wiley Series in Beam Energy Accelerators.
- [12] 陳 栄浩, "ウェイク場、インピーダンスとロス ファクター", OHO '11.

- [13] M. Kikuchi *el al.*, Technical Design Report for SuperKEKB, https://kds.kek.jp/ indico/event/15914/.
- [14] N. Iida *el al.*, "Beam Dynamics in Positron Injector Systems for the Next Generation Bfactories", IPAC2011, THYA01.
- [15] "KEKB ファクトリー新設と入射路使用方法変 更に伴う放射線安全対策", KEK Internal 98-5 August 1998, P.9-10.
- [16] http://geant4.kek.jp/
- [17] Strategic Accelerator Design (SAD) home page, http://acc-physics.kek.jp/SAD/.
- [18] H. Sugimoto, Private communication.
- [19] J. T. Seeman, "New Compensation of Transverse Wakefield Effects in a Linac by Displacing Acceleration Structures", Proceedings of the Accelerator Conference 1990, Albuquerque, New Mexico, USA.
- [20] A. Chao and M. Tigner, Handbook of Accelerator Physics and Engineering.
- [21] 船越 義裕, "電子貯蔵リングにおけるビームダ イナミクスの基礎", OHO '94.
- [22] 船越 義裕, "SuperKEKB のマシンパラメータ ~ナノビーム方式と低エミッタンス", OHO '11.
- [23] 杉本 寛, "SuperKEKB 陽電子ダンピングリング の立ち上げ",「加速器」Vol.15, No.4, 2018 (238-244)
- [24] K. Shibata, "Vacuum system of positron damping ring for SuperKEKB", Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films 35, 03E106 (2017)
- [25] 石橋 拓弥, "真空システム", OHO '19.
- [26] A. Wolski, "Storage Ring Design Part1", Joint US-ARN-Japan School on Particle Accelerators, Erice, Sicily, April 2011, https://uspas.fnal.gov/materials/12MSU/ DampingRings-Lecture1.pdf.

- [27] M. Kikuchi, "Reverse-bend FODO lattice applied to damping ring for SuperKEKB", Nucl. Instr. Meth. A 556, pp.13-19 (2006).
- [28] M. Kikuchi, "Design of Positron Damping Ring for SuperKEKB', Proceedings of IPAC"10, Kyoto, Japan.
- [29] 飯田 直子 et al., THOM04 "SuperKEKB 陽電子 ダンピングリングの入出射コミッショニング",
 第15回日本加速器学会、長岡、Aug. 7-10, 2018.
- [30] N. Iida *et al.*, TUPAB07 "Commissioning of Positron Damping Ring and Beam Transport for SuperKEKB", The 62nd ICFA Advanced Beam Dynamics Workshop on eeFACT2018, 24-27 Sep., 2018.
- [31] 池田 仁美 et al., FRPI032 "SuperKEKB ダンピ ングリングの放射光モニターを使ったビームサ イズ計測", 第 16 回日本加速器学会、京都大学 吉田キャンパス、Jul. 31-Aug.3, 2019.
- [32] Y. Seimiya *et al.*, TUPAB02 "Low Emittance Beam Transport for e⁻/e⁺ LINAC", The 62nd ICFA Advanced Beam Dynamics Workshop on eeFACT2018, 24-27 Sep., 2018.
- [33] M. Kikuchi, Private communication.