

# リニアコライダーの構成

横谷 馨

## 1 序章

### 1.1 リニアコライダーの歴史

コライダーは標的実験のエネルギー限界を超えるものとして1960年代前半から作られてきましたが、図1にあるように、重心系エネルギー約200GeVに達したLEPが1999年に終了して以来、エネルギーフロンティアとしての $e^+e^-$ コライダーは作られていません。1980年頃を境にしてエネルギー増加の(対数スケールでの)勾配が鈍くなっていますが、これは円型軌道上でのシンクロトロン輻射によるエネルギー損失が大きいためであり、LEP以上の円型コライダーは事実上不可能です。

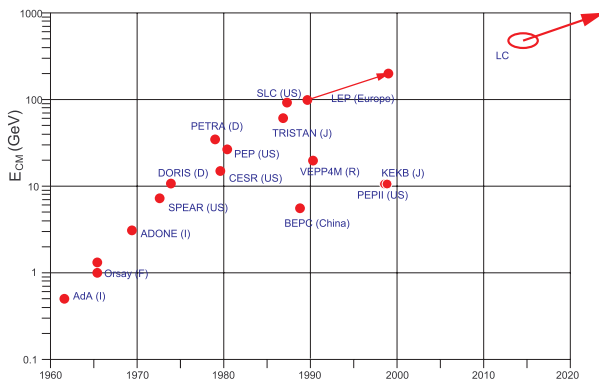


図1:  $e^+e^-$  コライダーの重心系エネルギーの歴史

この問題は直線型にすれば解決できます。直線型(リニア)コライダーのアイデアは円形コライダーが作られ始めたころからすでにありましたが、シンクロトロン輻射問題の克服手段として真剣に検討されるようになったのは1970年代後半です。なぜもっと早くに始まらなかったのか、それは要するに直線型コライダーが技術的にむずかしいからです。

第一に、加速勾配の問題があります。円型コライダーでは各粒子は周回する間に加速装置を何回も通過しますが、リニアコライダーでは1回しか通過しないので、全体の大きさを抑えるために、単位長さあたりの加速エネルギー(加速勾配)を大きくする必要があります。

ます。このため、当初はレーザーとか、プラズマとかを利用する新しい加速方式が検討されましたが、実用にはほど遠いので、現在では昔ながらのマイクロ波方式で、加速勾配の限界を押し上げるという方向になっています。

第二はルミノシティの問題です。円型コライダーでは、ビームはマイクロ秒のオーダーで周回して衝突を繰り返すのに対し、リニアコライダーでは加速をその頻度で繰り返すことは困難です。したがって、物理事象の頻度を上げるには、衝突点でのビームサイズを、円型コライダーよりはるかに小さくしなければなりません。図2は $e^+e^-$ コライダーのビームサイズの歴史です。

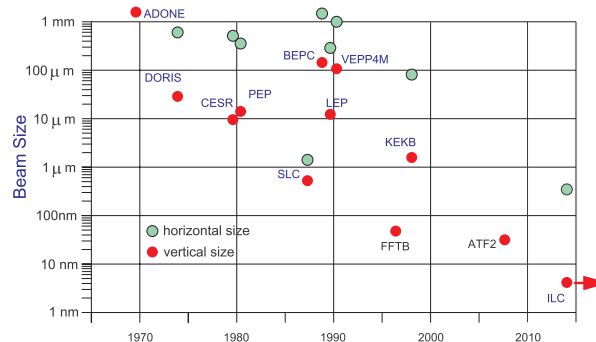


図2:  $e^+e^-$  コライダーのビームサイズの歴史。

世界最初のリニアコライダーは、1988年に米国SLACに作られたSLCです。これは図3にあるように1台の線型加速器で電子・陽電子を同時に加速してから、別々の半円軌道に通して衝突させるタイプで、重心系エネルギー92GeVを達成しました。

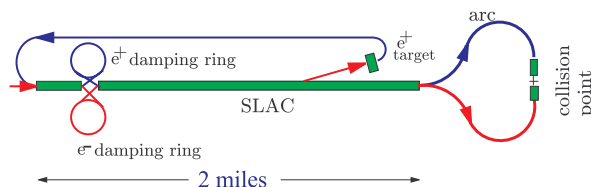


図3: 最初の $e^+e^-$ コライダーSLCの概念図。

より高いエネルギーでは、半円部のシンクロトロン放射が無視できないので、この方式は使えませんが、将来の本格的な（つまり、2台の線型加速器を使った）リニアコライダのための貴重な経験をもたらしました。

1980年代から、いくつかのリニアコライダー計画が世界で並行して進められました。ドイツのDESYを中心とした超伝導コライダー TESLA、日米が推し進めた X-band による常伝導コライダー GLC と NLC、CERN で研究中の 2 ビーム方式の常伝導コライダー CLIC、などです。その後、次期コライダー開発を一本化すべきだという声が高まり、2004 年夏に超伝導技術を基礎とするコライダーが選択されて、国際的設計チーム GDE (Global Design Effort) が結成されました。

## 1.2 ルミノシティとエミッタンス

衝突断面積  $\sigma$  の物理事象が 1 秒間に何回起こるか、これは当然  $\sigma$  に比例しますから、 $\mathcal{L}\sigma$  と書けます。この比例定数  $\mathcal{L}$  は装置の性能を表す量で、ルミノシティと呼ばれます。

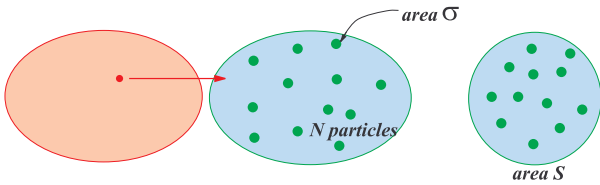


図 4: バンチの衝突。

図 4 のように、 $N$  個の粒子（電子・陽電子）がかたまり（バンチ）になって衝突する場合、左の粒子が、右の粒子のどれかひとつと当たる確率は、

$$\frac{N\sigma}{S} \quad (1)$$

です。 $S$  はビームの断面積です。これに左の粒子の数  $N$  をかければ、バンチ同志の 1 回の衝突で期待される事象数になります。1 秒あたりの事象数は、これにさらに 1 秒当りのバンチ衝突回数  $f_{col}$  をかければよい、したがって、ルミノシティは

$$\mathcal{L} = f_{col} \frac{N^2}{S} \quad (2)$$

となります。Gauss 分布を考慮すると、

$$\mathcal{L} = f_{col} \frac{N^2}{4\pi\sigma_x^*\sigma_y^*} \quad (3)$$

と表せます。 $\sigma_x^*, \sigma_y^*$  は衝突の最中の、水平方向、鉛直方向ビームサイズ（標準偏差）です。

光のビームはレンズを使うことにより小さくできます。粒子ビームも同様に、4 極磁石で収束できます。これを使えば、ビームはいくらでも小さくできるでしょうか。図 5 は凸レンズで収束する場合です。焦点距離の短いレンズを使えば、焦点でのビームサイズは小さくなりますが、絞られている区間の長さ（焦点深度）は短くなります。このため、有限の長さのバンチの場合、有効に絞れる範囲は限られています。（これを hourglass（砂時計）効果といいます。）

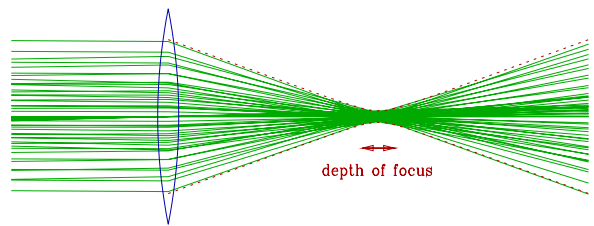


図 5: ビームの収束。

加速器物理では、「位相空間」という概念を頻繁につかいます。これは、1 方向の位置とともにその方向の運動量を組にして考えるものです。図 6 はこのように収束させたビームの、位相空間での分布の変化を表していますが、 $x$  分布が縮まると同時に、 $x$  方向の運動量  $p_x$  の分布は広がっています。

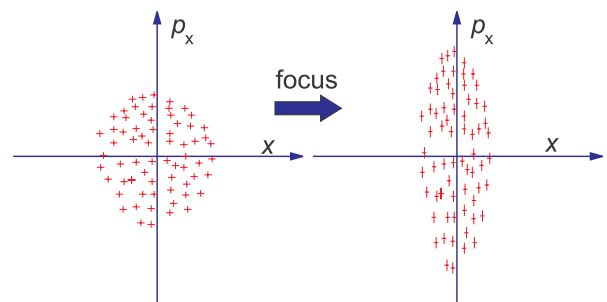


図 6: エミッタンスの保存。

この後の大西氏の講義で扱いますが、この収束の過程でビームが位相空間内で占める面積は不変です。これをエミッタンスと呼びます。単位は縦横軸からわかるように、 $m \cdot eV/c$  ですが、よく使われるのは、これを  $mc$  ( $m$  は電子の質量) で割って、長さの次元にしたもので、これを不変エミッタンス、あるいは規格化

エミッタンスと呼びます。これは加速の際にも保存されます。一方、これをさらに  $\beta\gamma$  で割ったものを幾何エミッタンスといいます。 $\beta$  は粒子の速度を光速で割ったもの、 $\gamma$  はいわゆるローレンツ因子  $1/\sqrt{1-\beta^2}$  です。幾何エミッタンスは、縦軸を  $p_x$  の代わりに  $x$  方向の軌道角度に代えた位相空間での面積に相当します。この量は加速とともに減少しますが、幾何学的に表現できるので、しばしば使われます。

上記のように、無理に収束させると角度が大きくなるため限界があるわけですが、ビームのエミッタンスが小さければそれでもビームを絞ることができます。したがって、リニアコライダーに必要な技術は、より正確には

- 規格化エミッタンスの小さなビームを作ること
- これを小さく絞るための収束レンズ（磁石）系を作ること

となります。

### 1.3 リニアコライダーの構成

ILC の現在のデザインは図 7 のようなものです。ILC では第 1 期を重心系エネルギー 500GeV、第 2 期を 1TeV としています。この図は第 1 期のもので、第 2 期には左右とも上流側へ拡張します。

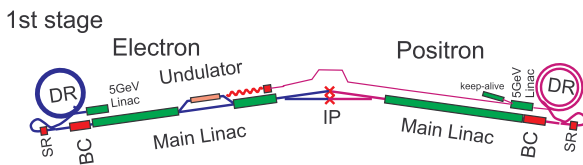


図 7: ILC の現在 (2006 年 7 月末) の概念図。

各部分の役割は以下のようなものです。主なものについては、あとでより詳細に説明します。

#### 電子源

電子ビームを発生させる部分。これは非常に小さいので図には描かれていませんが、5GeV Linac (図の左側) の先端にあり、直後に電子は 5GeV まで加速されます。ILC では偏極電子源を標準にしています。

#### 減衰リング (Damping Ring、図中の DR)

5GeV まで加速した電子・陽電子を一時 (200ms) 蓄積して、規格化エミッタンスの小さなビームにします。陽電子側は、現在の設計では 2 段重ねのリングです。周の長さはいずれも 6.6km です。

#### RTML (Ring To Main Linac)

減衰リングを出てから、ビームは一旦衝突点とは逆向きに走り、180 度の旋回軌道 (turn-around) の後、主線形加速器 (Main Linac) に入ります。この間を RTML と呼んでいます。turn-around の終端付近の「SR」は、Spin Rotator で、実験で必要とする衝突点でのスピンの向きになるように、あらかじめここでスピンの方向を調整します。その後の「BC」は、バンチ圧縮器 (bunch compressor) で、減衰リングでのバンチ長 (数 mm) を、数  $100\mu\text{m}$  に圧縮します。これは砂時計効果を緩和するためです。

#### 主線形加速器 (Main Linac)

電子・陽電子を実験に必要なエネルギーまで加速するもので、リニアコライダー全施設の中で、最大かつ最も高価なものです。ILC 第 1 期 (重心系エネルギー 500GeV) では電子・陽電子側それぞれ約 11km です。

#### Undulator

陽電子を発生する方法はいくつかありますが、現在の ILC の設計では、アンジュレータ (undulator) 方式 (後述) を採用しています。電子ビームが 150GeV まで加速されたところにこの装置を置いて、陽電子を作り、長い輸送ラインで反対側に運びます。この方式の場合、電子側が運転されていなければ (たとえば、建設途中、故障など) 陽電子側の調整もできません。この問題を回避するために、途中に、keep-alive-source (KAS) を挿入します。これは、アンジュレータ方式とは別の方法で、弱い陽電子ビームを作り、調整用にするものです。

#### BDS (Beam Delivery System)

加速終了から衝突点までの装置を、こう総称します。衝突点でのビームサイズを小さくするためのレンズ (磁石) 系が主なもので、電子側陽電子側合計で、全長 5.5km の巨大なものです。

#### IP (Interaction Point)

2 つのビームの衝突点で、実験のための検出器が置かれます。現在の設計では 2 つ作ってビームを配分します。ビームは完全な正面衝突ではなく、小さな角度 (交差角) をもって衝突します。2 つの IP での交差角は、それぞれ 2mrad と 20mrad になっています。なお、遠い将来ここで 1TeV を越えるような実験をする (かもしれない) 場合のことを考慮して、2 つの主線形加速器に 20mrad の角度をつけ、すくなくとも 1 つの IP で、軌道の曲げ角が最小になるようにしてあります。

## 1.4 ILC Parameters

現在採用されている ILC のビームに関するパラメータを表 1 に掲げました。(ただし、厳密にはやや古いので改訂の必要があります。)これは重心系エネルギー 500GeV の場合です。いくつかの parameter set が並べてありますが、運転状況によってどれでも選べるように柔軟性をもたせたものです。(ただし、High L はかなり背伸びしたものです。)項目の意味のわからないものは忘れてください。

この表によれば、ILC のビームは次のような時間構造になっています(表中の「Nominal」の場合)。

- ひとつのマイクロ波パルスで  $n_b = 2820$  バンチを加速する。
- 線型加速器内でのバンチ間隔は  $t_b = 307.7\text{ns}$  (距離にして約 92m)
- したがって、ビームの全長(継続時間)は  $n_b t_b = 0.87\text{ms}$
- マイクロ波パルスは  $f_{rep} = 5\text{Hz}$  で繰返される。

## 2 Collider の最適化

リニアークライダーは、建設コスト、使用電力が巨大なので、ルミノシティを上げ、建設コスト・電力を下げる最適化が必須です。これを論ずるために、まず衝突点でのビーム減少を簡単に説明します。

### 2.1 ビーム輻射による制限

リニアークライダーでは、衝突点でビームを極端に絞るため、衝突の際に相手ビームの作る電磁場は非常に強くなります。大雑把には磁場は

$$\begin{aligned} B &\sim \frac{\mu_0}{2\pi \times (\text{beam size})} \times \text{瞬間電流} \\ &\sim \frac{\mu_0}{2\pi\sigma_x^*} \times \frac{eN}{\sigma_z/c} \sim \text{数 kTesla} \end{aligned} \quad (4)$$

(記号の説明は表 1 を参照)となります。ビームがこの中を通過する時、強いシンクロトロン輻射(ビーム輻射 beamstrahlung と呼ぶ)を発生してエネルギーを損失します。これはバンチを構成する一つ一つの粒子で異なるので、結果的にエネルギー幅ができます。この現象を緩和するためにビームを扁平にしますが(縦横比 100 程度)それでも、これがルミノシティの限界の原因になります。

発生する(相対的)エネルギー幅は、扁平ビーム( $\sigma_x \gg \sigma_y$ )の場合

$$\delta_{BS} = \left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle \propto \frac{B^2 E^2 \sigma_z}{E} \propto \frac{N^2 E}{\sigma_x^2 \sigma_z} \quad (5)$$

で表されます。 $E$  はビームエネルギーです。 $\delta_{BS}$  の許容値は実験の方から決まります。したがって、加速器側としては、与えられた  $\delta_{BS}$  に対して、ルミノシティを最大にする、ということになります。

### 2.2 ルミノシティの表式

ルミノシティは eq.(3) で与えられますが、 $f_{col} = f_{rep} n_b$  ですから

$$\mathcal{L} = \frac{f_{rep} n_b N^2}{4\pi\sigma_x^* \sigma_y^*} H_D \quad (6)$$

(ここで、 $H_D$  は衝突中のビーム変形によるルミノシティ増加因子。ここでの議論では無視してよい。)

ビームの持つ電力は

$$P_B = 2E f_{rep} n_b N \quad (7)$$

で与えられます。Beamstrahlung によるエネルギー損失は eq.(5) です。衝突点でのビームサイズとエミッタンスの関係は

$$\sigma_y^* = \sqrt{\epsilon_{n,y} \beta_y^* / \gamma}, \quad (\gamma = E/mc^2) \quad (8)$$

ここで、 $\epsilon_{n,y}$  は鉛直方向の規格化エミッタンスです。 $\beta_y^*$  は、ベータ関数と呼ばれる、収束レンズ系を表すパラメータで、詳細はこの後の大西氏の講義を参照してください。 $\beta_y^*$  を小さくすれば  $\sigma_y^*$  は小さくなりますが、砂時計効果のため、 $\beta_y^* \lesssim \sigma_z$  としてもほとんどルミノシティに効果はありません。したがって、

$$\sigma_z = \beta_y^* \quad (9)$$

あたりにとるのが最適です。

以上の式を総合すると、

$$\frac{\mathcal{L}}{P_{AC}} = \text{const.} \times \frac{\eta_{AC \rightarrow B}}{E} \sqrt{\frac{\delta_{BS}}{\epsilon_{n,y}}} \quad (10)$$

ここで、 $P_{AC}$  はクライダー全体で必要とする(マイクロ波発生のための)1次電力です。この電力のうちいくらがビーム電力になるかを表すのが、効率因子  $\eta_{AC \rightarrow B}$  です。全体の比例係数は物理定数のみで決まります。

したがって、与えられた消費電力、ビーム輻射損失、ビームエネルギー  $E$  のもとでルミノシティを最大にするには



表 1: Beam and IP parameters for 500 GeV cms

		Nominal	Low Q	Large Y	Low P	High L
$f_{rep}$ (Hz)	マイクロ波繰返し周波数	5	5	5	5	5
$N$ ( $10^{10}$ )	バンチあたり粒子数	2.00	1.00	2.00	2.00	2.00
$n_b$	1 パルスのバンチ数	2820	5640	2820	1330	2820
$t_b$ (ns)	線型加速器でのバンチ間隔	307.7	153.8	307.7	461.5	307.7
$I_{ave}$ (mA)	線型加速器での平均電流	10.4	10.4	10.4	6.9	10.4
$\gamma\epsilon_x$ (mm·rad)	規格化エミッタンス	10	10	12	10	10
$\gamma\epsilon_y$ (mm·rad)	規格化エミッタンス	0.04	0.03	0.08	0.035	0.03
$\beta_x^*$ (mm)	衝突点ベータ関数	21	12	10	10	10
$\beta_y^*$ (mm)	衝突点ベータ関数	0.4	0.2	0.4	0.2	0.2
$\sigma_x^*$ (nm)	衝突点ビームサイズ	655	495	495	452	452
$\sigma_y^*$ (nm)	衝突点ビームサイズ	5.7	3.5	8.1	3.8	3.5
$\sigma_z$ ( $\mu\text{m}$ )	線型加速器でのバンチ長	300	150	500	200	150
$D_x$	Disruption parameter	0.162	0.0708	0.468	0.226	0.170
$D_y$	Disruption parameter	18.5	10.0	28.6	27.0	21.9
$\Upsilon_{ave}$	Upsilon parameter	0.046	0.061	0.036	0.100	0.133
$\delta_{BS}$	ビーム輻射損失	0.022	0.018	0.024	0.057	0.070
$n_\gamma$	ビーム輻射光子数	1.257	0.823	1.664	1.756	1.725
$H_D$	ルミノシティ増加係数	1.70	1.56	1.79	1.65	1.74
$\mathcal{L}_{geom}$ $10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$	幾何ルミノシティ	1.20	1.29	1.12	1.24	2.83
$\mathcal{L}$ $10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$	ルミノシティ	2.03	2.01	2.00	2.05	4.92

- 1 次電力からビーム電力への変換効率  $\eta_{AC \rightarrow B}$  を大きくする
- 鉛直方向規格化エミッタンス  $\epsilon_{n,y}$  を小さくする

具体的には、第一項のために、ビームパルス構造・電流・加速空洞形状を選択する、第二項のために、減衰リングでできるだけエミッタンスの小さなビームを作って、精密な軌道制御によってこれが悪化しないようにする、ということになります。

## 2.3 超伝導リニアコライダの開発課題

以上を総合すると、開発課題は

- 加速
  - 高加速勾配 (単位長さあたりの加速)
  - 高効率マイクロ波源
  - コスト
- ビーム制御技術
  - 低エミッタンスビームの生成

- エミッタンスを増加させない加速、軌道補正
- フィードバックシステム

ということです。

## 3 主線形加速器

Linac を構成するものは、

- マイクロ波発生装置
  - モジュレータ (商用電力をパルスに変換)
  - クライストロン (パルスをマイクロ波に変換)
  - Distribution system (マイクロ波を空洞に分配)
- マイクロ波によるビーム加速装置 (1 単位を cryomodule と呼ぶ)
  - クライオスタット (加速空洞を入れる容器)
  - 加速空洞 (空洞本体、入力カプラー、チューナー)

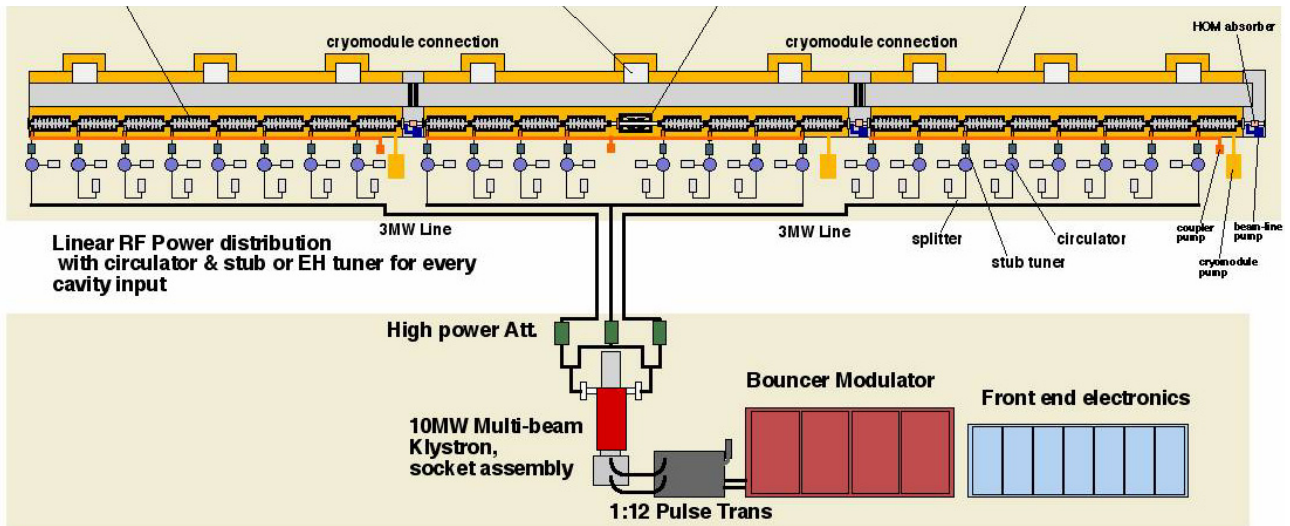


図 8: ILC の主線形加速器 1 単位

- 冷凍機（空洞を超伝導状態に保つ）
- その他、制御系統、4 極磁石（現設計では cryomodule の中に入っている）など

図 8 は ILC の主線形加速器の 1 単位を図示したもので、これは、モジュレータ 1 台、クライストロン 1 台、クライオスタット 3 つ（それぞれに空洞 8 台を収納する）からなっています。

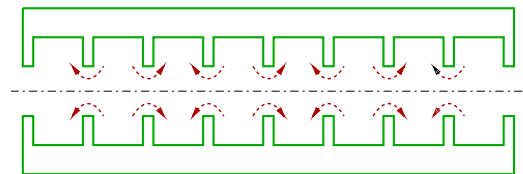


図 9: 加速空洞の原理図

### 3.1 加速空洞の原理

図 9 のような周期的構造をもち、超伝導材質でできた空洞をマイクロ波で満たし、左から電子ビームを通します。マイクロ波の位相を合わせて、最初のセルで電子が加速されるようにします。電子が 1 セル走る間に、マイクロ波の位相が 180 度回るようにセルの長さ と周波数を合わせてあれば、第 2 セル以降でも加速されます。この条件（ $\pi$  モードの条件）は

$$\frac{L_{cell}}{c} \omega = \pi \quad (11)$$

です。  $L_{cell}$  はセルの長さ、  $\omega$  はマイクロ波角周波数です。

ILC では周波数 1.3GHz で 9 セル空洞を採用しているので、セルの長さは

$$L_{cell} = \frac{\pi c}{2\pi f} = \frac{\lambda}{2}, \quad \lambda = c/f = 23.06\text{cm} \quad (1.3\text{GHz})$$

空洞全長は

$$L = 9L_{cell} = 1.038\text{m}$$

となります。

ILC のベースラインとして採用しているのは図 10 にあるような TESLA 型空洞です。ILC 第 1 期（500GeV）ではこのような空洞を約 14000 台必要とします。

### 3.2 加速空洞の形状と加速勾配の現状

入力するマイクロ波の電力を大きくすれば加速勾配が上がりますが、実際にはさまざまな原因で、ある勾配に達するとクエンチしてしまいます。TESLA 型空洞では、最良のもので約 40MV/m が出ています。（ただし、安定に運転できる勾配はこれよりはるかに低く、現状では 30MV/m 程度でも容易ではありません。）この最大勾配を達成した空洞では、表面磁場で超伝導が破れる極限にすでに達していると見られます。したがって、これ以上の勾配を出すには、形状をかえて（表面最大磁場）/（加速電場）の比の小さな空洞にするしかありません。その候補として Re-entrant 型・

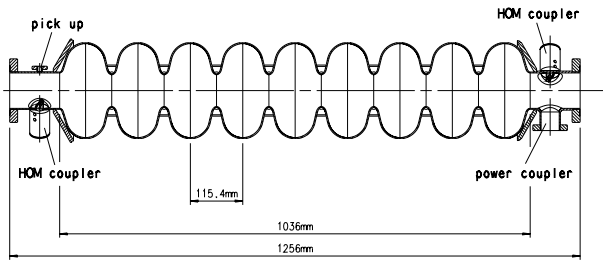
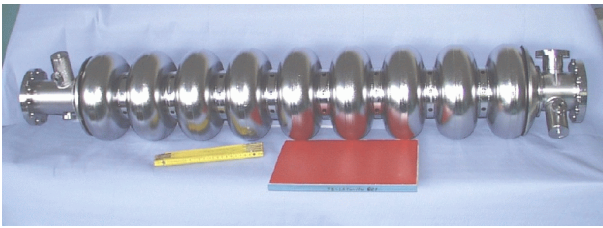


図 10: TESLA 型空洞の外観と断面図

LL(Low Loss) 型があがっています。図 11 に 3 つの空洞形状を比較しています。

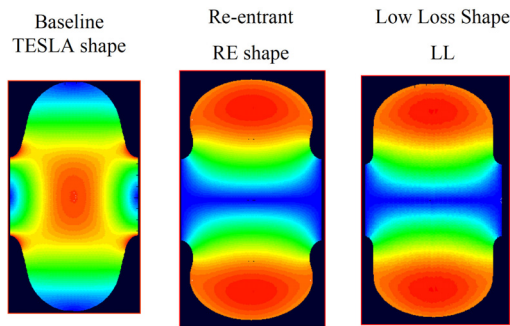


図 11: TESLA 型・Re-entrant 型・LL 型空洞の断面図

空洞設計には、勾配以外のさまざまなことを考慮する必要があります。加古氏の講義を参照してください。

空洞形状の選択でより高い加速勾配が得られることの実証のために、KEK において LL 型の単セル空洞の製作・試験が行なわれました。図 12 はその中の最良の結果です。50MV/m を越える高い勾配が実証されました。(詳細は佐伯氏の講義を参照。) 次のステップは多セル化ですが、均一な表面研磨・洗浄のむずかしさなどのため、9 セル空洞では、いまのところ 30MV/m 以下しか出ていません。

### 3.3 加速勾配とコスト

敷地全長を短くするという点からみれば加速勾配  $G$  が高いほどよいのは当然です。図 13 は加速勾配と、敷

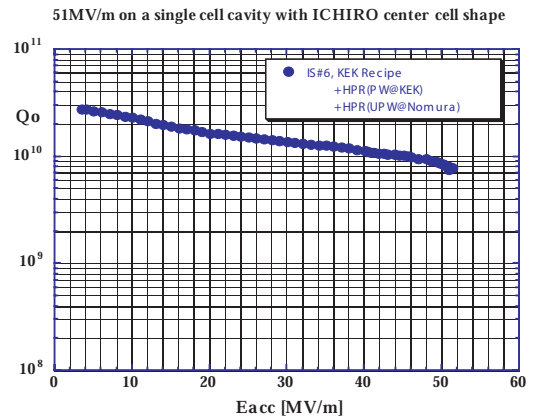


図 12: LL 型単セル空洞の加速勾配試験 (斎藤健治氏による)

地全長との関係を表しています。(ただし、これには、空洞以外の部分の長さについてかなりの不確実性があります。)

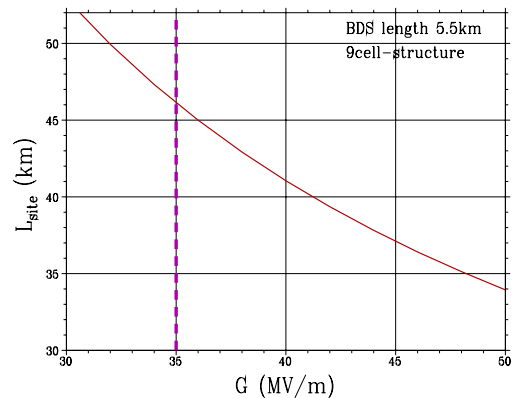


図 13: 加速勾配と敷地全長との関係 (1TeV の場合)

しかし、コストの点ではそう単純ではありません。空洞製作費・クライオスタット(空洞を格納する容器)・トンネル建設費などは、 $G$  に反比例します。しかし、1 台の空洞に入力すべきマイクロ波の電力は電場の 2 乗、すなわち  $G^2$  に比例し、空洞台数が  $G$  に反比例することを考慮しても、全体のマイクロ波の電力は  $G$  に比例して増加します。したがって、電力源の建設費・運転経費(電気代、クライストロンなどの消耗部品の交換)は  $G$  に比例します。同様に、空洞を超伝導に保つための冷凍施設の建設費・運転経費も  $G$  (あるいはそれ以上) に比例します。

したがって、どこかに加速勾配の最適値があるはずですが、図 14 は久保浄氏による概算です。これは 1 年半

以上前のものですが、他の数人の結果もほぼ同じです。全コスト（建設と運転）の最小は、加速勾配 35MV/m と 45MV/m の間にあり、この間ではコストに大きな差はありません。ただし実際には、安定な運転のために、大きなマージンが必要です。現在の技術水準でほとんどの関係者が認める安全な運転加速勾配は 25MV/m あたりであり、最適値よりかなり下です。したがって、現状では加速勾配を上げるほど安くなります。

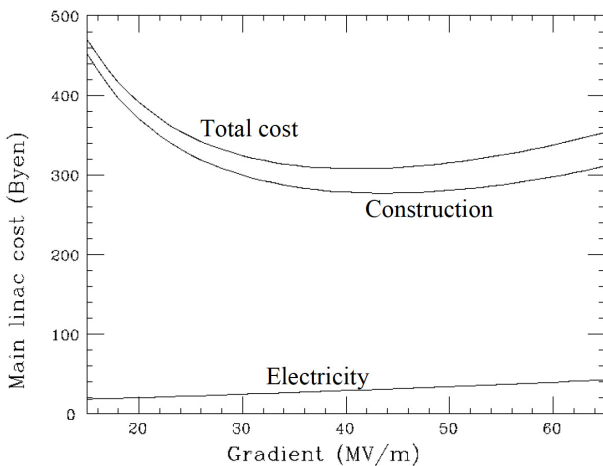


図 14: 加速勾配とコストの関係。500GeV。TESLA800GeV の設計を基にする。(久保浄氏による)

現在の ILC の選択は、運転加速勾配 31.5MV/m (1TeV 増強の部分では 36MV/m) です。これは今現在の技術からすればやや背伸びした数字です。今後の R&D に期待するところ大です。

### 3.4 クライオスタット・クライストロンなど

線型加速器のそのほかの部分についてはここで触れる余裕がありません。以下の講義を聴いてください。

高周波源 福田氏、明本氏  
 クライオスタット 大内氏  
 高周波電力制御 松本氏

### 3.5 線型加速器のビーム力学

線型加速器での加速に関してビーム力学として考える必要のあるのはビーム振動（バンチ間、パルス間の軌道の位置の違い）とエミッタンス増加です。

まえに、不変エミッタンスは不変だと書きました

が、実質的には増加する場合もあります。位相空間でのビームの変形で図 15 のように変化した場合でも面積は保存されます。しかし、実際問題としては、ビームの占める面積は点線の円のようにならなくなったとするしかないでしょう。実際のビームは 6 次元位相空間の中にあり、これを 2 次元に投影することになるのでもっと複雑です。

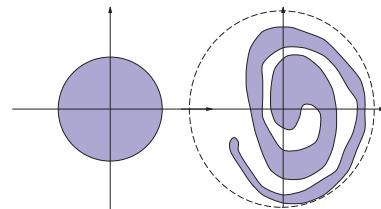


図 15: エミッタンスの実質的増加

エミッタンス増加の原因としては

- 4 極磁石の設置位置誤差、振動
- ウェーク場

です。(詳細は久保氏の講義)

ウェーク場というのは、ビームが加速空洞のような構造体の中を通過する時に自分自身で作る電磁場です。特に問題になるのは、空洞中心をはずれて通ったビームによるウェーク場です。このため、後続の粒子・バンチが蹴られてエミッタンス増加の原因になります。ウェーク場には、一つのバンチが作って後続のバンチに影響するもの（長距離ウェーク）と一つのバンチ内の粒子が作って同じバンチ内の後続粒子に影響するもの（短距離ウェーク）とがあります。超伝導コライダーでは、前者の影響は 100 バンチ程度で平衡に達するのでほぼ問題ないと見られています。後者は、加速空洞の設置位置の許容誤差を決めています。許容誤差はおよそ  $200\mu\text{m}$  です。この短距離ウェークは、空洞のくびれ部分の半径に非常に敏感です（半径の 4 乗近くに反比例）。LL 型空洞は半径 3cm で、TESLA 型の 3.5cm よりわずかに小さいだけです。許容誤差にかなり影響します。常伝導コライダーは周波数が高く空洞が小さいため、許容誤差ははるかに小さなものでした（ $10\mu\text{m}$  のオーダー）。

## 4 陽電子

陽電子を発生させる方法としては現在の ILC の設計では図 16 のようになっています。まず、高エネルギー



の電子ビーム ( $\geq 100\text{GeV}$ ) をアンジュレータに通します。これは磁場の向きを交互に変えて電子に蛇行運動をさせる磁石です。これによって電子は数  $10\text{MeV}$  の光子を放射します。この光子を標的にあてて、発生した陽電子を回収して加速するのが、アンジュレータ方式です。

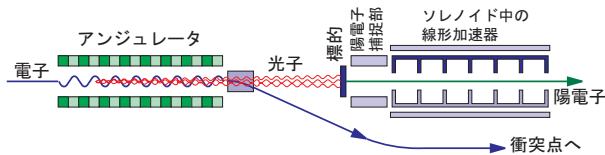


図 16: アンジュレータ方式による陽電子の発生

$100\text{GeV}$  以上の高エネルギー電子ビームを別に作るのはあまりに高価なので、衝突点に向かう電子そのものを使います。これによって電子は平均数  $\text{GeV}$  を失いますが、これは線型加速器を少し伸ばせば補えます。同時にエネルギー幅も発生しますが、これは直しようがないので、衝突エネルギー幅の増加になります。エミッタンスの増加は simulation によれば小さいようです。

この方法の利点は、アンジュレータとして helical undulator (ビーム進行方向を軸として磁場の方向が回っている磁石) を使うことにより偏極した陽電子が得られることです。

欠点は、

- [1] 原理に問題はないがまだ実用化されたことがないこと、
- [2] 電子側が運転されてないときは陽電子の試験ができないこと、
- [3] 発生した陽電子の長距離輸送が必要なこと
- [4] 電子陽電子を同じ時刻に衝突点に運ぶために施設全体の長さに厳密な条件が課されること

などです。[2] の問題は、前に述べたように「keep-alive source」を置くことで一部解決されます。[3] は、お金の問題です。[4] の問題は、なかなか厄介で、現在の設計では、陽電子側の主線形加速器トンネルを  $1.2\text{km}$  無駄に伸ばすことで解決しています。

陽電子発生には別の方法が考えられます。ひとつは、「通常の」(conventional) 方法です。つまり、数  $\text{GeV}$  の電子ビームを標的に当てて発生する陽電子を回収するものです。この場合、低い電子エネルギーで十分なので別の線型加速器を用意すれば足ります。したがっ

て、アンジュレータ方式の欠点 [2] はありません。この方法では、偏極陽電子は得られません。現在のコスト評価ではアンジュレータ方式より安いようなので、偏極陽電子問題の重み次第では、通常方式になる可能性もあります。

いまひとつの方法は、Compton 方式です。これは、原理的にはアンジュレータ方式と同じで、アンジュレータの替りにレーザーを使うものです。レーザー波長はアンジュレータ磁石の周期 ( $1\text{cm}$  以上) よりはるかに短いので、必要な電子ビームは数  $\text{GeV}$  ですみます。したがって電子側と独立に運転できます。円偏光レーザーを使えば偏極陽電子も得られます。アンジュレータ方式の長所のみ残して短所をすべて解決できるわけですが、問題は、値段の点と、多くの開発を必要とすることです。

陽電子生成の詳細については栗木氏が担当です。

## 5 減衰リング

ILC の減衰リングは、1周  $6.6\text{km}$  (FNAL の Tevatron、DESY の HERA のクラスのサイズ) のもの 3 つからなります。1 台は電子用、他の 2 台は陽電子用です。

### 5.1 エミッタンス減衰

減衰リングの役割はエミッタンスを小さくすることです。不変 (規格化) エミッタンスが実際的には不変でない例を線型加速器のビーム力学の項で説明しましたが、減衰リングではもっと根本的に不変エミッタンスが変わります。不変エミッタンスが不変であることは保存力のもとでの定理です。シンクロトロン放射のような非保存力のもとでは不変エミッタンスも変化できるのです。(詳しくは大西氏の講義を参照)

1 粒子のシンクロトロン放射電力は (粒子エネルギー)<sup>2</sup>(磁場)<sup>2</sup> に比例します。したがって、高エネルギー粒子ほどエネルギー損失が大きくなります。このためビームのエネルギー幅が減少します。

この際、エミッタンスも減少します。光子放出により電子の運動量が小さくなり、一方位置座標は変わりません。(図 17) したがって、その瞬間に  $(x, p_x)$  の位相空間でのエミッタンスが減少します。 $p_z$  も減少しますが、これはその後の加速で補われます。

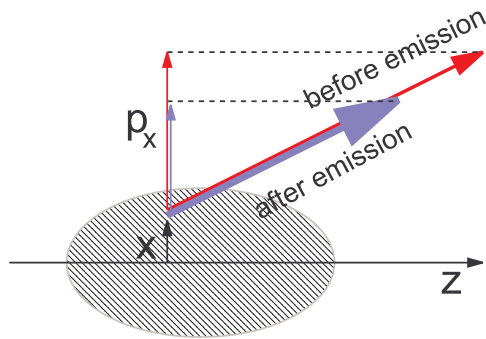


図 17: エミッタンス減少のメカニズム。横軸は電子の理想軌道の方向、縦軸は水平方向、細線は放射前、太(薄)線は放射後の運動量ベクトル。

減衰は指数関数的に進行します。減衰時間 (e-folding time) はリングの大きさ、ビームエネルギーによって大きく異なりますが、ILC の減衰リングでは 10ms のオーダーです。リングに入射されてから取出されるまで 200ms の時間があり、この間に十分な減衰が必要です。(特に、陽電子は入射エミッタンスが大きい。) このため、ウィグラー磁石 (蛇行させる磁石) をいれて強制的にシンクロトロン放射をさせます。

エネルギー幅やエミッタンスは、減衰によってゼロに近づくわけではありません。シンクロトロン放射が確率的に起こるためにランダム歩行の効果があり、まもなく平衡状態になります。目標値は  $\epsilon_{n,x} = 1 \times 10^{-5} \text{m}$ ,  $\epsilon_{n,y} = 4 \times 10^{-8} \text{m}$  です。この値は、KEK の ATF でほとんど実現されています。同時にパンチの長さも、リングの設計で決まる平衡値 (6mm) に達します。これらの平衡値は、入射時の値とは関係ありません。

## 5.2 ビームの入射・取出し

これは超伝導コライダーの泣き所です。線型加速器では約 3000 のパンチが約 300ns (距離にして約 90m) の間隔で加速されます。したがって、これをそのまま収納するためには、リングの周りの長さが約 300km にもなってしまいます。したがって、リング内には間を詰めて格納し、1 パンチずつ間隔をおいて入射・取出しをしなければなりません (図 18)。このためには、磁場が 6ns 以下で立上がり (下がり) するような、高速のキッカーが必要になります。(Low Q parameter の場合パンチ数が倍なので、要求値は 3ns になります。) このためのキッカーを昨年 KEK で開発に成功

しました。

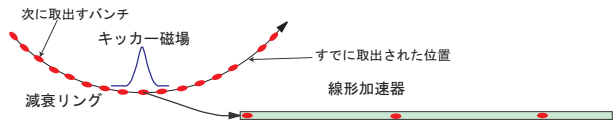


図 18: 減衰リングからのビーム取出し。入射時にはこの逆の過程が必要。

## 5.3 ビーム不安定性

減衰リングではさまざまなビーム不安定性を検討しなければなりません。詳しくは大西氏の講義を参照してください。ここでは極簡単な説明にとどめます。

### Intrabeam Scattering (パンチ内散乱)

パンチ内での電子同志 (陽電子同志) の散乱 (メラー散乱) によるエミッタンスの増加。目標エミッタンスが小さいので問題になります。(図 19)

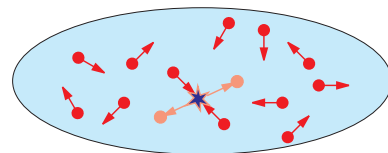


図 19: Intrabeam Scattering

### Fast Ion Instability

電子ビームが残留ガスをイオン化し、そのイオンが電子ビームにまつわりついて起こす不安定性 (図 20)。長時間にわたって集積するものは普通イオントラッピングと呼びます。ILC の場合はリング 1 周の時間スケールよりずっと短い時間に起こるので Fast Ion Instability とよんでいます。速いために対策がむずかしいものです。

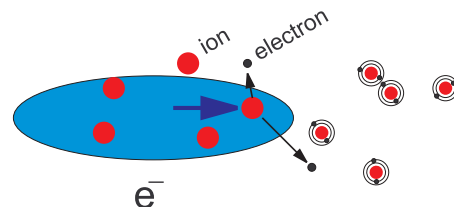


図 20: Fast Ion Instability

### Electron-Cloud Instability

陽電子リングで、なんらかの原因でビームパイプ内に

電子が発生すると（たとえば、シンクロトロン放射がパイプの壁に当たって光電子を放出する、残留ガスのイオン化で電子が出る、など）、陽電子周辺に集められて不安定性を起します。陽電子に蹴られた電子は壁に衝突して2次電子を放出します。この放出係数が重要で、パイプ内面を工夫することで緩和しようとしています。（図 21）

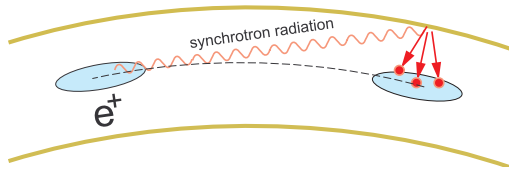


図 21: Electron-Cloud Instability

これらのうち、電子リングでは Fast-ion instability が、陽電子リングでは Electron cloud instability が最も重要です。陽電子リングを 2 段にしているのは、バンチ間隔を広げて Electron-Cloud Instability を緩和するためですが、最近の計算では見通しがついたようなので、陽電子リングも一つにしようとしています。

## 6 バンチ圧縮

減衰リングでのバンチの長さは数 mm（現在の ILC の設計では 6mm）ですが、このままでは衝突点での砂時計効果のためにルミノシティが上がりません。これを数  $100\mu$ （ILC では  $300\mu\text{m}$ 、Low Q parameter では  $150\mu\text{m}$ ）に圧縮する必要があります。

バンチ圧縮の原理は次のようなものです（図 22）。

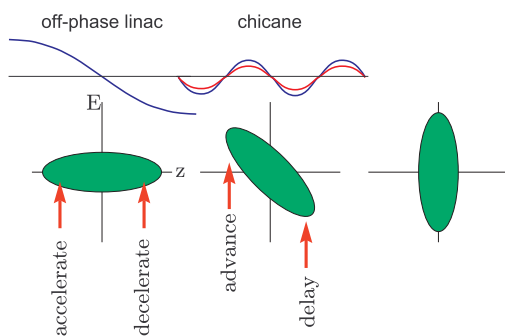


図 22: バンチ圧縮の原理

- 線型加速器の加速位相をずらして、正弦波の零点付近のタイミングでバンチを通すことにより、バ

ンチの先頭を減速、後方を加速する。

- 「シケイン」軌道を取らせると、高エネルギー粒子ほど曲げにくいいため直線軌道に近くなり、低エネルギー粒子に対して進みができる。これにより、バンチ後方が前方に追いついて、バンチが短くなる。

ILC ではシケインを採用していますが、円軌道にすることも考えられます。（以前の常伝導時代の設計では半円軌道でした。）この場合、高エネルギー粒子は大回りするので遅れます。したがって、第 1 ステップでの位相ずらしを逆にすればやはりバンチが短くなります。

$z$  方向の位相空間でも同じように面積保存があります。この場合縦軸はエネルギーです。バンチを 6mm から  $300\mu$  に圧縮（ $1/20$ ）すると、エネルギー幅は 20 倍、つまり約  $5\text{MeV}$ （ $5\text{GeV}$  の  $0.1\%$ ）から  $100\text{MeV}$  になってしまいます。これは相対値としては大きいので、実際は正弦波の零点付近からずらして、同時に加速も行い、相対エネルギー幅が大きくならないようにします。（ILC の設計では、バンチ圧縮器を通った後のエネルギーは約  $13\text{GeV}$ 。）

原理は簡単ですが、実際のバンチ圧縮器はかなり大きなものです。ILC の設計では、全長  $1.4\text{km}$  にもなります。これは、バンチ長  $150\mu\text{m}$  に対応したのですが、 $300\mu\text{m}$  までの能力でよければかなり短くなります。

バンチ圧縮器に入る前にビームは図 23 のように  $180$  度旋回します。この部分は turn-around と呼ばれています。目的は、図の A 点でバンチの横方向の位置を観測し、位置がずれていれば同じバンチが B 点に帰って来た時に補正しようというものです（feed-forward）。衝突の際の電子・陽電子のバンチの位置ずれを測定し、このデータにより後続のバンチにフィードバックをかけることはかならず行ないませんが、バンチごとにでたらめにずれている場合、これは効果がありません。その補正のために turn-around が設けられています。バンチごとの位置のずれの主な原因と目されるのは、減衰リングからの取出しキッカーの揺れです。蹴り角の要求精度は相対的に  $0.7 \times 10^{-3}$  ですが、現在のところ、この一桁上までしか抑えられていません。精度が十分なら turn-around を省くことができます。

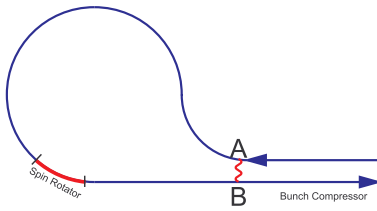


図 23: Turn-Around

## 7 Beam Delivery System

線型加速器を出た後、使用後ビームの後始末をする部分まで全体を Beam Delivery System (BDS) と呼んでいます。BDS の役割は以下のようなものです。

- 周辺部のビームを取除く (Collimator)
- ビームを絞る (最終収束系、Final Focus System : FFS)
- 衝突に最適な交差角を作る
- 使用後ビームを安全に処理する (ダンプリン、ダンプ)

コリメータは実はかなり厄介なものなのですが、ここでは省略します。

### 7.1 最終収束系

これは BDS の中で最も本質的な部分です。要するに、4 極磁石をレンズとして使ってビームを絞ればよいのですが、ビームにエネルギー幅があるために容易ではありません。エネルギー幅 (0.1-0.3%) のために 4 極磁石による収束力が粒子によって異なります。これは光学で言えば色収差に相当します。カメラのレンズの場合、屈折率の異なるガラスによる多数のレンズの組合せで色収差を補正しますが、粒子ビームの世界では「異なる屈折率の材質」は存在しません。

色収差補正はリングでも昔から行われています。基本は

- 偏向磁石を使って曲げると、粒子エネルギーによって異なる軌道になる。 $(x = x_0 + a\Delta E)$
- ここに 6 極磁石を置けば、収束力 (磁場の微分) が位置に依るようにできる。  
 $(B_{6極} \propto x^2, \quad B' \propto x = x_0 + a\Delta E)$

ということです。しかし、目標とする縮小率が非常に小さい (数 100 分の 1) ので、多くの磁石を並べる必

要があります。以前は、最後の 2 つの 4 極磁石による色収差を、水平方向と鉛直方向に分けて、かなり上流で補正する方式をとっていましたが、最近は図 24 のような、局所補正方式が採用されています。最後の 4 極磁石 ( $Q_{F1}, Q_{D1}$ ) の色収差は近くの 6 極磁石 ( $S_{F1}, S_{D1}$ ) によって補正され、これらの 6 極磁石が作る非線形性の効果は上流の 6 極磁石 ( $S_{F2}, S_{D2}$ ) によって補正されます。この方法は、解を求めるのにかなりの名人芸を必要とします。最終収束系の設計の詳細は奥木氏の講義で扱われます。

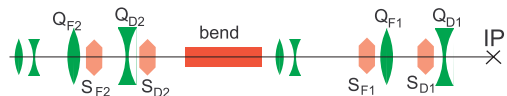


図 24: 最終収束系の模式図

この方式のおかげで全長はかなり短くなりましたが、コリメータ部分を合わせて全長 (電子陽電子合計) 5.5km ほどもあります。

### 7.2 交叉角

衝突点での 2 つのビームの交叉角の選択は、最終収束系・ダンプリン・検出器の設計に重大な影響があります。一般的に言われてきたのは

- 衝突の際に発生する余計な事象 (background) を避けるには大きな角度がよい
- 衝突後のビームを診断する (たとえば、エネルギー幅、偏極度など) には大きな角度がよい
- 将来の、光子・光子衝突 (ここでは説明を省きますが) のためには大きな角度がよい
- 超前方の事象をとらえるには小さな角度がよい
- ビームが検出器のソレノイド場を斜めに横切るための効果を小さくするには小さな角度がよい

などでしたが、大角・小角双方の陣営の努力で、問題はこのように単純ではなくなっています。現在の設計では 2 つの衝突点を設けることになっているので、とりあえず一方は小角 (2mrad)、他方は大角 (20mrad) になっています。しかし、どちらも大角 (14mrad) にするという案が有力になりつつあります。

大角・小角の境は、 $(z, x)$  面におけるビーム形状の対角線の角度  $\sigma_x^*/\sigma_z$  にあります。交叉角  $\phi_c$  がこれよ



り大きいと、図 25 のように、衝突の際に 2 つのビームが十分に重ならず、ルミノシティが上がらなくなります。

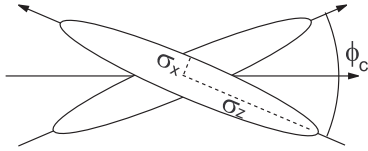


図 25: 大きな角度での交差

これを防ぐには crab crossing という方法があります。これは、図 26 のように、衝突前に、ビームを横方向に、かつバンチの頭尾を逆向きに蹴ることにより、衝突の際にビームが平行になるようにするものです。蹴るには、マイクロ波空洞に横方向に蹴るモードを励起し、正弦波の零点付近でバンチを通過させればよいのです。これは、KEKB で実現しようとしています、

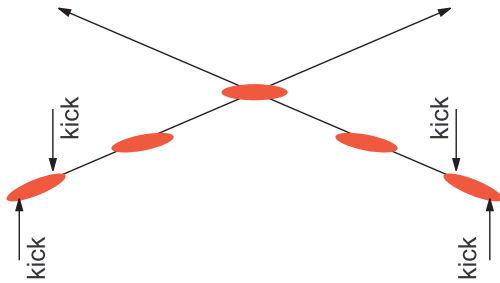


図 26: Crab Crossing の原理

リニアコライダーで大きく異なるのは、位相の精度です。両側のマイクロ波のタイミングがずれると衝突しなくなります。両者がひとつのマイクロは源から出るとすれば、導波管の長さは  $\sigma_x^*/2\phi_c$  ( $\sigma_x^* = 500\text{nm}$ ,  $\phi_c = 20\text{mrad}$  なら  $10\mu\text{m}$  程度) の程度で安定でなければなりません。

### 7.3 フィードバック

衝突点でのビームサイズは極めて小さく、特に鉛直方向はわずか数 nm です。電子・陽電子ビームはさまざまな原因で、さまざまな時間スケールで変動しています。したがって、衝突を続けるためには強力なフィードバックシステムが必要です。これらの変動のうち、マイクロ秒から 1 秒程度のスケールのものは、衝突点直前で補正されます。

電子・陽電子がずれている場合、衝突の際のクーロン引力により、お互いが蹴られます。したがって、衝突後のビーム位置を観測すれば、電子・陽電子の衝突位置のずれがわかります。5Hz で繰返される過去のいくつかのパルスを観測して、次のパルスの位置を予測しフィードバック（衝突直前に蹴る）することができます。クーロン引力が nm のオーダーの位置のずれの増幅器になっています。さらに、約 3000 のバンチの位置を個々に観測すれば、次のバンチへのフィードバックも可能です。バンチ間隔は約  $0.3\mu\text{s}$  ですから、極端に難しい技術ではありません。（ただし、turn-around のところで述べたように、バンチごとのランダムなずれは、この方法では補正できません。）

## 8 衝突点でのビーム現象

序章で簡単に述べましたが、リニアコライダーでは衝突点でビームを微細に絞るために 2 つのビームの間の電磁相互作用がルミノシティの上限を与える要因のひとつになっています。

### 8.1 ビームの変形

電子・陽電子の間のクーロン引力により衝突中にビームは大きく変形します。もちろん同様の効果は円形コライダーの場合にもありますが、その場合はビームが安定に回りつづけるという条件のために 1 回の衝突の際の変形は大きなものではありません。リニアコライダーの場合は使い捨てなので大きな変形が許されます。

運動方程式を作ってみると容易にわかりますが、ビームの変形は、ほぼ Disruption parameter と呼ばれるパラメータで表せます。

$$D_{x(y)} \equiv \frac{2Nr_e}{\gamma} \frac{\sigma_z}{\sigma_{x(y)}^* (\sigma_x^* + \sigma_y^*)}. \quad (12)$$

ここで、 $r_e$  は古典電子半径、 $\gamma = E/mc^2$ 、その他のパラメータはすでに定義しました。

リニアコライダーでは扁平ビームを使います。これは、ルミノシティを下げずにビームの作る電磁場を弱くするための策です。（電磁場を弱くする目的はビーム変形を防ぐことではなく、後に出てくるビーム放射を減少させることです。）非常に扁平なビームの場合（簡単のために断面を幅  $w_x$  高さ  $w_y$  長さ  $w_z$  の直方体にします。 $w_y \ll w_x$  です。）、ガウスの定理から電場

$E_y$  が求められます ( 図 27 ):

$$2 \times E_y w_x w_z \approx \frac{eN}{\epsilon_0} \Rightarrow E_y \approx \frac{eN}{2\epsilon_0 w_x w_z} \quad (13)$$

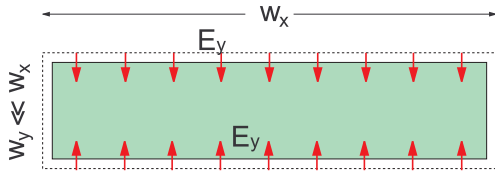


図 27: 扁平ビームの作るクーロン電場

これはビームの高さ  $w_y$  にほとんど依りません。ルミノシティは  $1/w_x w_y$  に比例しますから、扁平にすればビーム場を増加させずに、luminosity を上げることができます。現在の ILC の設計では、 $w_x/w_y = \sigma_x/\sigma_y \approx 100$  程度です。扁平ビームを採用する副作用は、 $y$  方向の許容誤差が厳しくなることです。扁平ビームの場合  $D_x \ll D_y$  となり、 $x$  方向のビーム変形は無視できます。

ビーム変形の利点として、ルミノシティ増加 (enhancement) があります。クーロン引力でビームが小さくなるためです。変形効果を入れたルミノシティが幾何学的に決めるルミノシティの何倍になるか、その因子を Luminosity Enhancement Factor ( $H_D$ ) と呼びます。図 28 に  $H_D$  を  $D_y$  の関数としてプロットしました。両ビームの鉛直方向の位置のずれ  $\Delta_y$  ( $\sigma_y^*$  を単位として) をパラメータとしています。  $\Delta_y$  は上流のさまざまな誤差によるものです。完全な正面衝突の場合 ( $\Delta_y = 0$ )  $H_D$  は  $D_y$  とともに増加しますが、わずかでも誤差があると下がります。扁平ビームの場合は  $H_D=1.5-1.7$  程度が現実的です。

図からわかるように、 $D_y$  が大きい ( $\geq 20$ ) 場合、正面衝突からのわずかなずれでもルミノシティが大きく下がります。これは、kink instability とか、two stream instability とか呼ばれている現象のためです。現在の標準パラメータ (表 1 の 'Nominal') では  $D_y$  が 20 に近いので、この効果はかなり重要かもしれません。ルミノシティを下げずに  $D_y$  を下げるには、バンチ電荷  $N$  およびバンチ長  $\sigma_z$  を半分、バンチ数  $n_b$  を倍にし、 $x, y$  とともにもっと絞れば ( $\beta_x, \beta_y$  を下げる) よい、これは表 1 の LowQ に相当します。しかし、この場合、減衰リングでのバンチ間隔が半分になるので、キッカーへの条件がきついこと、不安定性が厳しくな

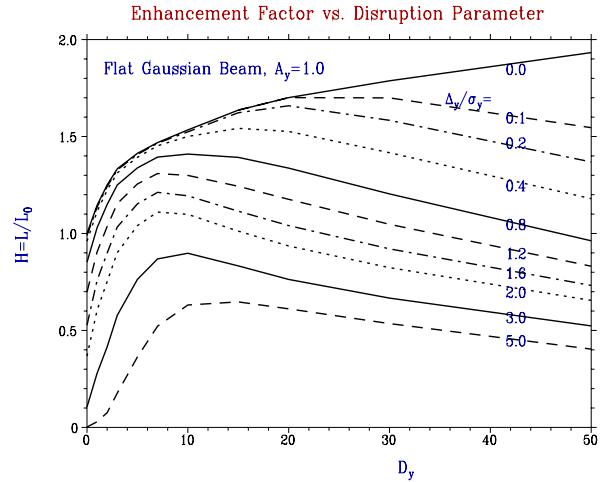


図 28: Luminosity Enhancement Factor  $H_D$

る可能性があること、などの問題があります。さらにバンチ長が短いのでバンチ圧縮器が高価になります。

## 8.2 ビーム輻射

ビームによる電磁場のもうひとつの効果は、序章に簡単に述べたシンクロトロン輻射 (ビーム輻射、beamstrahlung) です。その臨界エネルギーは、衝突前のビームエネルギーを  $E$  として、およそ  $\Upsilon E$  で表されます。

$$\Upsilon = \frac{5}{6} \frac{Nr_e^2 \gamma}{\alpha \sigma_z (\sigma_x^* + \sigma_y^*)}, \quad (14)$$

$\alpha$  は微細構造定数  $1/137$  です。ILC での値は表 1 にあります。各電子 (陽電子) の、ビーム輻射による平均エネルギー損失 ( $E$  を単位にして) は

$$\delta_E \approx 0.209 \frac{r_e^3 N^2 \gamma}{\sigma_z} \left( \frac{2}{\sigma_x^* + \sigma_y^*} \right)^2 \frac{1}{[1 + (1.5\Upsilon)^{2/3}]^2} \quad (15)$$

輻射する光子の数は

$$n_\gamma \approx 1.08 \alpha r_e N \frac{2}{\sigma_x^* + \sigma_y^*} \times \frac{1}{(1 + \Upsilon^{2/3})^{1/2}} \quad (16)$$

これらの式で確かめられるように、ビーム輻射は  $\sigma_y^*$  にほとんど依りません。

ビーム輻射はほとんど悪いことばかりです。

- 衝突エネルギーに拡がりをもたらす
- 検出器周辺に当たって、2次3次粒子を作り、background になる

- ビームダンプの設計を複雑にする（ビーム輻射の電力はもとのビーム電力の数%、1TeV の場合は10%近くにのぼる。）

利用価値としては、ビーム診断に使えることぐらいでしょう。

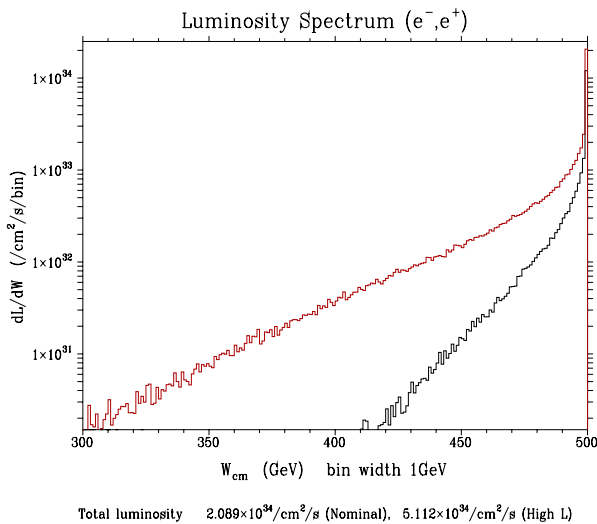


図 29: ビーム輻射による衝突エネルギーの拡がり (500GeV)。下の線は 'Nominal' parameter の場合、上の線は 'High L' parameter の場合。

図 29 に、ビーム輻射による衝突エネルギーの拡がりの例を示します。

## 9 終わりに

以上は、リニアコライダのきわめておおざっぱな描像です。詳細はこのあとの個別の講義を聴いてください。ただし、それらにも触れられていないことがたくさんあるはず。この講義シリーズはリニアコライダー全体の学習のための入口にすぎません。

リニアコライダーの研究は、シリアスになってからだけでもすでに 20 年以上になります。その間に多くのアイデアが生まれ、多くのものが取捨選択されました。今後も、建設開始まで、実際は建設が始まって設計改良が続けられるでしょう。若いひとたちの参加を期待します。