

リニアコライダー加速器

横谷 馨

1 序

今回の OHO はリニアコライダーがメインテーマとなっています。わたしの講義は全体についてのイントロダクションですが、特に線型加速器については多くの講義が用意されているので、ここでは簡単にします。土木関係については触れないことにしました。榎本收志氏の講義を参照してください。

2013 年 6 月に ILC の設計グループは技術設計報告書 (TDR, Technical Design Report) [1] を発表しました。本稿に採った図面の多くはそこから引用しています。

現代物理学の発展において加速器は重要な役割をになってきました。より高いビームエネルギーの加速器を作ることにより、物理学が物質のより小さな構造に到達することを可能としてきました。逆に言えば、物理学の要求が加速器技術を引き上げて行ったといってもいいでしょう。コライダーの概念が生まれたのも、より高いエネルギーでの実験を求めてのことでした。

2つの粒子が衝突するばあい、そこで起こる現象はその重心系でのエネルギーでできまります。2つの粒子の質量 (m) が同じ場合、一方の粒子が静止していれば、重心系エネルギーは

$$E_{CM} = \sqrt{2mc^2(E + mc^2)} \quad (1)$$

です。 E は当たるほうの粒子のエネルギー、 c は光の速度です。 E が大きくなると重心系エネルギーは E の平方根でしか増加しません。いっぽう、エネルギーの同じ粒子を正面衝突させれば

$$E_{CM} = 2E \quad (2)$$

ですから、 $E \gtrsim mc^2$ では加速された粒子どうしを衝突させるほうが得になります。

加速された粒子どうしを衝突させる加速器をコライダーと呼びます。電子と陽電子のように電荷の符号が逆で質量が等しければ、ひとつのリングに逆向きにまわすことができますから、これでコライダーになります。最初のコライダーはイタリアのフラスカッチ研究所で作られ、フランスのオルセーに移されてコライダーとして完成された AdA です。1964 年に最初の粒子衝突が検出されました。軌道半径は 65cm、重心系エネルギーは 0.5GeV でした。

その後、コライダーのエネルギーは急速に上がってきました。図 1 に電子・陽電子コライダーの歴史を示します。(この講義では陽子の加速器についてはふれません。) 最初の 20 年ほどは、エネルギーフロントが 10 年で 10 倍ほどの急ピッチで上昇していますが、その後は上昇がにぶり、1989 年に運転を開始した LEP が 2000 年に 209GeV で終了して以後、最先端エネルギーの電子・陽電子コライダーは作られていません。

これは、「シンクロトロン輻射」のためです。電子のような荷電粒子は軌道を曲げると進行方向に光子を放出し

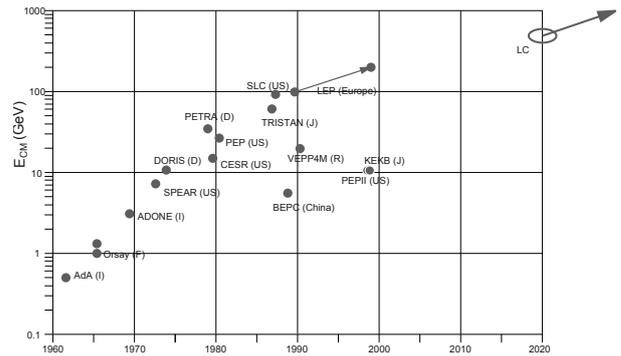


Figure 1: 電子・陽電子コライダーの重心系エネルギーの進化。年次は運転開始時であるが、その時点で最高エネルギーに達していたとはかぎらない。LEP だけは最高エネルギーの到達時も示した。

て、エネルギーが下がります。これをシンクロトロン輻射と呼びます。円軌道を一周する間のエネルギー損失は

$$U = 0.08846 \frac{E_{[GeV]}^4}{\rho_{[m]}} \quad [MeV] \quad (3)$$

で表せます。 E はビームのエネルギー、 ρ は、偏向磁石のなかでの軌道を曲率半径です。単位時間あたりの電力損失は、これを軌道の長さで割ったもの、つまり E^4/ρ^2 に比例します。このエネルギー損失を補うためには加速装置の電圧・電力が非常に大きくなるのです。単位時間あたりの損失を一定にするとすれば、半径は E^2 に比例して大きくなります。LEP は一周のながさ 27km でした。

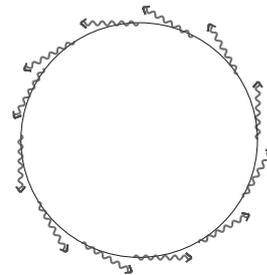


Figure 2: シンクロトロン輻射

この問題を解決するには、円型でなく、直線型の加速器を使わなければなりません。これをリニアコライダーと呼びます。基本的には 2 台の線型加速器を鼻を突き合わせる形で配置したものです。1960 年代に、M. Tigner が最初に提案しました [2]。これは図 3 に示したように、2 台の線型加速器で電子陽電子を加速し、衝突後のビームを反対側のリナックで減速してエネルギーを回収するというアイデアです。これはシンクロトロン輻射の問題を解決するためではなく、当時ちょうど始まっていた電子陽電子コライダーが円型でなく線型加速器でもできるということを主張したものでした。

では、なぜはじめからリニアコライダーにしなかったのでしょうか。それはリニアコライダーのほうが、技術的にはるかにむずかしいからです。このむずかしさは、すべて一回限りの衝突であることから来ています。

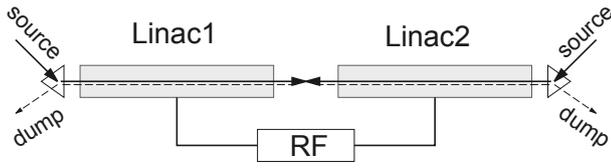


Figure 3: Tigner によるリニアコライダの最初のアイデア。衝突後ビームは破線のように反対側のリナックを逆行し dump で捨てられる。RF は高周波源。

まず、第一に、各電子（陽電子）は加速装置を一回しか通りません。したがって、高いエネルギーに到達するためには、1メートルあたりの加速量（加速勾配）が十分高くなければなりません。これに対して円型加速器では各電子が同じ加速装置を幾度も通過するので一回あたりの加速量はわずかですみます。

第二は衝突頻度の問題です。ある物理現象の発生確率は衝突断面積（ σ ）であらわされます。コライダにおいてその現象が単位時間におこる回数は σ に比例し

$$\text{単位時間の事象数} = \mathcal{L}\sigma \quad (4)$$

と書けますが、この比例係数 \mathcal{L} はコライダの性能を表す数字で、ルミノシティと呼ばれます。高エネルギー加速器のビームはふつう多数の粒子のかたまり（バンチ）になっています。 N 個の粒子からなるバンチが、1秒間に f_{col} の頻度で衝突する場合、ルミノシティは

$$\mathcal{L} = \frac{f_{col} N^2}{\text{ビーム断面積}} \quad (5)$$

であらわされます。円型コライダに電子・陽電子1つずつのバンチが回る場合、 f_{col} は周回時間の逆数であり、リングのサイズに反比例して減少しますが、最大のコライダ LEP でも 10^4 Hz になります。KEK の TRISTAN では 10^5 Hz でした。KEKB のように多数のバンチ数を回せばそれだけ f_{col} が大きくなります。一方、リニアコライダの場合は、加速装置の繰返し周波数が限度になります（数 Hz から数 100 Hz）。これを補うために一つのパルスの中に数 100 から数 1000 のバンチを入れますが、これでも多バンチの円型コライダにはかきません。リニアコライダは円型コライダにくらべて f_{col} で 100 倍から 10000 倍ほど損をします。したがって、この分だけビーム断面積を小さくしてかせがなければなりません。リニアコライダは高度なビーム技術を必要としているのです。

あえて挙げれば、第三に、ビームをすぐに捨ててしまうので、次のビームを速やかに生成しなければなりません。もちろん電子は問題ないのですが、陽電子については検討が必要です。

高加速勾配の要求のため、当初はいろいろな加速原理が提案されました。たとえば、回折格子にレーザーを照射して加速電場を作る方法、回折格子のかわりに誘電体を使う方法、自由電子レーザーの逆過程、レーザーあるいは電子ビームによって励起されたプラズマ波を使う方法など。しかしいずれも技術的に時期尚早とわかり、従

来からあるマイクロ波による線型加速器で、加速勾配を上げることに落ち着きました。その本格的技術的研究がはじまったのは 1980 年代半ばです。

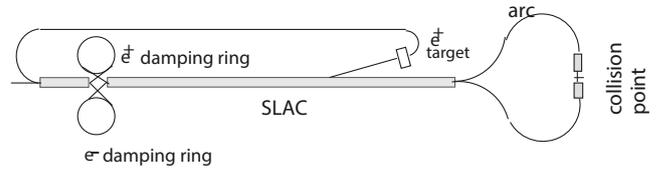


Figure 4: 最初のリニアコライダ SLC。1 台の線型加速器で、陽電子 1 バンチ、電子 2 バンチを加速する。各 1 バンチが衝突に使われ、残る電子 1 バンチは途中で取出されて標的にあてられ、次のパルスのための陽電子を生成する。線型加速器 SLAC (Stanford Linear Accelerator) は 1962 年に建設を開始した最古参線型加速器で全長 3km。SLC は 1998 年に運転終了。

初代のリニアコライダは、1988 年に運転を開始した SLC です。これは図 4 にあるように、1 台の線型加速器で電子・陽電子を加速し、加速後に逆向きの円型軌道に通して衝突させるものです。線型加速器を 1 台しか使わない点、その替りに円型軌道があるという点を除けば、これ以後に研究されてきたリニアコライダと、原理は同じです。SLC は重心系エネルギー 92 GeV の Z 粒子に焦点を絞り、CERN の LEP に対抗して作られたものです。ルミノシティの設計値は LEP の半分以下で、かつ実際に到達した値はその半分の低いものでしたが、電子ビームが偏極しているという利点がありました。加速器のチューニングには時間がかかりましたが、初代リニアコライダとして、将来のリニアコライダのために多くの経験を残しました。

2 ルミノシティの最適化

式 (5) はもう少し詳しく書くと

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

となります。ここで、 f_{rep} は、ビームパルスの繰返し周波数、 n_b は、ひとつのパルスに含まれるバンチの数、 N はひとつのバンチ内の粒子数です。さきほど導入した f_{col} は $f_{rep} n_b$ にあたります。 σ_x^* 、 σ_y^* は衝突点での、水平・鉛直方向の RMS ビームサイズです。衝突点での量には * を付ける習慣です。 H_D は衝突中のビーム間相互作用のための補正係数で、詳細はあとで述べます。とりあえず 1 に近い数とすれば十分です。

この式は次のように変形できます。まず、ビームサイズは、規格化エミッタンスおよびベータ関数をつかって（これらの定義は Appendix にまとめました）

$$\sigma_x^* = \sqrt{\epsilon_{x,n} \beta_x^* / \gamma} \quad (7)$$

と書けます（ y 方向も同様です）。一方のビームのもつ電力は

$$P_B = eN \times f_{rep} n_b \times E \quad (8)$$

衝突中のビーム間の相互作用は非常に重要です。これについては後で詳しくのべますが(9節参照)、とりあえずここで必要なことは

- ビームは衝突中に相手ビームの作る電磁場のため強いシンクロトロン輻射を出してエネルギーを失う
- これを緩和するには非常に扁平なビーム ($\sigma_x^* \gg \sigma_y^*$) がよい
- その場合のエネルギー損失の割合 δ_{BS} は式(23)で表せる

ということです。

これらを使うと式(6)は

$$\mathcal{L} \approx C \frac{P_B}{E} \sqrt{\frac{\delta_{BS}}{\epsilon_{y,n}}} \min\left(1, \sqrt{\sigma_z/\beta_y^*}\right) \quad (9)$$

となります。 σ_z はバンチの長さ(標準偏差)です。 C は自然定数の組合せですが、汚い因子なので省略します。 \min の部分は、Appendix に書きたいいわゆる砂時計効果によるものです。

ここに現れたパラメータのうち、 P_B は全体の使用電力を決めます($P_B = \text{使用電力} \times \text{効率}$)。 δ_{BS} は実験のほうからの要請で決まります。したがって、ルミノシティを最適化するには

- y 方向の規格化エミッタンス $\epsilon_{y,n}$ をできるだけ小さくする
- $\sigma_z \approx \beta_y^*$ とする
- 加速の電力効率を上げる

ことが焦点です。

3 線型加速器

線型加速器(リナック、リニアック)は文字通り直線型の加速器ですが、普通はマイクロ波を使うものです。共鳴型加速器は、図5のような、金属でできたセルと呼ぶ形状が連結した空洞で、これにマイクロ波を貯めます。ILCでは π モードを用います。セルの間隔は波長の半分にしてあります。ある瞬間の加速電界(矢印)はセルごとに交互に逆向きになっており、マイクロ波周期(ILCでは1.3GHz、したがって周期 $1/1.3=0.769\text{ns}$)の半分後にはこの向きが逆転します。この間に電子(ほとんど光速)がちょうど1セル分を走るようにしておけば、電子は加速され続けます。

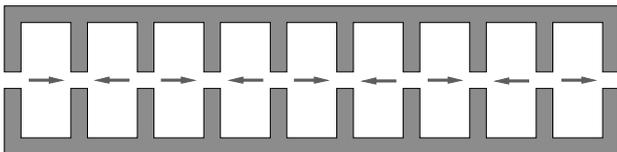


Figure 5: π モード空洞の加速原理

3.1 常伝導と超伝導

線型加速器は、加速空洞の金属の性質により、常伝導(普通は銅)と超伝導(普通はニオブ)に大別されます。

マイクロ波を貯めると金属内面に電流が流れますが、超伝導空洞の場合電気抵抗がほとんどないので表面でのエネルギー損失が極めて小さく、マイクロ波の減衰は非常にゆっくりになります。貯められたマイクロ波の自然な減衰の速さは、 Q_0 という数値で表現されます。これは十分減衰する間のマイクロ波の周期の数で、典型的な値は、超伝導空洞では 10^{10} 、常伝導空洞では 10^4 程度です。

常伝導空洞ではマイクロ波の減衰が速いので、大きな瞬間電力のマイクロ波源(モジュレータ、クライストロン)で空洞に素早くマイクロ波を貯め、減衰する前に短い電子ビームを通過させます。一つのパルスの継続時間はマイクロ秒が普通です。一方、超伝導空洞の場合は、低電力・長パルスのマイクロ波源でゆっくりマイクロ波を貯め、長い電子ビームを通過させます。パルス長はミリ秒が普通ですが、連続運転(CW mode, continuous wave)にも適しています(ただし、リニアコライダーではパルス運転を使います)。

常伝導と超伝導はリニアコライダーに使う上で、それぞれ長所と欠点を持ちます。

まず、超伝導は電力効率(つまり外から与えた電力の何%がビームのエネルギーになるか)のよいことがあげられます。ただし、 Q_0 の値は常伝導より6桁高いのですが、これがそのまま電力効率の比になるわけではありません。パルスの長さが3桁(ミリ秒対マイクロ秒)長いこと、超伝導状態を保つために、発生した熱より3桁高い電力を使って空洞を冷却しなければならないこと、このために6桁の違いはほとんどなくなります。しかしそれでもリニアコライダー用に最適化した場合、超伝導リニアコライダーの電力効率は常伝導より2倍前後よいようです。

大きな Q_0 の利点が顕著に現れるのはむしろ電子ビームのパルス長です。超伝導の場合、パルスが長いので、パルスのはじめの部分の観測から後続部分にフィードバックをかけることができます(10.2節参照)。このため各種の誤差、地盤振動への対策が容易になります。また、衝突点でのイベントの間隔が長くなり、検出器の設計がやりやすくなります。ただし、パルス長がながく、かつそれを生かすために多くのバンチをパルスに詰め込むことから、減衰リングが大がかりになるという短所があります。

リニアコライダーでは加速勾配がリナックの長さを決める重要なパラメータですが、実際に使える加速勾配は、常伝導のほうが2-3倍高くできます(ILCの採用値は31.5MV/m、CLICの目標値は100MV/m)。したがって、数TeVのエネルギーに達するには常伝導が有利です。

超伝導の場合、冷却系統(クライオジェニクス)がはるかに大きなものになります。遠い将来、高温超伝導・常温超伝導の加速空洞が実用化されればこの問題は緩和されるはずですが。

1980年代半ばに次期リニアコライダーの開発研究が始まって以来、常伝導と超伝導の競争状態が20年近く続きました。いずれにしても非常に高価なものですから、方式を一本化すべきだという声が高まり、2004年に超伝導がILCとして選択されました。この選択は次期リニアコ

ライダーとしてのものであり、それ以上のエネルギーについては、常伝導が捨てられたわけではありません。現在、ILCの後にくるべきリニアコライダーとしてCLIC (Compact Linear Collider) の開発研究がCERNを中心に行われています。その方式についてここに述べる余裕はありませんが、これは常伝導リニアコライダーです。

3.2 ILCの加速空洞

ILCで採用している加速空洞は図6のようなものです。これは、1.3GHzの9セルからなる空洞で、ドイツのDESY研究所でTESLA計画のために長年開発してきた形状です。一つのセルの長さは1.3GHzの波長の半分、すなわち11.5cm、9セルでほぼ1mになります。両端部も含めると約1.3mです。材質は厚さ約3mmのニオブ。

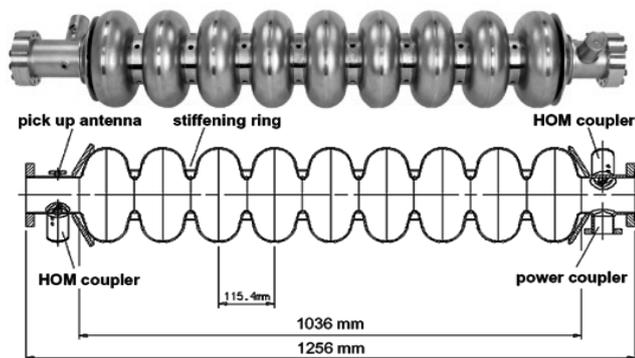


Figure 6: 加速空洞の外観と断面図

開発研究の眼目は加速勾配でした。できたばかりのILCの最初のワークショップが2005年夏に開かれたときに、設計値として、縦測定(空洞単体試験)で35MV/m、リナックに並べたときの平均加速勾配では1割減の31.5MV/mと決められました。当時実用化していたのは17MV/m程度、成績のよい空洞で25MV/m前後でしたから、これはかなりの開発作業を見越したものでした。それから9年がたつて、いまではほぼこれが達成されたと言っていいでしょう。ただし、建設の際の加速勾配の戦略は、より精密化されて、現在では、

- 縦測定の加速勾配は、35MV/mに20%の幅をもたせる。したがって、28MV/m以上の空洞は受けた上で、平均を35MV/m以上にし、かつ製作歩留りを90%以上とする。Q₀は35MV/mで0.8×10¹⁰以上、31.5MV/mで1×10¹⁰以上とする。
- 平均加速勾配を20%の幅を持たせる、つまり25.2MV/m以上、37.8MV/m以下。(この上限は、ここまで勾配を出せるような、マイクロ波源を用意するという意味)

となりました。最新の結果については、加古永治氏などの講義を参照してください。

1台の空洞の実効長は約1m(正確には1.036m)ですから、1台による加速は1.036times31.5=32.6MV、電子・陽電子合計500GeVに達するにはこのような空洞が15000台以上必要ということになります。

3.3 クライオモジュール

図6の空洞は本体(9つのセル)のほかに、マイクロ波を入力する部分(power coupler、図の右端)、ビームが発生する電磁波を吸収する部分(HOM coupler、図の両端)などを含み、さらに図7のように容器のなかにいれて、空洞のまわりを液体ヘリウムで満たします。図の左上にあるパイプは、液体ヘリウムを流し、かつ空洞を冷却することで蒸発し気体になったヘリウムを通すものです。

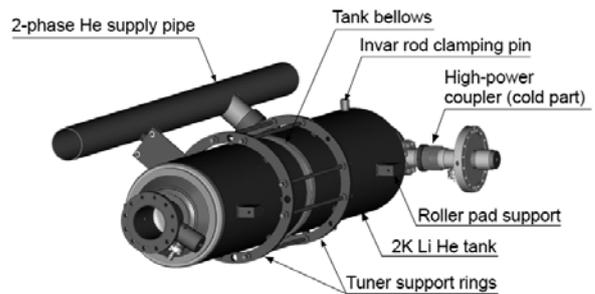


Figure 7: 空洞パッケージ

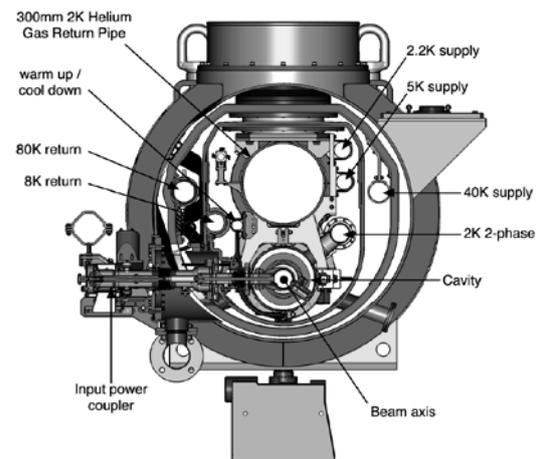


Figure 8: クライオモジュール断面

この1セットの空洞の上に熱シールドなどを装着し、これを8つあるいは9つ連結したものをクライオモジュールと呼びます。その断面が図8です。中央の大きな円は集められた気体ヘリウムを、再び液化するためにもとにもどすためのパイプです。その下が加速空洞です。それに左から嵌入しているのが、power couplerです。

図9はクライオモジュールを側面から見たものです。全長13mくらいです。この図は中央に4極磁石が配置されています。このタイプをB型と呼びます。4極磁石のかわりにもう1台空洞を入れたものをA型といいます。主リナックではAABAAB……のように並べられています。したがって4極磁石は約40mに1台ということになります。

このようなクライオモジュールを電子・陽電子合わせて約2000台、直線状にならべます。設置の要求精度は200-300μmで、数字としては特に小さなものに見えませ

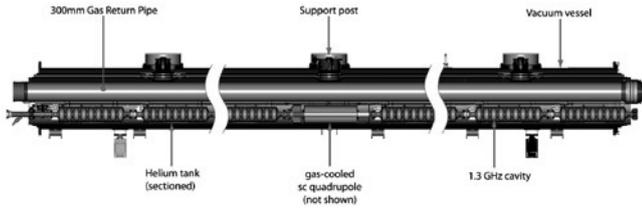


Figure 9: 8 空洞を収納したクライオモジュール。中央部には超伝導 4 極磁石が収められてる。

んが、直径 1m を超える大きなものなので、容易ではありません。

ILC のリナックとほぼ同様な構造をものが、ハンブルグに建設されつつあります。ヨーロッパの X 線自由電子レーザーシステムで、使用する空洞は約 800 台、つまり ILC の約 1/20 です。加速勾配の設計値は ILC よりやや下ですが、多くの点について ILC の手本となるものです。

4 リニアコライダーの構成

リニアコライダーの心臓部は線型加速器ですが、これをコライダーにするには、このほかにたくさんのシステムが必要です。ビームの衝突は次のようなステップで行われます。

- [1] ビームを生成する。電子ビームはリニアコライダーの利点を生かすよう、偏極ビームが要求されます。陽電子は、ILC の基本設計では、衝突点に向かう高エネルギー電子ビームをその途中で使って生成されます。
- [2] ビームを減衰リングのエネルギー（ILC では 5GeV）まで加速する。
- [3] 減衰リング（Damping Ring、しばしば DR と略記）に蓄積してエミッタンスを小さくする。これには ILC の場合 100ms あるいは 200ms かかる。
- [4] 減衰リングから取り出し、線形加速器入口まで運ぶ。この部分のビームラインを RTML（Ring To Main Linac）と呼んでいる。
- [5] RTML の最後の部分（Bunch Compressor）でバンチの長さを短くする。
- [6] 線形加速器で加速する。
- [7] 電子のほうは、[1] にあるように、次のパルスのための陽電子を作る。
- [8] ビーム分配系（Beam Delivery System, BDS）でビームを絞って衝突させる。最後にビームダンプで使用後ビームを処理する。

図 10 に ILC 全体の配置を示します。重心系エネルギー 500GeV の場合、敷地全長は 30km 余りになります。トンネルを節約するために、電子・陽電子の減衰リングは中央部の同じトンネル内に上下に配置します。このため、リングから取出した後のビームはそれぞれの線型加速器

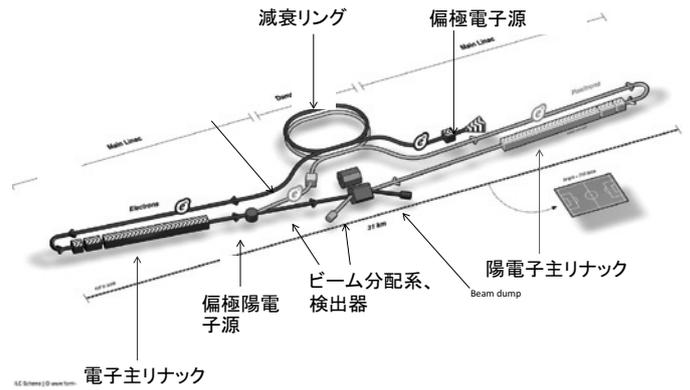


Figure 10: ILC 全体の配置図。中央部は拡大して描かれている。減衰リングの周りの長さは約 3km、全体の敷地長は約 30km。

の入口まで、線型加速器と同じトンネル内を長距離輸送（約 15km）されます。

上記のプロセスは、 $f_{rep} = 5\text{Hz}$ 、つまり 200ms の周期で繰返されます。減衰リングに蓄積された多数のバンチは、約 1ms の時間をかけてひとつひとつ取出されて加速されます。したがって、200ms のうちの 1ms の間だけビームの衝突が起こることになります。ビームパルスの構造を図 11 に図示しました。かっこ内の数字は第 2 段階としてバンチ数を増やした場合です。

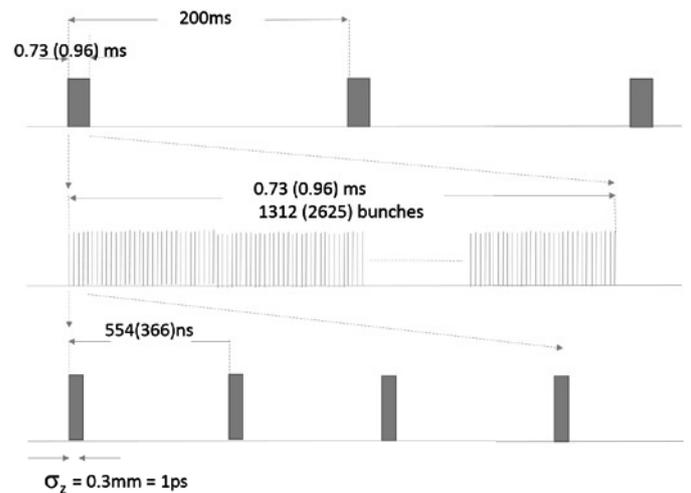


Figure 11: ビームパルスの構造。

主なパラメータを表 1 にまとめました。

5 電子源

図 12 は電子源のビームラインの概念図で、陽電子用の BDS トンネル内に並行して置かれます。電子源で生成されたビームは 76MeV まで常伝導線型加速器で加速され、その後超伝導線型加速器で 5GeV まで加速されてから減衰リングに運ばれます。

Table 1: ILC Parameters

			Baseline 500GeV machine			Luminosity Upgrade	E_{CM} Upgrade A B	
重心系エネルギー	E_{CM}	GeV	250	350	500	500	1000	1000
衝突点でのビームパルス頻度	f_{rep}	Hz	5	5	5	5	4	4
パルスあたりのバンチ数	n_b		1312	1312	1312	2625	2450	2450
バンチあたり粒子数	N	$\times 10^{10}$	2	2	2	2	1.74	1.74
バンチ間距離	t_b	ns	554	554	554	366	366	366
パルス内のビーム電流	I_{beam}	mA	5.8	5.8	5.8	8.8	7.6	7.6
平均加速勾配		MV/m	14.7	21.4	31.5	31.5	38.2	38.2
平均ビーム電力	P_B	MW	5.9	7.3	10.5	21.0	27.2	27.2
供給電力	P_{AC}	MW	122	121	163	204	300	300
RMS バンチ長 (rms)	σ_z	mm	0.3	0.3	0.3	0.3	0.25	0.225
電子ビームのエネルギー広がり	σ_E/E	%	0.190	0.158	0.124	0.124	0.083	0.085
陽電子ビームのエネルギー広がり	σ_E/E	%	0.152	0.100	0.070	0.070	0.043	0.047
電子偏極	P_{e^-}	%	80	80	80	80	80	80
陽電子偏極	P_{e^+}	%	30	30	30	30	20	20
水平規格化エミッタンス	$\epsilon_{x,n}$	μm	10	10	10	10	10	10
鉛直規格化エミッタンス	$\epsilon_{y,n}$	nm	35	35	35	35	30	30
衝突点でのエネルギー幅 (e^-)	σ_E/E	%	0.190	0.158	0.124	0.124	0.083	0.085
衝突点でのエネルギー幅 (e^+)	σ_E/E	%	0.152	0.100	0.070	0.070	0.043	0.047
衝突点での水平ベータ関数	β_x^*	mm	13	16	11	11	22.6	11
衝突点での鉛直ベータ関数	β_y^*	mm	0.41	0.34	0.48	0.48	0.25	0.23
衝突点での水平ビームサイズ	σ_x^*	nm	729	683.5	474	474	481	335
衝突点での鉛直ビームサイズ	σ_y^*	nm	7.7	5.9	5.9	5.9	2.8	2.7
Disruption parameter (x)	D_x		0.3	0.2	0.3	0.3	0.1	0.2
Disruption parameter (y)	D_y		24.5	24.3	24.6	24.6	18.7	25.1
ルミノシティ	\mathcal{L}	$\times 10^{34}/\text{cm}^2\text{s}$	0.75	1.0	1.8	3.6	3.0	4.9
エネルギー幅 1%以内のルミノシティ	$\mathcal{L}_{0.01}/\mathcal{L}$	%	87.1	77.4	58.3	87.1	59.2	44.5
Υ パラメータ	Υ		0.020	0.030	0.062	0.062	0.127	0.203
平均光子数	n_γ		1.16	1.23	1.72	1.72	1.43	1.97
ビーム輻射による平均エネルギー損失	δ_{BS}	%	0.97	1.9	4.5	4.5	5.6	10.5

偏極電子ビームは、歪超格子構造の GaAs/GaAsP 光陰極にレーザー光を当てて生成します。これは名古屋大学などで長年にわたって開発されてきた技術であり、ILC に要求される強度で 85% 以上の偏極度をもつビームを作ることができます。ILC としての開発項目は、ILC のバンチパターンに合ったレーザーシステムです。GaAs のバンドギャップに合った波長 790nm の光で、1.8MHz (バンチ間隔 554ns に相当)、レーザーバンチ長 1nm、フラッシュエネルギー 5 μ J、継続時間 1ms のパルスが必要です。詳細については吉田光宏氏の講義を参照。

6 陽電子源

陽電子ビームは通常、数 GeV の電子を標的に当て、発生するシャワー ($e^\pm \rightarrow e^\pm \gamma$, $\gamma \rightarrow e^+e^-$) の中の e^+ を集めてつくりますが、ILC の基準設計では別の方法を用いることになっています。

6.1 アンジュレータ方式による陽電子生成

まず、加速が終って衝突点に向かう途中の高エネルギー電子をアンジュレータに通してガンマ線を発生させます。発

生したガンマ線 (光子) を標的に当て、 $\gamma \rightarrow e^+e^-$ によって発生する e^+ を集めます。図 13 にシステム全体の模式図を示します。

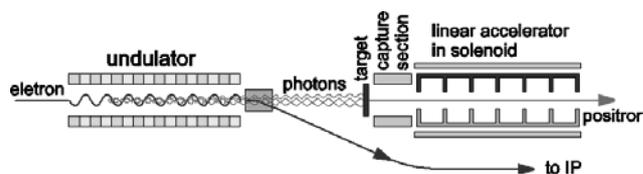


Figure 13: 陽電子発生システムの模式図。使用後電子は光子から分離して衝突点 (IP) に運ばれます。

アンジュレータというのは、軌道を進むにしたがい磁場方向が上下交互に替って電子を蛇行させる磁石です。ただし、ILC に使うアンジュレータは、磁場方向が上右下左のように回転するもので、ヘリカルアンジュレータと言います。図 14 のように 2 本のコイルを間を縫うように合わせ逆向きの電流を流すと、中心軸上にそのような磁場が作れます。この場合電子は螺旋運動をします。

通常の方法に比べて以下のような長所があります。

- ヘリカルアンジュレータの使用により、偏極した陽

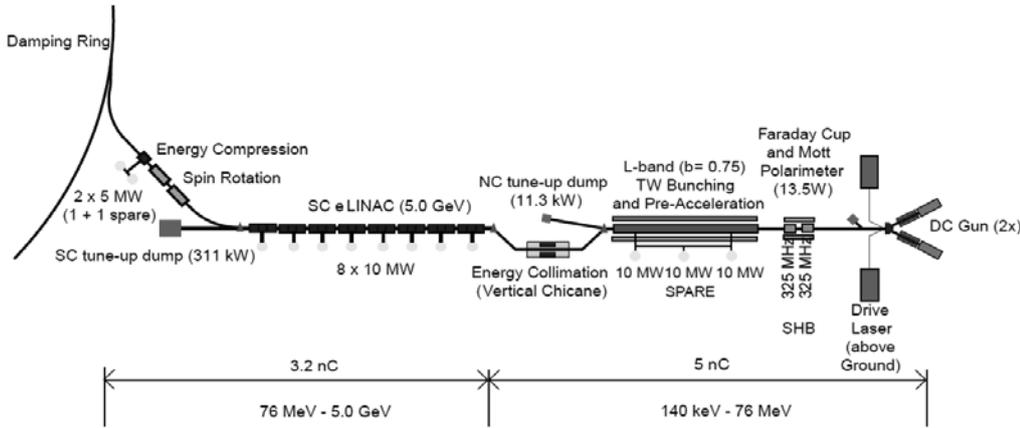


Figure 12: 電子源のビームライン。陽電子用の BDS に並行して置かれる。



Figure 14: ヘリカルアンジュレータ概念図。

電子を得ることができる。

- 標的中で最初に起こる反応 $\gamma \rightarrow e^+e^-$ を主に使うので、標的が薄くてすみ、したがって標的上での熱・ストレスが少ない。(ただし、電子ビームのパターンは衝突実験によって決っているので陽電子標的のために最適化することはできない。)

一方短所もあります。

- 高エネルギー (100GeV 以上) の電子を必要とする。したがって、リニアコライダのようにもともと高エネルギー電子がある場合でないと実用的ではない。
- 同じ理由で、試験が困難である。かつて SLAC においてミニチュアのヘリカルアンジュレータをつかって数 10GeV の電子から陽電子を発生させる原理実証実験が行われたが、実用目的ではない。ただし、原理的にはよく理解されているので、各コンポーネントの試験で確認できれば 100GeV 以上の電子を使わなくても試験は十分であろう。
- ILC の場合、電子のエネルギーは衝突エネルギーの半分であるから、衝突エネルギーが 250GeV 以下の場合生成される陽電子の数が十分でなくなる (後述)。
- 施設全体にわたる、軌道の長さに条件式が課される (後述)。
- 電子リナックが完成しないと試運転ができない。
- アンジュレータを通ることにより、電子のエネルギー幅がやや増加する。図 1 において、電子のエネルギー幅が陽電子より大きいのはこのためである。

などです。

6.2 アンジュレータ放射の原理

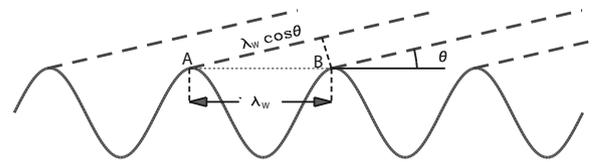


Figure 15: アンジュレータでの放射の原理。

アンジュレータでの放射の原理を図 15 に示します。電子の螺旋 (図では蛇行で示されています) の進行方向に直角の速度成分を v_{\perp} とすると

$$K \equiv \gamma \frac{v_{\perp}}{c} = \frac{eB_W \lambda_W}{2\pi mc} = 92.3 B_{W[T]} \lambda_{W[m]} \quad (10)$$

は電子のエネルギーによらず、アンジュレータの磁場 B_W とピッチ λ_W で決るパラメータとなります (γ は電子のローレンツ因子。) 電子の z 方向の速度は

$$v_z = \sqrt{v^2 - v_{\perp}^2} = \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma^2} - \frac{K^2}{\gamma^2}} \approx 1 - \frac{1 + K^2}{2\gamma^2} \quad (11)$$

軌道の同じ位相の点 A と B からの、同じ方向 (角度 θ) に出た放射がコヒーレントに足しあわされるためには、幾何学的に

$$\frac{\lambda_W}{v_z} - \frac{\lambda_W \cos \theta}{c} = n \frac{\lambda_{\gamma}}{c} \quad (12)$$

が満たされなければなりません。 λ_{γ} は放射されるガンマ線の波長、 $n \geq 1$ は任意の整数。 λ_W/v_z は電子が点 A から B に到達する時間です。この 2つの式からアンジュレータの基本式

$$\lambda_{\gamma} = \frac{\lambda_W}{2n\gamma^2} (1 + K^2 + \gamma^2 \theta^2) \quad (13)$$

が得られます。

6.3 陽電子生成率

陽電子を生成するにはガンマ線のエネルギーは少なくとも5MeV以上(波長 $2.5 \times 10^{-13}\text{m}$ 以下)が必要です。短ピッチ強磁場のアンジュレータを作るのは難しいので、ILCでは $\lambda_W=11.5\text{mm}$ 、 $B_W=0.86\text{T}$ ($K=0.92$)を選んでいます。式(13)で $n=1$ とすると、電子エネルギー125GeV以上が必要ということになります。これ以下のエネルギーでは陽電子生成率が指数関数的に下がります。 $n \geq 2$ の輻射は K が大きい時には強くなりますが、その場合偏極度が下がるので好ましくありません。

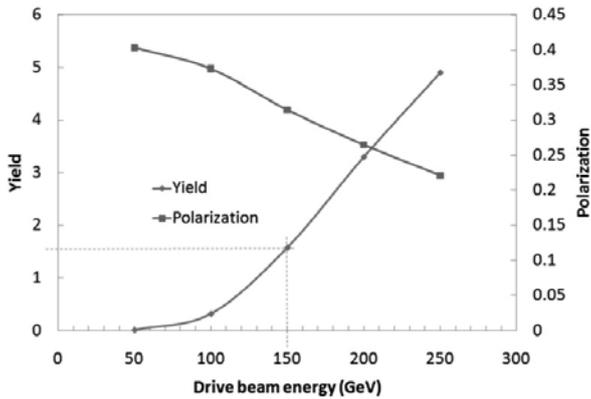


Figure 16: 陽電子生成率(青線)。赤線は陽電子の偏極度。アンジュレータは長さ147m。

図16は電子エネルギーの関数としてプロットした陽電子生成率、つまり一つの電子から生成される陽電子の数です。電子エネルギーが150GeV(つまり衝突エネルギー300GeV)のときに十分な数(1.5倍の余裕)の陽電子が作られるようになっています。実際の建設時にはアンジュレータの長さを十分とって、125GeV(重心系エネルギー250GeV)でも十分になるようにする予定です。

しかしそれでも、重心系エネルギー250GeV以下に対しては陽電子が足りなくなります。その場合、ILCは次のような方式を用意しています。電子リナックを10Hz(100ms間隔)で運転し、1つのパルスは150GeVまで加速して陽電子を生成した後捨てる、次のパルスは重心系エネルギーの半分まで加速して、陽電子を生成せずに衝突点まで運ぶ、というものです。衝突の繰返しは5Hzということになります。減衰リングも10Hzで運転しなければなりません。その用意はできています。電子リナックは、交互に加速量が変化しますが、陽電子生成のために必要なビームの質は高くないので、軌道補正は衝突点に向かうビームに合わせれば十分です。この方式は、陽電子生成のために余計な電力を食う点でエレガントではありませんが、やむをえません。

6.4 標的

陽電子生成のための標的は、図17に示したようなものです。チタン合金でできた、直径1m、厚さ14mmの車輪で、縁辺速度100m/s(2000rpm)で回します。これに当たる光子は、最大2625(ルミノシティ増強時)バンチ、パルス継続時間1msですから、1パルスの間に車輪は10cm

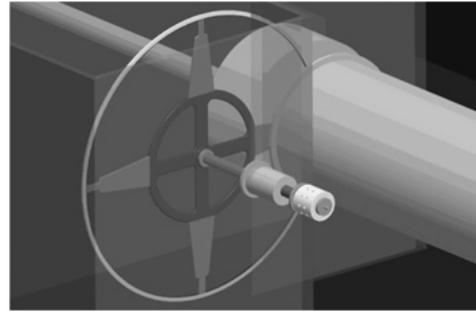


Figure 17: 陽電子生成標的。

回転し、これによって単位面積当たりの発熱が緩和されます。

この部分には陽電子収束のための磁場の裾がかかっており、回転によって渦電流が生じ、それによる発熱は無視できません。このため、車輪は円盤でなく、スポーク構造になっています。この試験は数年前に行われています。

ただし、発生した陽電子は直ちに加速しなければならないので、加速空洞(常伝導)が直後に配置されています。このため車輪は真空中で回さなければなりません。このための研究開発作業はまだ終わっていません。このため、ILCでは通常の方法、つまり、数GeVの電子を標的に当てて発生した陽電子を回収する方法もバックアップとして用意しています。この場合、陽電子源と電子リナックの運転は無関係になるので、前に挙げたアンジュレータ方式の欠点の多くが解決しますが、偏極陽電子が得られないという欠点が出てきます。

6.5 経路長束縛条件

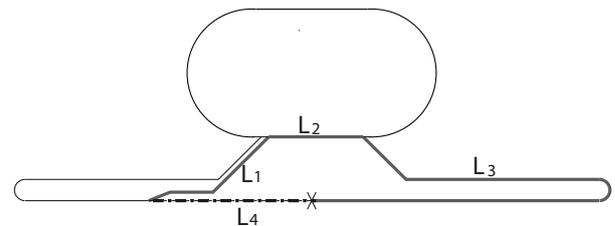


Figure 18: 経路長束縛条件。

ところで、アンジュレータ方式による陽電子生成は、衝突に使う電子を利用するため、施設全体の長さについて、ある束縛条件がつきます。電子・陽電子1バンチずつが減衰リングから取出されて衝突する時点を考えてください。その途中で電子バンチが生成した次のパルスのための陽電子は図18の L_1 を経て減衰リングに入るはずですが、この時点ですでに取出されている陽電子はごくわずかで、大部分はまだ減衰リングにあります。したがって、新たにくる陽電子バンチは、ちょうどその空席に入らなければなりません。もっとも一般性のあるのは、その電子と衝突した陽電子がももいた場所に収まることです。このため、次のような条件式が課されます。

$$L_1 + L_2 + L_3 - L_4 = nC \quad (14)$$

L_1, L_2, L_3 は図に赤の太線で示した長さ、 L_4 は青の破線、 C は減衰リングの周の長さ、 n は整数です。これは衝突点で電子・陽電子が正確に当たるように、バンチ長 (0.3mm) より十分小さい精度で満たされてなければなりません。(もちろん、どのコライダーでも衝突点で合わなければならないことは当然ですが、普通は電子あるいは陽電子のリナックのタイミング調整だけですみます)。このため、設計段階で完全に合わせることで、トンネル建設が正確なこと (おそらく数 10cm)、加速器建設時に長さを数 10cm の範囲で調整できる区間を用意すること、実験中は常にモニターして 0.1mm くらいの精度で微調整できること、などが必要になります。

7 減衰リング

電子銃で作られた電子ビームのエミッタンスは、ビーム衝突に使うには、少し大きすぎます。前節の方法で作られた陽電子ビームのエミッタンスは、それよりはるかに大きな値です。これらのエミッタンスをビーム衝突にふさわしい値まで小さくするのが減衰リングの主な役割です。主なパラメータを表 2 にまとめました。

Table 2: 減衰リングの主なパラメータ

周長	3.238	km
繰返し周波数	5 (10)	Hz
バンチ数	1312 (2625)	
バンチ内粒子数	2×10^{10}	
最大ビーム電流	389 (779)	mA
xy 方向減衰時間	23.95	ms
進行方向減衰時間	12.0	ms
運動量圧縮係数	3.3×10^{-3}	
入射ビーム要求値		
規格化ベータトロン振幅 ($a_x + a_y$) _{max}	0.07	m-rad
進行方向エミッタンス ($\Delta E/E \times \Delta z$) _{max}	0.75×33	% \times mm
取出しビーム		
水平方向規格化エミッタンス	5.5	μ m
鉛直方向規格化エミッタンス	20	nm
平衡バンチ長	6	mm
平衡エネルギー幅	0.11	%
高周波関係		
周波数	650	MHz
加速空洞数	10 (12)	
電圧合計	14.0	MV
1 空洞電圧	1.40 (1.17)	MV
同期位相	18.5	度

7.1 減衰の原理

減衰の原理を図 19 を使って説明します。電子 (陽電子) ははじめに説明したように、軌道が曲がるときに進行方向にシンクロトロン輻射を出して、エネルギーを損失します。始めに持っていたエネルギーを E 、横 (x) 方向の運動量を p_x 、放出された光子のエネルギーを u とすると、輻射

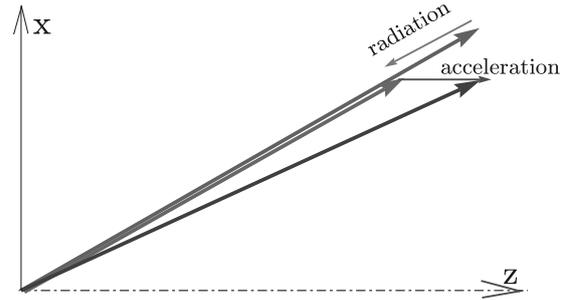


Figure 19: 減衰の原理

前後で運動量ベクトルの向きは変わりませんが、長さは $(E - u)/E$ 倍になります (図の赤線・緑線、 $E \gg mc^2$ とします)。したがって、 p_x は $\Delta p_x = -(u/E)p_x$ だけ変化します。このとき座標 x は変わりませんから、Appendix の図 43 の上下が $(E - u)/E$ 倍だけ圧縮され、規格化エミッタンス (面積) の変化は (x も y も同じ)

$$(\Delta\epsilon)_{1 \text{ 光子}} = -(u/E)\epsilon$$

となります。エネルギーの減った分だけ加速空洞で加速されますが (青線)、この際は p_x には影響しないので、規格化エミッタンスは変わりません¹。リング 1 周のシンクロトロン輻射の効果の合計は、光子エネルギー u の 1 周合計の平均が式 (3) の U ですから

$$(\Delta\epsilon)_{1 \text{ 周}} = -(U/E)\epsilon$$

となります。したがって、エミッタンスは時間 $(E/U)T_0$ の間に $1/e$ になります。減衰時間は振幅 (エミッタンスの平方根に比例) が $1/e$ になる時間で定義されるので

$$\tau_{x,y} = 2 \frac{E}{U} T_0, \quad T_0 \text{ は 1 周の時間} \quad (15)$$

です。ILC 減衰リングでは表 2 にあるように約 24ms です。

一方、この間にエネルギー幅も減衰します。磁場 B の中でエネルギー E の粒子が単位時間に失うエネルギーは、 $E^2 B^2$ に比例します。つまり、エネルギーの高い粒子ほど多く失います。この結果、エネルギー幅の減衰時間は

$$\tau_E = \frac{E}{U} T_0, \quad (16)$$

となります。 x, y より 2 倍速いのは、 E^2 の 2 乗のためです。

減衰は要するにシンクロトロン輻射によるエネルギー損失で決まるわけですから、ILC では減衰時間を短くするために、ウィグラー磁石をいれています。なお、式 (3) の U は偏向磁石がすべて同じ場合の式で、より一般には

$$U = 0.08846 E_{[\text{GeV}]}^4 \frac{1}{2\pi} \oint \frac{ds}{\rho_{[\text{m}]}^2(s)} \text{ MeV} \quad (17)$$

¹幾何エミッタンスで説明すると表現が少し違ってきます。輻射の瞬間はビームの向き x' が変わらないので幾何エミッタンスは変化しませんが、加速の際は進行方向の運動量が増加するため、角度が小さくなり (青線)、幾何エミッタンスが減少します。どちらの説明にしても、減衰時間は同じです。

です。 s はリングに沿って測った長さで、 \oint はリング一周の積分です。 $\rho(s)$ にはウイグラー磁石によるものも含まれます。

減衰の結果エミッタンスやエネルギー幅がゼロになるわけではありません。これはエネルギー損失が光子の形で量子的（離散的）に起こるからで、減衰時間の数倍の時間の後にはある平衡値に達します。ここは加速器のビーム力学でめずらしくプランク定数が現れるところです。その詳細は久保浄氏のビーム力学の講義を参照してください。

7.2 減衰リングの構成

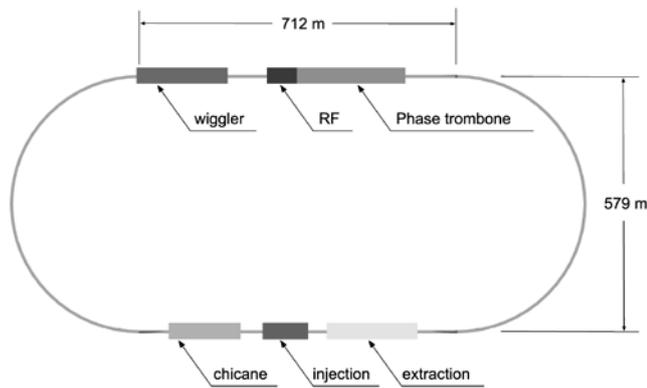


Figure 20: 減衰リング全体配置図

減衰リングは図 20 のようなレーストラック型です。図の上側の直線部にはウイグラー磁石・加速空洞（図の RF）と位相トロンプンがあり、下側の直線部には入射・取出し部、およびシケインが配置されています。位相トロンプンはベータatron 振動数を調整するセクション、シケインは一周の長さを微調整するものです。

7.3 ビーム入射・取出し

リナックではバンチ間隔は 554ns (166m) ですが、このまま 1312 個のバンチを減衰リングに入れるには、周長 200km 以上の巨大な減衰リングが必要です。そこで、減衰リングには間隔を詰めて貯めこみ (650MHz の周期の 4 倍つまり、6.15ns 間隔)、554ns の時間差で次々に一つずつバンチを取り出します。このためには、6ns より短時間に磁場が立上り、同じ時間内に磁場がゼロになるような、「キッカー磁石」が必要になります。そのようなキッカーは KEK で開発されました。実際に ILC の減衰リングでビームを取り出すにはそのようなキッカーを数 10 台並べます。取出しの際の蹴り角は 1/1000 よりよい安定性が要求されます。

7.4 電子雲不安定性

減衰リングのビーム力学で最も重要な問題は、陽電子減衰リングにおける電子雲不安定性です。陽電子が出したシンクロトロン輻射がビームパイプの壁に当たると光電子効果で電子が放出されます。これが、陽電子ビームのクーロン力で引きつけられて陽電子の軌道付近に集まり、

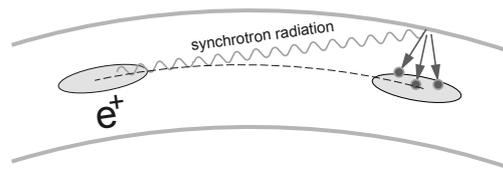


Figure 21: 電子雲不安定性

陽電子の運動を妨害するのが電子雲不安定性です。電子が発生する過程はシンクロトロン輻射に限らず、残留ガスのイオン化などもあります。肝心なことは、陽電子に引きつけられた電子が、陽電子に振り回され、エネルギーを得て再び壁に当たり、新たに電子をたたき出すことです。1つの電子が壁に当たったときに出る電子の数を SEY (Secondary Electron Yield) と言います。これはもとの電子のエネルギーの関数ですが、普通その最大値を目安にします。SEY を小さくするには、ビームパイプの形状、表面のコーティング、パイプ内の電場などが重要な役割を演じます。これについては、コーネル大学の CESR において国際的なチームによって研究が行われました。CESR は電子陽電子コライダーでしたが、その役割を終え、加速器研究のために使われました。数年にわたる研究の結果は大部な報告書 [3] にまとめられ、KEK の SuperKEKB や ILC の設計に役に立ちました。図 22 はその結果を取り入れて設計された陽電子減衰リングのビームパイプ形状です。

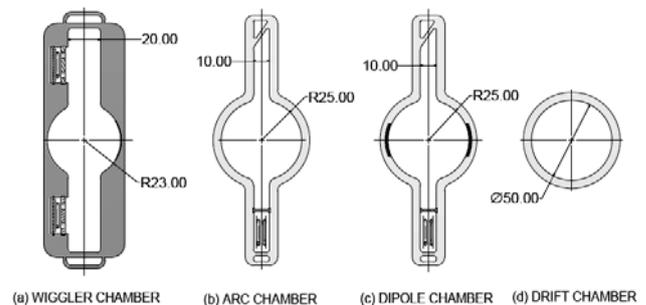


Figure 22: 陽電子減衰リングのビームパイプ断面形状。90 度回転してあり、図の上がリング外側、左がリング上方。ウイグラー磁石内のパイプ (a) は、上方 (図の左) に真空引きのために NEG ストリップが置かれ、図には現れていないが下方 (図の右) に電極がセットされている。偏向磁石内のパイプ (c) は上下に溝 (進行方向、図では黒い太線に見える) が切っており発生した電子が陽電子ビームに近づきにくいようになっている。リング外側の壁はシンクロトロン輻射が直角に当たらないように、斜めになっている。いずれも、内部は TiN でコーティングされている。長さの単位は mm。

これらの工夫で、バンチ間隔 6ns までは電子雲不安定性を防げることが確かですが、将来バンチ数を倍増した場合、3ns 間隔でも大丈夫かどうか 100%明らかではありません。そこで、減衰リングのトンネルは、1 台の電子リングと 2 台の陽電子リングを上下に重ねられるような高

さにつくり、最初の段階では電子・陽電子のリング一つずつ入れることになっています。

なお、似たような現象が電子リングでも予想されます。電子が残留ガスをイオン化したときにできるイオンが電子のクーロン力に集められるものです。これを Fast Ion Instability (FII) と呼びます。その効果は電子雲不安定性ほどではないので、バンチ数を倍増した場合でも心配ないと考えられます。

8 RTML

RTML (Ring To Main Linac) は、減衰リングから取出した電子・陽電子ビームを各リナックの入口まで運ぶビームラインです。図 23 にその全体の形状を示します。全長は約 17km もあります。

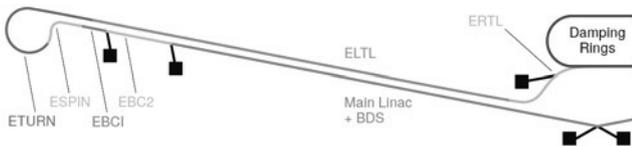


Figure 23: RTML 全体図。これは電子側であるが、陽電子側もほとんど同じ。

RTML はビームを運ぶだけでなく、そのほかにもいくつかの役割があります。() 内は図 23 中の記号

- ターンアラウンド： 両端にある、ビームの向きを 180 度回す部分 (ETURN)
- Feedforward
- スピン rotator (ESPN)
- バンチ長圧縮器 (EBC1,EBC2)
- ビームダンプ (■)

Feedforward

Feedforward は、上流でなんらかの原因で生じたバンチの位置 (上下左右) の誤差をバンチごとに補正する装置。ビームライン ELTL の終端 (図 23 の左端) に設置した位置検出器 (図 24 の A 点) でバンチの位置を検出してそのデータをすぐ隣にある ESPN の終端 (B 点) に送り、円弧 ETURN を周回してきたそのバンチを蹴って修正します。これによって、例えば減衰リングの取出しキッカーの誤差を補正できます。

スピン rotator

スピン rotator は、減衰リングで上下向きであった電子・陽電子のスピン向きを、衝突実験のために任意の方向に向けられるようにスピンを回転する装置です。肝心な部分は、5Tesla の超伝導ソレノイド磁石、偏向角度 7.9 度の偏向磁石および同じソレノイド磁石もう一台からなります。(実際は軌道補正のため各ソレノイド磁石は 2 つにわけられその間に 4 極磁石が挿入されています。) ソレノイド磁石の磁場の強さを変えることでスピンの向きを自由に変えられます。偏向角 7.9 度という数字は、鉛直

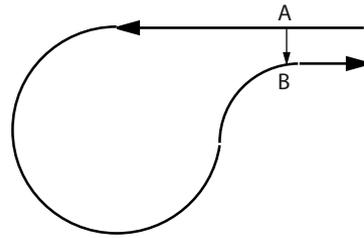


Figure 24: ターンアラウンドに設置する Feedforward の概念図。

軸のまわりにスピンを 90 度回転させるため、 $90/(a\gamma)$ です (γ は電子のロレンツ因子、 a は電子の異常磁気能率係数=0.0011596...。5GeV にたいしては $a\gamma = 11.35$)。

バンチ長圧縮器

RTML のなかでもっとも重要な部分はバンチ長圧縮器です。1.3GHz のリナックの正弦波でバンチ全体を十分に一樣に加速するためには、バンチの長さ (標準偏差) が波長 23cm の 1/150 程度以下 (1.5mm) でなければなりません。さらに強い要求は衝突点の砂時計効果から来ます。ILC の標準設計値は $300\mu\text{m}$ です。減衰リングでのバンチ長 6mm を 1/20 に圧縮することになります。

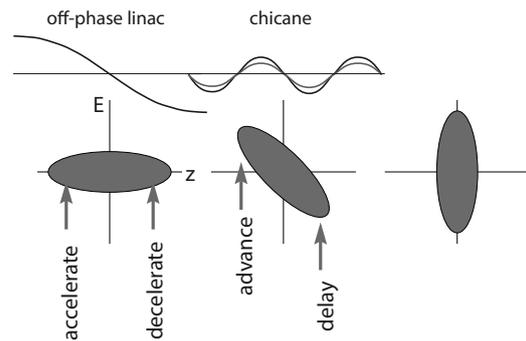


Figure 25: バンチ圧縮の原理

バンチ長圧縮器は主リナックと同じ型の加速空洞、およびシケイン (ビームを蛇行させる磁石列) の組合せからなります。全長 1km 以上あります。バンチ圧縮の原理を図 25 に示します。まず、バンチを加速正弦波のゼロ点付近で加速することにより、バンチの先端を減速、後端を加速します。このバンチをシケインに通すと、高エネルギー粒子ほど直線に近い軌道をとるので軌道長が短くなり、後端が先端に追いついてバンチが短くなります。ただし、バンチ長を 1/20 に圧縮するとリウヴィルの定理によりエネルギー幅が 20 倍になります。減衰リングを出たところではエネルギー幅は標準偏差で 5.5MeV (5GeV の 0.11%) ですが、これが 2.2% (110MeV) になると軌道のコントロールがむずかしくなるので、ILC ではバンチ長圧縮器を 2 段に分けて加速を挿入し、圧縮器出口では 15GeV になるようにします。これによりエネルギー幅の絶対値は 110MeV が変わりませんが、相対値は $110\text{MeV}/15\text{GeV}=0.7\%$ となって、軌道コントロールが可能になります (実際のエネルギー幅は非線形の効果でもう少し大きくなります)。この 2 段式バンチ長圧縮器は、バンチ長を $150\mu\text{m}$ まで圧縮する

能力を持ちます。

9 ビームビーム相互作用

ILC 加速器設備の最後はBDSですが、その前にリニアコライダの全体設計にかかわる、衝突点でのビームビーム相互作用を解説します。本節の説明には数式が多数出てきます。導出などくわしいことは、かなり古いものですが、文献 [4] を参照してください。

衝突点でのビームの大きさは、縦・横・長さがそれぞれ約 6nm, 500nm, 300 μ m です (いずれも標準偏差)。粒子数は 2×10^{10} 、つまり電荷は 3.2nC です。このビームの作る電場は数 100GV/m、磁場は数 kT になります。この強い電磁場の中で各粒子は強い力を受け、バンチの変形およびシンクロトロン放射が起きます。なお、ほとんど光速で走る電荷が作る電場と磁場の間には、 $\mathbf{B} = \mathbf{e}_z \times \mathbf{E}/c$ (\mathbf{e}_z は進行方向単位ベクトル) の関係があり、同じ方向に走るビームに加わるロレンツ力 $\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}$ は電場項と磁場項がほとんど相殺します。したがって、相手ビームによるロレンツ力を考えれば十分です。

ビームビーム相互作用は、古典力学的現象と量子力学的現象に大別されます。前者はクーロン力によるビームの変形、ルミノシティの増加、不安定性など、後者は光子の放出、電子・陽電子対の発生などを含みます。

9.1 ビームの変形

もっとも簡単な場合として、同じ電荷・大きさの電子・陽電子バンチが正面衝突する考えます。ビーム (バンチ) の衝突を記述する基本的なパラメータとしてつぎのものがあげられます。

E ビームエネルギー。 $\gamma = E/mc^2$

N バンチあたり粒子数

$\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$ バンチの幅・高さ・長さ (標準偏差)

β_y y 方向ベータ関数 (β_x はあまり重要でない)

ビームのつくるクーロン場は複雑ですが、中心付近ではレンズと同じです。バンチ長 σ_z をその焦点距離で割った数を Disruption parameter と呼びます。ビームパラメータで表すと

$$D_{x(y)} \equiv \frac{2Nr_e}{\gamma} \frac{\sigma_z}{\sigma_{x(y)}(\sigma_x + \sigma_y)} \quad (18)$$

ここで、 r_e は古典電子半径です。 $\sigma_x + \sigma_y$ は不思議な組合せですが、ガウス分布の場合中心付近ではこの形になります。ガウス分布でない場合も目安としてこの式を使います。のちに述べるように、ビームは扁平 ($\sigma_y \ll \sigma_x$) なので、 $D_y \gg D_x$ であり、 D_y が最も重要なパラメータです。ILC では、 D_x は 1 以下、 D_y は 25 前後に選んでいます。

ルミノシティは式 (6) であらわされますが、Luminosity enhancement factor H_D は主として D_y の関数です。図 26 に扁平なガウスビームの場合の H_D をプロットしました。図中にある A_y は、 σ_z/β_y で、砂時計効果を表すもの

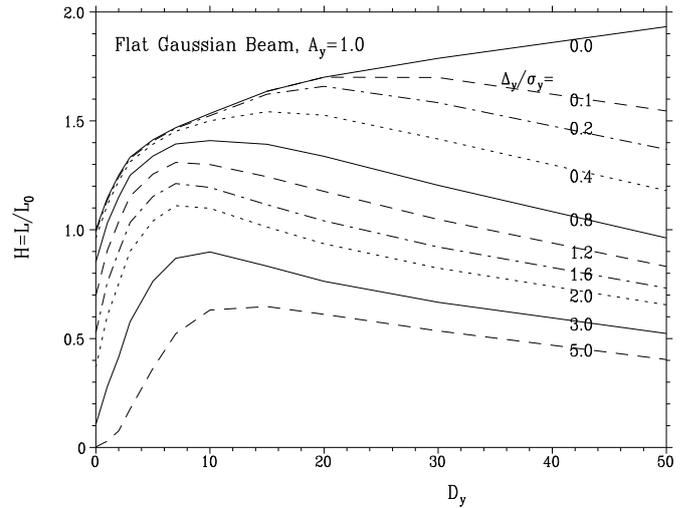


Figure 26: H_D vs. D_y .

です。多くの場合 1 程度です。図は正面衝突でない場合も含み、 Δ_y は衝突前の両ビームの y 方向の位置のずれです。 Δ_y が十分小さければ、 H_D は 1.5-1.7 程度です。実は丸い ($\sigma_x \approx \sigma_y$) ビームの場合は 3-5 ぐらいの大きな値になってルミノシティを得するのですが、これは後に述べるように使いものになりません。

正面衝突からずれた場合は、2つのビームは互いに横方向に蹴りあいます。典型的な蹴り角は x 方向も y 方向も同程度で、

$$\theta_0 \equiv \frac{2Nr_e}{\gamma(\sigma_x + \sigma_y)} = \frac{D_x \sigma_x}{\sigma_z} = \frac{D_y \sigma_y}{\sigma_z} \quad (19)$$

であらわされます (実際は D_y が大きいときはこれはやや過大評価ですが。) ILC ではおよそ数 100 μ rad です。

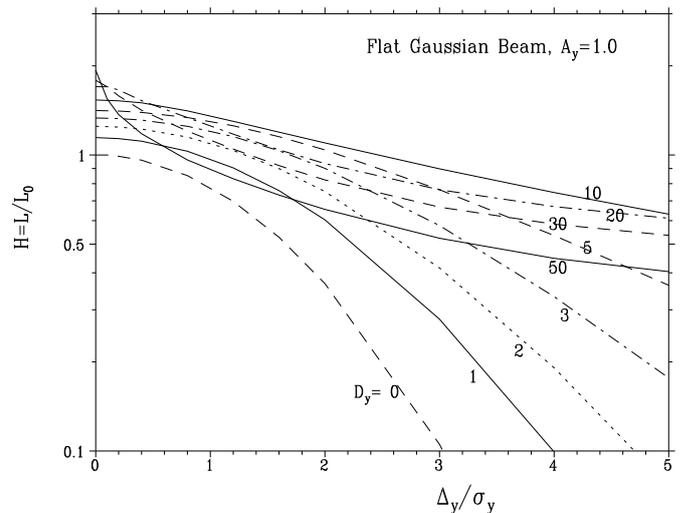


Figure 27: H_D vs. Δ_y/σ_y .

図 26 と同じデータを、横軸を Δ_y/σ_y にしてプロットしたのが図 27 です。 D_y が小さいときは H_D は Δ_y と

もに急激に（ガウス分布の裾）落ちますが、 D_y が大きくなると、かなり大きな Δ_y でもルミノシティが保てます。しかし D_y が大きすぎると始めの急激な減少が目立つようになります。ここで起きている現象はキंक不安定性です。図28は、始めに $\Delta_y = 0.2\sigma_y$ だけずれて衝突したビームを横から見たものです。進行方向に細かく分けてそれぞれのスライスの y 方向重心をプロットしたものです。始めにビーム先端が引き合っ衝突しますが、互いに振り払って振幅が大きくなり、ルミノシティが減少します。

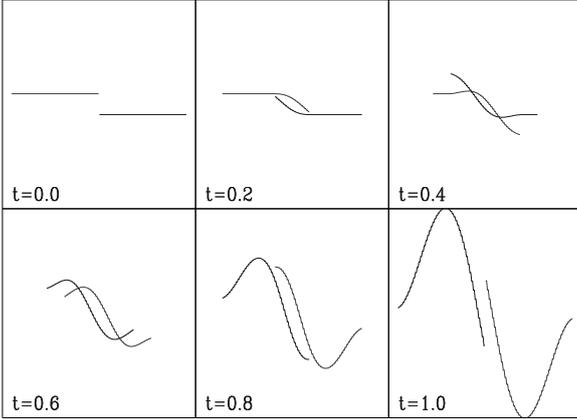


Figure 28: キंक不安定性。

9.2 Beamstrahlung

各粒子は相手ビームのクーロン場のなかでシンクロトロン放射をだします。これを、Bremsstrahlung（制動放射）との語呂合せで、Beamstrahlung（ビームシュトゥラールグ）と呼んでいます（ドイツ語と英語をミックスした怪しげな単語ですが）。シンクロトロン放射の critical energy は、一般的には

$$\Upsilon \equiv \frac{e}{m^3} \sqrt{|(F_{\mu\nu} p^\mu)^2|} = \frac{2 \hbar \omega_c}{3 E} = \frac{\lambda_e \gamma^2}{\rho} = \gamma \frac{B}{B_c} \quad (20)$$

というパラメータで表されます（ $F_{\mu\nu}$ は電磁場テンソル、 λ_e はコンプトン波長、 $B_c = m^2/e \approx 4.4\text{G Tesla}$ ）。Critical energy は $\hbar \omega_c = \Upsilon E$ （この3/2倍で定義するときもある）で表せます。リニアコライダのパラメータで表すと、ビーム内の位置にもよりますが、平均としては

$$\Upsilon_{avr} \approx \frac{5}{6} \frac{Nr_e^2 \gamma}{\alpha \sigma_z (\sigma_x + \sigma_y)} \quad (21)$$

程度になります。ILCでは表1にあるように0.1以下ですが、1TeVになるとかなり大きくなります。 Υ が大きい場合、普通使われているシンクロトロン放射の公式だと光子分布の裾では始めの電子のエネルギー以上になってしまいます。反跳を含む量子力学的公式が必要になります（ここでは省略）。

単位時間の放射光子数およびエネルギー損失は

$$\frac{dN_\gamma}{dt} = \frac{5}{2\sqrt{3}} \frac{\alpha \Upsilon}{\lambda_e \gamma} U_0(\Upsilon) \quad (22)$$

$$\left\langle -\frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{2}{3} \frac{\alpha \Upsilon^2}{\lambda_e \gamma} U_1(\Upsilon) \quad (23)$$

であらわされます。ここで、 U_0, U_1 は量子力学的補正因子で、

$$U_0(\Upsilon) \approx \frac{1}{(1 + \Upsilon^{2/3})^{1/2}}, \quad U_1(\Upsilon) \approx \frac{1}{[1 + (1.5\Upsilon)^{2/3}]^2} \quad (24)$$

の近似式でおよそ表現できます（ α は微細構造定数）。1回の衝突の際に1電子が放射する平均光子数および平均エネルギー損失はリニアコライダのパラメータで近似的に

$$n_\gamma \approx 1.06 \alpha r_e N \frac{2}{\sigma_x + \sigma_y} U_0(\Upsilon_{avr}) \quad (25)$$

$$\delta_{BS} = \left\langle -\frac{\Delta E}{E} \right\rangle \approx 0.216 \frac{r_e^2 N^2 \gamma}{\sigma_z} \left(\frac{2}{\sigma_x + \sigma_y} \right)^2 U_1(\Upsilon_{avr}) \quad (26)$$

と表せます。これらの数値も表1に掲げました。

表からわかるように、1つの電子が放出する光子数は約1つ程度であり、それによるエネルギー損失は数パーセントに及びます。これは、衝突実験にとって大いに邪魔になります。リニアコライダ開発開始当初に Beamstrahlung を緩和する方策がいろいろ考えられました。例えば、左向・右行とも電子陽電子をまぜて中和したビームを使うこと、バンチ長を極端に短くすること、衝突点周辺にプラズマを作って、ビームの電磁場を消す方法などですが、いずれも実用化には遠く、結局扁平ビームを使うことに落ち着きました。

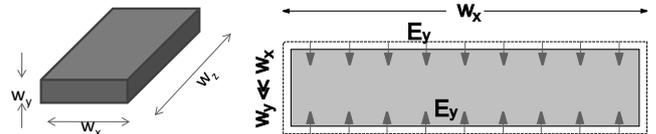


Figure 29: 扁平ビーム。

扁平ビームにより Beamstrahlung が緩和されることを図29に説明します。簡単のためバンチの形は、幅・高さ・長さが w_x, w_y, w_z の直方体とします。非常に扁平なビームなら、電場はほとんど y 方向を向いており、幅の両端にわずかに x 方向の電場が現れるとしてよいでしょう。この直方体を包むような面でガウスの定理を適用すると、幅の両端を無視して

$$\begin{aligned} \oint \mathbf{E} \cdot \mathbf{n} dS &= Q/\epsilon_0 \\ \Rightarrow 2w_x w_z E_y &\approx eN/\epsilon_0 \\ E_y &\approx \frac{eN}{2\epsilon_0 w_x w_z} \end{aligned} \quad (27)$$

となります（ \mathbf{n} は積分面の法線ベクトル、 Q は面で囲まれた電荷）。したがって、ビームの作る電場はビームの高さ w_y にほとんどよりません。いっぽう、ルミノシティは $1/w_x w_y$ に比例しますから、 $w_x w_y$ を一定にして、 w_y を

減らせば、ルミノシティを下げずに Beamstrahlung を緩和することができます。これが、リニアコライダーで扁平ビームを使う理由です。表 1 からわかるように、ビームの縦横比は 1 対 100 前後です。扁平ビームを使うほとんど唯一の欠点は、 y 方向の誤差許容値が小さくなることです。

9.3 そのほかのビーム相互作用

ビーム衝突中に起こる現象として、電子陽電子対生成は実験への background の源となるので重要です。代表的な過程は

- $\gamma + \gamma \rightarrow e^+ + e^-$ (Breit-Wheeler process)
- $e^\pm + \gamma \rightarrow e^\pm + e^+ + e^-$ (Bethe-Heitler process)
- $e^+ + e^- \rightarrow e^+ + e^- + e^+ + e^-$ (Landau-Lifshitz process)

左辺の γ は beamstrahlung の光子を意味します。発生する対の数は、バンチ衝突あたり $10^5 - 10^6$ にもなります。問題は発生後の電子・陽電子の軌道です。電子・陽電子のうち対向ビームと逆符号の電荷のほうは対向ビームにトラップされますが、同符号のものはクーロン力で大きく蹴られて、大角度で飛び出し、検出器への background になります (図 30)。飛び出す角度の最大値はおおよそ

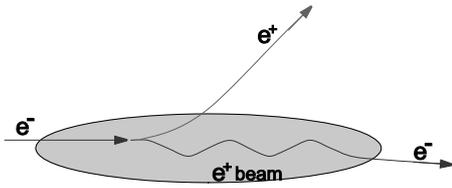


Figure 30: 電子陽電子対生成。

$$\theta_{max} \sim \sqrt{\frac{Nr_e}{\gamma\sigma_z}} \quad (28)$$

であらわされます。ここで、 γ は発生した電子あるいは陽電子のロレンツ因子です。この式はバンチの線密度 N/σ_z だけに依存していて、ビームサイズ σ_x, σ_y にはほとんどありません (より正確には、対数的依存性があります)。クーロンキックは対向ビームから飛び出すまで作用し、したがってクーロン力の裾 ($r \gg \sigma_{x,y}$) が寄与するためです。ひとたびビームパラメータから得られる対粒子の飛び出し角度に基づいて検出器を設計した場合、ビームパラメータを変える際には N/σ_z を増やさないようにしなければなりません。

このほかに、Coherent pair creation という過程もあります。これは、beamstrahlung の光子が強い電磁場のなかで、電子陽電子対発生をするものです。(これと区別する意味で、上に説明した対発生を incoherent pair creation ということがあります。) 自由空間の光子は、エネルギー・運動量保存のためこの過程を起こせませんが、強い電磁場のなかでは電磁場がエネルギー・運動量を引受けられ

るので起こりえます。ただし、ILC のエネルギーではまだ目立ったものではありません。3TeV 領域では重要なプロセスになります。

10 BDS (Beam Delivery System)

リナックを出たあと両ビームはそれぞれ約 2.2km 走ったのち衝突します。この両側合計 4.4km ほどの部分を BDS (Beam Delivery System) と呼びます。

10.1 最終収束系

BDS の心臓部はビームを絞るシステム、最終収束系 (Final Focus System, FFS) です。これは衝突点両側各 700m くらいを占める磁石の列です。ビームを絞るにはレンズの働きをする 4 極磁石を用いなければならないのですが、これには「色収差」の問題があります。光のレンズの場合、光の色によって屈折率が異なるので、単純な 1 枚のレンズでは色によって焦点がことなって、全体としてぼけてしまいます。4 極磁石でも同じで、ビーム中のやや高いエネルギーの粒子と低いエネルギーの粒子では焦点の位置がことなります。

色収差は円型加速器でもあり、つぎの方法で補正しています。円型加速器では普通、エネルギーの高い粒子ほど外側を回ります。6 極磁石の磁場は x^2 に比例する成分をもつので、粒子のエネルギーによって磁場勾配 $\partial B_y / \partial x$ の異なる点を通ることになります。4 極磁石のすぐそばに 6 極磁石を置いてその磁場を調整すれば、4 極磁石・6 極磁石の組で色収差が補正できます。

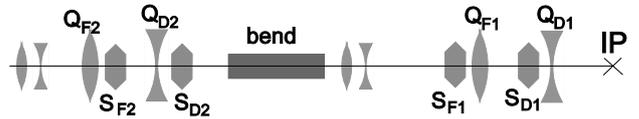


Figure 31: 最終収束系の原理。

リニアコライダーの場合は、もともと軌道が直線なので、エネルギーによる軌道差がありません。これをつくるために、偏向磁石をわざわざ使って軌道を曲げます。リニアコライダーでは極めて精密な補正が必要なので、高級カメラが 10 枚以上の多数のレンズからなるように、最終収束系は偏向磁石・4 極磁石・6 極磁石の多数の組合せになっています。その原理を図 31 に模式的に示します。Q は 4 極磁石、S は 6 極磁石、bend は偏向磁石で、右端が衝突点 IP です。右側の 2 つの 6 極磁石は、最後の 2 つの 4 極磁石が作る色収差を消します。一方、6 極磁石がビームに与える力は非線形なので、これにより高次の非線形収差を生じます。これを消すのが、左側の 6 極磁石・4 極磁石の組です。この方式は ILC のプロトタイプとして KEK の ATF2 で採用され収束実験が進んでいます (10.3 節)。

生出しミット

最後の 4 極磁石を通過する際に中心からはずれた粒子は磁場で曲げられて焦点に集められるようになっているわけですが (図 32 の青線)、この磁場によってシンクロ

トロン輻射 (図の波線) を出してエネルギーが減ると 4 極磁石の収束力が相対的に強くなり、赤線のように手前で収束してしまいます。輻射を出すか出さないかは確率的なので、結局この効果により焦点でのビームサイズが広がってしまいます。これを考慮した焦点でのビームサイズは

$$(\sigma_y^*)^2 = \beta_y^* \epsilon_y + \text{const.} \times r_e \lambda_e \left(\frac{\gamma^2 \epsilon_y}{\beta_y^*} \right)^{5/2} \quad (29)$$

となります。ここで、const. は収束系の詳細による無次元の定数、 ϵ_y は幾何エミッタンスです。 β_y^* を変えたときの σ_y^* の最小値は

$$\sigma_{y,min}^* = C(r_e \lambda_e)^{1/7} (\gamma \epsilon_y)^{5/7} \quad (30)$$

ここで係数 C は上記の const. の 7 乗根を含む無次元の定数ですが、7 乗根ですので、収束系の詳細にはあまりありません。

この効果は KEK の生出し氏が指摘したもので、生出しミットと呼ばれています。実際のルミノシティは、 $\sigma_{y,min}^*$ から計算されるものよりやや大きくできるようです (ガウス分布でなくなるため)。

この効果は、ILC では顕著ではありませんが、より小さいビームをねらう場合は考慮しなければなりません。

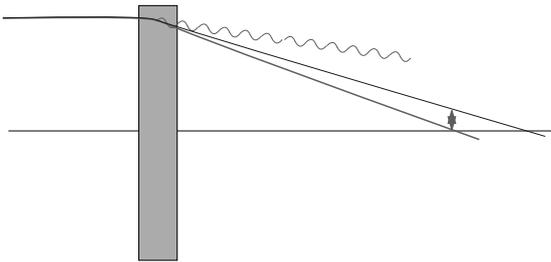


Figure 32: 生出しミット。

10.2 BDS の構成

BDS の主要部は最終収束系ですが、全長がその 3 倍もあることからわかるように、非常に多くの部分からなります。上流から挙げると

- MPS (Machine Protection System、加速器保護システム)
- ビーム診断装置群 (ビームエネルギー、エミッタンス、偏極度などの測定)
- コリメータ (xy 面でのコリメーション、エネルギーコリメーション)
- ミュー粒子壁
- クラブ空洞
- FFS (Final Focus System、最終収束系)
- 衝突点 (IP) フィードバックシステム

• ビームダンプ

BDS 全体の配置図を図 33 に示します。以下主なものを説明します。

MPS (Machine Protection System)

リナックなどの上流のシステムに何らかの不具合があつて、ビームエネルギーが大きく異なるビームが BDS に入ってくることも考えられないわけではありません。リナックはビームパイプの口径が大きく (70mm) 数 10% エネルギーのずれたビームでも通してしまいますが、BDS はエネルギー差に敏感で、エネルギーの大きくずれたビームは途中の磁石を破壊したり、検出器に損害をあたえる可能性があります。そのようなビームをはじき出すのが MPS (Machine Protection System) です。これは図 33 の左端に見えています。シケインによってバンチのエネルギーを検出し、許容値外の場合、後続するバンチを蹴り出すものです (そのバンチそのものには間に合いません)。同時に、減衰リングに信号を送り、減衰リングからの取出しを停止します。

コリメータ

ビームは中心から大きくはずれた粒子 (ハロー) も、ごくわずかですが、不可避免的に含みます。それらは、4 極磁石内でシンクロトロン輻射を出し、それが検出器に入つて実験の邪魔をします。ハロー粒子を止めるために、長いコリメータが挿入されています。リナックでのビームサイズは、標準偏差で x 方向数 $10\mu\text{m}$ 、 y 方向数 μm しかありません。このまま数 10 シグマでビームを切るとすれば、コリメータの口径が極めて小さなものになり、現実的ではありません。そこで、4 極磁石の列でビームを広げてからコリメーションし、再び 4 極磁石の列でもとのサイズに戻します。この操作は x, y 方向各 2 回、エネルギー方向 1 回が必要で、全長 1km 近くになります。

各コリメータは、ビームで破壊されないように、scatterer と absorber からなります。前者はエネルギー損失が小さくしたがって破壊されないよう薄くつくってあります。これによってビームシャワーが発生し、ビームが広がってから厚い absorber に吸収されます。

なお、ここで発生した μ 粒子は検出器まで到達して background を作るので、途中にミュオン粒子壁を置き、磁化した鉄でミュオン粒子をどけるようにしています。

クラブ空洞

前節で、ビームは正面衝突するように述べましたが、実はそれでは衝突で発生する種々のゴミがまわりの磁石に当たって、大量の background になります。そこで、ILC では 14mrad の交差角をつけて衝突させ、ゴミと入射ビームを分離できるようにしています。

しかし、ビームの対角線角度 σ_x/σ_z は 2mrad 以下しかありませんから、このままでは 2 つのビームは十分に衝突しません (図 34 左)。そこで、図 34 右に示したように、衝突前に、ビーム先端と後端を逆方向に蹴り、衝突点に到達するときには、正面衝突の形になるようにします。これをクラブ交差と言います。クラブは蟹の意味です (蟹の横歩き)。これを実現するにはクラブ空洞 (図 35 はそのプロトタイプの写真) を使います。これは横方向に蹴る 3.9GHz の空洞で、正弦波のゼロ点付近で使います。技術的なチャレンジは、電子側と陽電子側のクラブ空洞のタイミング差です。許容誤差は、長さにして $\ll \sigma_x/2\phi \approx 0.03\text{mm}$

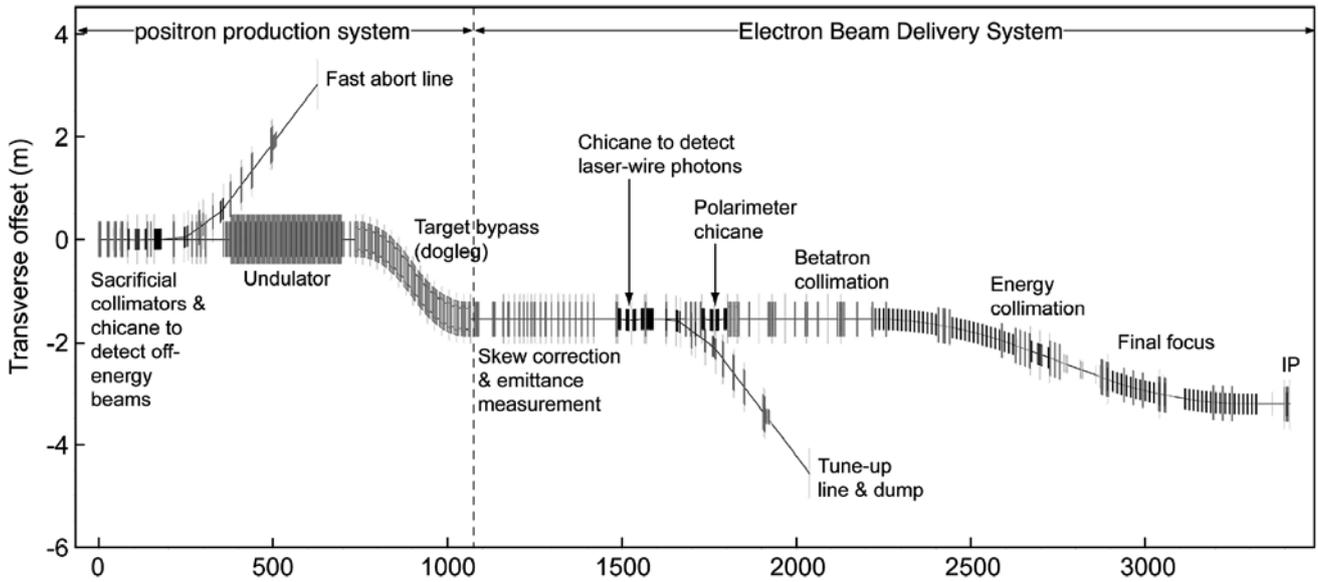


Figure 33: BDS の配置図。上下の点線より左は陽電子生成システム（電子側のみ）。衝突点以後のビームダンプなどは描かれていない。

(2ϕ は交差角 14mrad)、時間にして $\ll 100\text{fs}$ です。これは実現の見通しがついています。

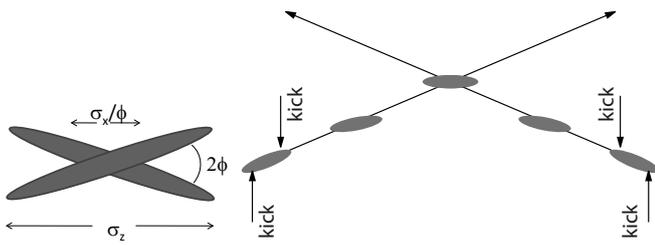


Figure 34: クラブ交差。

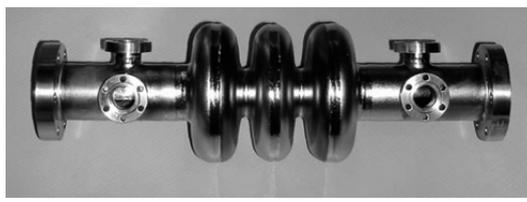


Figure 35: クラブ空洞。

衝突点付近の配置

図 36 は衝突点 (IP) 付近の磁石配置の模式図です。図の上側を右から左に向かうのがこれから衝突するビーム、左から右下へ向かうのが使用後の相手ビームです。両者の間には 14mrad の角度がつけられ、分離されます。最後の 4 極磁石 (QD0 と命名されている) から IP までの距離 (L^*) は 3.5m ないし 4.5m (検出器により異なる) です。QD0 の下流面 (左側の面) で使用前・使用后ビームの距離は 4.2cm ないし 7cm ということになります。

QD0 は超伝導磁石で、図 37 のようなクライオスタットに格納されます。右側の穴が使用后ビームの通路です。

QD0 は進行方向に 2 つに分けられており、重心系 250GeV のような低エネルギー運転の場合は焦点に近い方だけ励起することで実質的に磁石を IP に近づける効果を得ます。

QD0 の振動はそのまま焦点でのビーム位置の振動になりますから、冷却系統など振動がないように作らなければなりません。IP でのフィードバックシステムにより振動の許容値は大幅に緩和されますが、それでも 50nm 以内に抑えなければなりません。

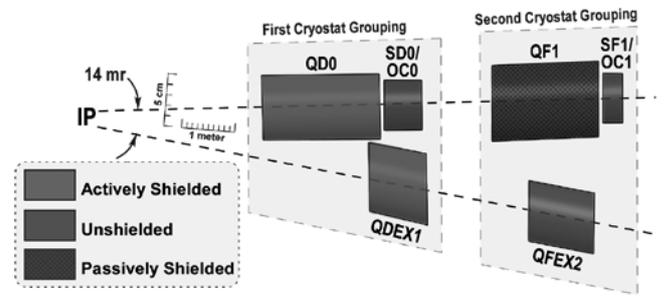


Figure 36: 衝突点付近の配置図。

衝突点 (IP) フィードバックシステム

IP での上下方向のビームサイズは数 nm しかありませんから、ビーム位置のわずかな振動でもルミノシティが落ちてしまいます。そこで、両ビームの位置のずれをバンチごとに計測し、後続のバンチの位置を補正します。超伝導コライダの利点の一つはバンチ間隔が広いことです。ILC では 300-500ns あります。(常伝導コライダでは 1ns のオーダーです。) したがって、デジタル回路による精密な補正をする時間の余裕があります。図 38 はその概念図です。位置の検出は、ビームサイズより十分小さい 1nm 以下の精度が必要なはずですが、幸いビームビーム相互作用が強力な増幅器の働きをするので、数 10 μm の精度で十分です。両ビームが正面衝突からずれた場合、

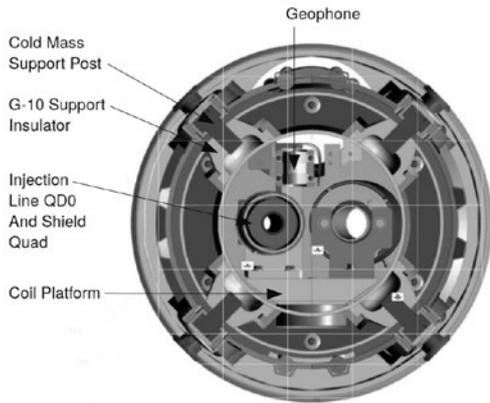


Figure 37: QD0のクライオスタット。

互いに蹴りあうのでIPから数メートル離れたところで、数100 μm の変化が衝突後のビーム位置に現れるのです。この予備実験がATF2で行われています。

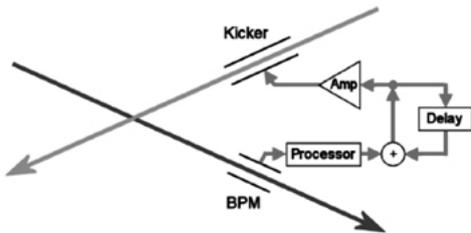


Figure 38: IPフィードバックの概念図。ビーム位置は上下(紙面に垂直な方向が重要なので、位置検出電極が実際は上下にある。)

ビームダンプ

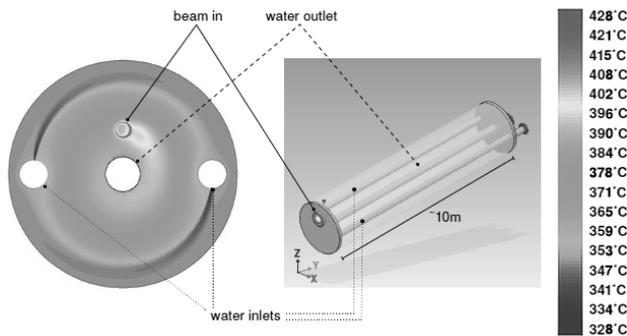


Figure 39: ビームダンプ。

ビームダンプは全システムのそこら中にありますが、もっとも大きなものは4か所あり(BDS直前、衝突後、各2つ)、いずれも1TeV増強時を見越して、最大18MWのビームを処理できるようになっています。これは、高圧水を格納した、直径1.8m、長さ11m(10輻射長)のステンレス容器です。高圧(10気圧)にするのは、沸点を上げるためです。ビームの入る窓は、直径30cm、厚さ1mmのチタン製です。ビームはパルス継続時間1msの

間、半径6cmの円を描くようにスweepされ、一点に集中しないようにします。計算では、水温は最高摂氏155度まで上がります。

10.3 ATF2

高勾配加速を別にすれば、ILCでもっともチャレンジングな技術は、衝突点でビームサイズを数nmに絞ることです。リニアコライダの減衰リングのプロトタイプとして、KEKではATF(Accelerator Test Facility)を建設し、世界に先駆けて数pmの幾何エミッタンス ϵ_y を2003年ごろに達成しました(ILCの設計値は2pm)。いまでは、多くのリング加速器でpmは常識になっています。さらに、このビームを使って、ILCと同じ方式でビームを絞る実験が求められ、2005年にその設計が行われました。ILC本体に比べてATFのビームエネルギーは1/10~1/20しかありません。したがって、減衰リングがおなじでも衝突点での幾何エミッタンスは10-20倍大きく、数nmを達成することはできませんが、むずかしさは色収差の大きさで決まるので、同じ色収差で収束できる37nmを目標としました(Goal 1)。一方、ビームの位置を数nmの精度でフィードバックを使って安定化する実験も計画されました(Goal 2)。

図40はATFとATF2の配置図です。下方の直線は線型加速器で左端から始まり、電子を1.3GeVまで加速します。このビームは図のA点でリングに入射されエミッタンスを減少させます。B点に置かれたキッカーによりA点とほぼ同じ場所から取出されて、ATF2のビームラインに入れて絞られC点でダンプされます。

ところで、実機のILCでは両ビームのルミノシティにより実効的なビームサイズが測定できますが、ATF2では相手ビームがないので、ビームサイズは特別なモニター(IPBSM, IP Beam Size Monitor)で測らなければなりません。このためには、レーザー干渉パターンによるIPBSM(IP Beam Size Monitor)を使っています。その原理を図41に説明しました。

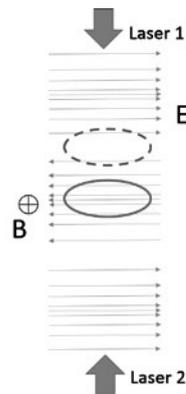


Figure 41: IPBSM原理図。上下から来るレーザービームにより干渉縞を作る。電場は図の左右方向、磁場は紙面に垂直な方向。ビームを紙面に垂直に当てると、電場によりコンプトン散乱が起こる。ビーム位置が電場の節(青点線の楕円)の場合散乱が最少、腹(赤実線の楕円)の場合最大になる。最大値最小値のモジュレーションからビームサイズ(図の上下方向)がわかる。磁場はビームに平行なのでコンプトン散乱に寄与しない。

図42に、これまでのATF2で測定されたビームサイズの歴史をプロットしました。今年2014年6月には約44nmに達し、ほぼGoal1の目標が達成されました。ただし、ビームサイズがビームの強さにかなり依存しているので、その原因の究明が必要です。

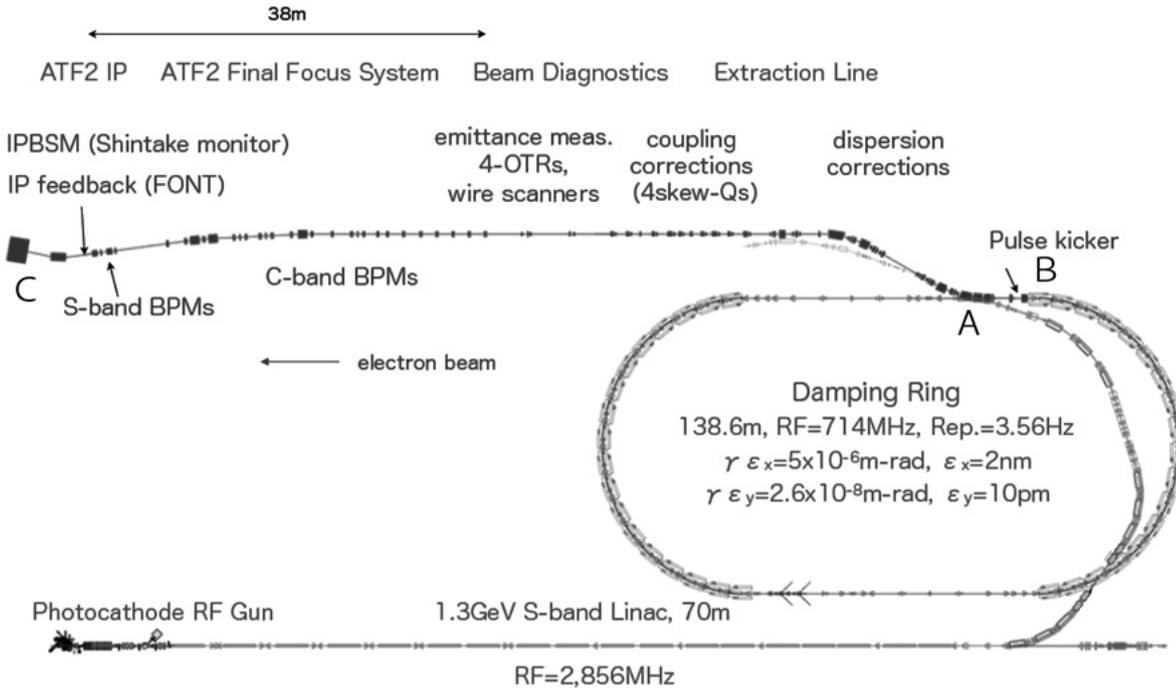


Figure 40: ATF と ATF2 のレイアウト。

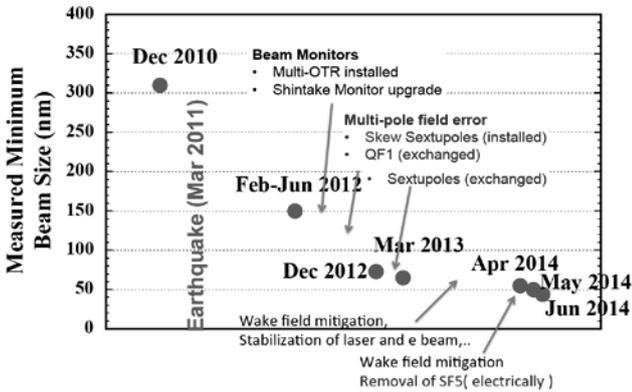


Figure 42: ATF2 で測定されたビームサイズの歴史 (黒田茂氏による)。

11 アップグレード

ILC の技術設計報告書に詳細に記述されているのは、重心系エネルギー 500GeV まで、1パルスのバンチ数 1312 の場合です。将来にわたって、ルミノシティ・エネルギーを上げることも考慮されています。

11.1 ルミノシティのアップグレード

もっとも簡単なルミノシティアップグレードは、全体の繰返し周波数を 5Hz から 10Hz に上げることです。もともと、線形加速器は 10Hz で運転することができます。(鍵はクライストロンの繰返しですが、これはすでに確かめ

られています。) 減衰リングは、陽電子の生成率の問題のため、10Hz で運転できるように設計変更されています (ウィグラー磁石および RF システムの強化)。したがって、基本的には全体を 10Hz で運転しルミノシティを倍増することが可能です。ただし、施設全体の使用電力の限界のため、これは重心系エネルギー 250GeV でのみ可能です。350GeV の場合は 7Hz くらいまで可能でしょう。500GeV では、この方法ではルミノシティを上げられません。

次の段階のルミノシティアップグレードは、バンチ数を 2625 に倍増することです。このためには、

- RF 装置 (クライストロン、モジュレータ) を追加する。
- 必要に応じて陽電子減衰リング 1 台を追加する。(節参照)

この分の追加投資が必要になります。この場合エネルギーに関係なくルミノシティを倍増できます。表 1 の右から 3 番目のカラムの数値はこのルミノシティアップグレードをした場合のもので

11.2 エネルギーのアップグレード

リニアコライダの利点の一つはエネルギー拡張性です。ILC の設計報告書では、500GeV から 1TeV に増強する場合について簡単にまとめられています。基本的には、線形加速器を長くすることに尽きますが、これは 20 年以上先の話なので、それまでの加速空洞技術の進歩を見越して、加速勾配を 31.5MV/m から 45MV/m に上げるとしており、したがって線形加速器の長さは 2 倍にはならず、

施設全長 50km 程度におさまるとしてあります。使用電力には、社会的限界があるので、300MW 以内になるようにパラメータを選んであります (表 1)。アップグレードの際に必要なことは

- トンネルを両側に延長して線型加速器を長くする。
- ターンアラウンドを作り直す。
- もとのバンチ長圧縮器およびリナック先頭部分を上流に移す。リナックの残りの部分はそのままで、その間に新しいリナックを挿入する。
- BDS は全長不変で、間にいくつか磁石を挿入する。
- アンジュレータの位置はそのままだが、アンジュレータはピッチの長いものに置き換える。

などの作業が必要になります。表 1 の右端 2 つのカラムは 1TeV に増強した場合のものです。

A 加速器ビーム力学の初歩

以下の説明のために、加速器ビーム力学にかんする最小限のことばの説明が必要です。まず、ビームを表現する座標ですが、通常進行方向 (水平に走っている場合だけで十分です) を s 軸 (加速器に沿った長さ、通常 z でなく s を使う)、これに直角に水平面に x 軸、鉛直方向に y 軸をとります。ビームは多くの場合バンチしています。バンチ内の粒子すべてが正確に s 軸方向に走っているわけではありません。加速器内のある場所で、バンチ内の各粒子の x 座標、および x 方向の運動量 p_x をプロットすると、たとえば図 43 のようになります。

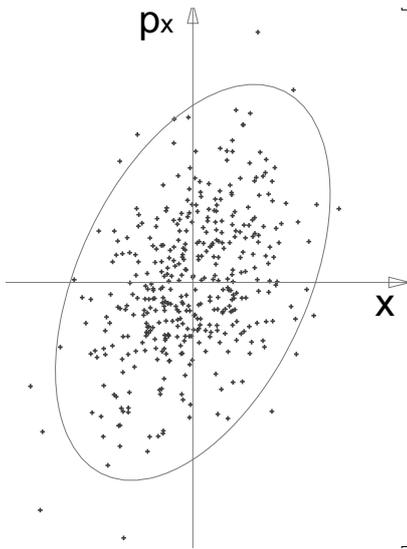


Figure 43: エミッタンス

これを覆うような楕円の面積を π で割ったものを規格化エミッタンスと呼びます。実際には分布のすそがあるので、標準偏差をとります。次元は、meter \times eV/c になりますが、通常これを mc (m は電子の質量、 c は光速)

で割って定義します。つまり x 方向の規格化エミッタンスは

$$\epsilon_{x,n} = \frac{(x-p_x) \text{ 面での楕円の面積}}{\pi mc} \quad (31)$$

添字の n は 'normalized' を表します。単位は m です。

縦軸を p_x の代わりに x 方向を角度 $x' = p_x/p_s$ にするとより幾何学的になります。この場合の楕円の面積 (割る π) を幾何エミッタンス $\epsilon_{x,g}$ と呼びます。高エネルギーでは p_s は $mc\gamma$ (γ はローレンツ因子、つまりエネルギー割る mc) に近いので、

$$\epsilon_{x,g} = \frac{\epsilon_{x,n}}{\gamma} \quad (32)$$

の関係があります。幾何エミッタンスの次元も m です (時には radian \cdot m と書くときもあります)。

規格化エミッタンスは加速しても変わらないという性質があり (リウヴィルの定理)、いっぽう幾何エミッタンスは位置・角度の幾何学的要素から定義されているという利点があります。このため、両方とも頻繁につかわれるので、注意しましょう。

ある場所でのビームサイズ (標準偏差) は

$$\sigma_x = \sqrt{\epsilon_{x,g}\beta_x} = \sqrt{\epsilon_{x,n}\beta_x\gamma} \quad (33)$$

と書くことができます。ここで β_x は、ベータ関数と呼ばれ、加速器内の場所 s の関数であり、ビームにはよりません。長さの次元をもちます。 β_y も同様です。

加速器内の電磁場のない区間 (ドリフトスペース) においては、 β は s の 2 次関数になります。その係数の間には関係があり、2 次関数が最少になる点を s の原点にとると

$$\beta(s) = \beta_0 + \frac{s^2}{\beta_0}, \quad \beta_0 = \beta(0) \quad (34)$$

と書けます。 β_0 を小さくすれば $s = 0$ でのベータ関数は小さくなりますが、 $s = 0$ から離れた点ではかえって大きくなってしまいます。この付近のビームサイズは

$$\sigma(s) = \sigma(0) \sqrt{1 + \left(\frac{s}{\beta_0}\right)^2}, \quad (35)$$

の形で、図示すると図 44 のようになります。これを砂時計 (hour-glass) 効果と呼びます。

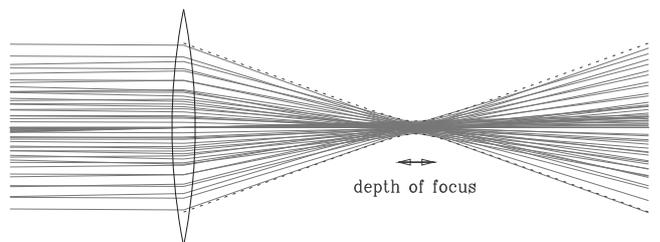


Figure 44: 砂時計 (hour-glass) 効果

References

- [1] Executive Summary, Physics, Accelerator R&D, Accelerator Baseline Design, Detectors, それに一般向け冊子 (‘From Design To Reality’) の5冊からなる。総計1270ページ。KEK ナンバーは KEK Report 2013-1。KEK のサイトは、

[http://www-lib.kek.jp/cgi-bin/kiss_preprint.v8?KN=201324001&OF=8](http://www-lib.kek.jp/cgi-bin/kiss_preprint/v8?KN=201324001&OF=8).

- [2] M. Tigner, *Nuovo Cimento* **37** (1965) 1228.

- [3] M. A. Palmer et al. (eds.), “The CESR Test Accelerator Electron Cloud Research Program Phase I Report”, 2012,

<http://www.lepp.cornell.edu/public/CLNS/2012/CLNS12-2084/>

- [4] ‘Beam-Beam Phenomena in Linear Colliders’, K. Yokoya and P. Chen, in *Frontiers of Particle Beams: Intensity Limitation*. Lecture Notes in Physics 400, Springer Verlag, (1991) page 414-445.