

1. 衝突部の設計

1. はじめに

リニアコライダーにおいて、衝突部の設計は通常、Machine Detector Interface(MDI)と呼ばれる。この言葉からもわかるように、加速器で加速され、絞り込まれたビームと、測定器の接点を考えることだ。単純に考えると、加速器がビームを加速し、十分に小さく絞ったビームを衝突点で交差させてくれるのだから、そこを測定器で囲めばことは済みそうである。しかし、ことはそう単純ではない。リニアコライダーのビームはエネルギーが高いだけでなく、高いルミノシティをえるために、ビームパワーや粒子密度をできる限りあげる努力がなされている。その過程では、様々な現象がおこりその多くが測定器に影響を及ぼす。

したがって測定器の持つ性能を引き出し、物理の成果を上げるためには、加速器、特にビーム分配システム(Beam delivery System=BDS)と呼ばれる、主加速器から衝突点をへて、ビームダンプにいたるまでに起こる現象を理解したうえで測定器の衝突部近傍を設計することが、非常に重要となる。

この講義では、まず、MDIを考えるうえで考慮すべきことをあげるすぐに分かるが、考慮すべき事項は非常に広範囲にわたり、また重要ではあるが詳細な議論を必要とする部分も多い。そのためこの講義ではMDIの概要を紹介するにとどめる。

2. ビーム分配システムで起こる現象

図1は主加速器から、ビームダンプまでの概要をしめしている。主加速器から出てきたビームにはまずコリメーターを通り、ビームハローを除去される。これを残しておく、最終集束部の電磁石に当たったり、そこでシンクロトロン放射をおこしたりして、測定器、特にパーテックス測定器に対して大きなバックグラウンドとなる。ビームハローはビームには実空間だけでなく、エネルギー

でもみてもハローがあるため、エネルギーコリメーターと呼ばれるセクションでこれを取り除く。

コリメーターは原理的にビームを物理的に削るものなので、その過程でどうしても二次粒子でできる。そのなかでもミュオン粒子は、イオン化によってしかエネルギー損失をしないので、一度できたらなかなか止めることができない。これが測定器に飛び込むのを防ぐため、特にミュオン粒子に特化したストッパーをおく。

衝突点の前、数百mが最終集束部である。ここで垂直方向5nm、水平方向600nmに絞り込まれたのち、測定器の中心(衝突点)で反対側からきた反粒子と交差する。衝突点では非常に高密度の電子と陽電子が交差するため、お互いのクーロン力による影響、いわゆるビーム・ビーム相互作用がおこる。これは測定器や衝突点後のビーム引き出しラインに大きな影響を及ぼす。

衝突点から出てきたビームは、数百m下流でビームダンプに入射され、熱として消費される。この部分をビーム引き出しライン(Beam extraction line)と呼ぶ。ここではビーム本体だけでなく、ビームが最終衝突部の電磁石を通過したときにできた、放射光や、ビーム・ビーム相互作用でできた光子や電子陽電子を制御し、測定器や周辺のコンポーネント(反対側のビームのための電磁石など)に悪影響を及ぼさないようにしなければならない。

2.1. 電磁石における放射光生成

まず、電子が放射光を通過するときに生成される放射光(SR)についてまとめておく。電子が半径 R で曲がるときに生成される放射光の典型的なエネルギーは、臨界エネルギーと呼ばれ、

$$E_c = \frac{3}{2} \frac{\hbar c \gamma^3}{R} \quad (2-1)$$

で与えられる。ここで γ はローレンツファクター、 $\gamma = E_e / m_e$ である。粒子の曲率半径とエネルギー、磁場の関係は、

$$R[m] \approx \frac{pc[GeV]}{0.3B[T]} \quad (2-2)$$

なので、磁場とエネルギーが分かれば、臨界エネルギーを計算することができる。

また、単位長さあたりの放射光によるエネルギー損失（すなわち生成される放射光のエネルギーの和）は、

$$\frac{dW}{ds} = \frac{e^2 \gamma^4}{R^2} \quad (2-3)$$

となる。

ここでは、これを最終収束系の最後の電磁石、すなわちFD (Final Doublet) に応用してみる。

(詳細は最終収束部の設計を算法)

衝突点における、ビームの角度は

$$\theta^* = \sqrt{\varepsilon / \beta^*} \quad (2-4)$$

なので、平行ビームが長さ L の電磁石中でこの角度をつけられたと仮定すると、

$$R = L / \theta^* \quad (2-5)$$

と考えることができる。

ILCの最終収束系のパラメータを代入して計算してみたい。放射光のエネルギーがかなり大きいことが実感できると思う。(L は2m程度適当な値だろう)

2.2. ビーム・ビーム相互作用[1]

最終収束系で絞られた電子ビームは、反対方向から来た陽電子とである。ILCの典型的なパラメータでは、衝突点でのビームの大きさは、垂直方向5nm、水平方向600nm、長さが300 μ mとなっている。またバンチあたりの電子の数は 2×10^{10} である。このような多数の電子をnmサイズに絞るため、バンチがその周りに作る電磁場は非常に大きい。

バンチが作る電場を E 、磁場を B とすると、その近傍を速度 \vec{v} (ビーム中の粒子なので $|\vec{v}| = c$) の電子が受ける力は

$$\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})$$

だが、 \vec{v} がバンチと同じ方向の場合 (すなわちバンチ中の電子) は $F = q(E - cB) = 0$ 、反対方向 (つまり、ビームとビームの相互作用) の場合は、 $F = q(E + cB) = 2qE$ となる。また、ビームは超相対論的粒子の集団なので、そのつくる電場

は進行方向にはほぼ完全につぶれてしまっており、垂直な成分のみを考えればよい。簡単のため、上であたえたバンチがつくる電場 (磁場も同じ) を一様なシート状の電荷分布として計算してみると、

$$E = \frac{en_e}{2\pi\epsilon_0\sigma_z\sigma_x} \sim 3.2 \times 10^{11} [V/m]$$

$$B = E/c \sim 1 \times 10^3 [T]$$

となり、磁場換算でO(kT)という非常に大きな値となる。式(2-1)を使って、ビーム・ビーム相互作用できる放射光のエネルギーを計算すると、O(10GeV)となる。この放射光はbeamstrahlungと呼ばれている。beamstrahlungの臨界エネルギーとビームエネルギーの比は Υ パラメータとよばれ、ビーム・ビーム相互作用の強さを表すパラメータの一つである。詳しい解析によると、ビームとビームがすれ違うときの平均の Υ は、

$$\Upsilon_{ave} = \frac{5}{6} \frac{n_e r_e^2 \gamma}{\sigma_z (\sigma_x + \sigma_y)} \quad (2-6)$$

また、1この電子は平均して

$$n_\gamma = 2.54 \frac{\alpha^2 \sigma_z}{r_e \gamma} \frac{\Upsilon_{ave}}{\sqrt{1 + \Upsilon_{ave}^{2/3}}} \quad (2-7)$$

の beamstrahlung 光子を出す。ここで、 $r_e \approx 2.818 \text{ fm}$ は電子の古典半径、 $\alpha \approx 1/137$ は微細構造定数。実際のパラメータを代入してみるとをすすめる。

BeamstrahlungによってGeVエネルギーの光子が生成されるので、衝突点はGeVの光子・光子衝突がおこる。この“光子ビーム”は電子と同程度に絞られたビームなので、十分に高エネルギー反応を起こすことができる。すぐに考えつくのは光子・光子の衝突による対生成だが、それだけでなくバンチ中の電子と光子や電子・電子の相互作用も考慮しなければならない。これらは、

$$\text{Breit-Wheeler} \quad \gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$$

$$\text{Bethe-Heitler} \quad e^\pm\gamma \rightarrow e^\pm e^+e^-$$

$$\text{Landau-Lifshitz} \quad e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$$

過程とよばれ、非常に多くの低エネルギー電子・陽電子をつくりだす。後述するように、これ

ら低エネルギーの電子や陽電子は粒子ビーム本体の強い電場によって大角度に散乱されることがあるため、測定器に対して大きなバックグラウンド源となる。

2.3. Beam Disruption

ビームとビームがであうと、前節で説明したように、光子をだしたり、電子・陽電子対をつくったりする。しかしこれだけではない。前節で説明した内容は、いわば量子効果だが、それ以前双方のビームの間に働く力によるこの粒子の運動とそれが引き起こすビーム全体の变形がある。

前節で説明したように、ビームの作る電場や磁場の形状は比較的簡単であるので、その電場中（磁場中でも同じ）における粒子の運動を考えるのは、少なくとも第一近似では、それほど複雑なことにはならないが、その詳細は他に譲ることとして、結果だけを借用しよう。

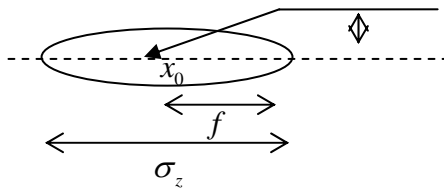


図 1 disruption parameterの概念図。反対側のビームによるクーロン力による偏向をレンズの効果にみたてて、焦点距離を定義する。

ビーム中の粒子が反対からくるビームにであうと、その粒子は強い電場によって、反対側のビームの中心に引き寄せられる。粒子を引き寄せているビームの变形を無視すると、これはあたかも、レンズによってビームがフォーカスされるように見える。この時のビームがつくるレンズの焦点距離は、

$$f_{x/y} = \frac{\gamma \sigma_{x/y} (\sigma_x + \sigma_y)}{2n_e r_e} \quad (2-8)$$

とかける。これとパンチの長さ σ_z との比；

$$D_{x/y} \equiv \frac{\sigma_z}{f_{x/y}} = \frac{2n_e r_e}{\gamma} \frac{\sigma_z}{\sigma_{x/y} (\sigma_x + \sigma_y)}$$

をdisruption parameterといい、ビーム・ビーム相互作用によるビーム形状の变形を表す効果を表す基本的なパラメータである。

これを使うと、ビーム・ビーム相互作用によって、粒子が曲げられる角度(disruption angle)を概算することができず。図 1 において、粒子の偏向角は $\sim x_0 / f$ なので、典型的な偏向角は $x_0 = \sigma_{x/y}$ として求めることができる。したがって

$$\theta_D^x = \frac{\sigma_x}{f_x} = D_x \sigma_x = \frac{2n_e r_e \sigma_z}{\gamma (\sigma_x + \sigma_y)} = \theta_D^y$$

となり、水平、垂直方向とも同じになる。250GeVのビームに対してILCの典型的なパラメータを代入すると、 $\theta_D \sim 0.1 \mu\text{r}$ と非常に小さく、そもそものビーム角度広がり(2-4式)の方が遙かに大きい。しかし、ビーム・ビーム相互作用でできた低エネルギーの電子や陽電子は大角度に散乱され、測定器に対するバックグラウンドとなる。実際、これはビームパイプに最も近い場所におかれるバーテックス測定器をどの程度ビームに近づけることができるかを決定する大きなファクターとなる。

3. ビームの公差角

電子と陽電子を衝突させて物理の解析を行う観点からのみ考えると、ビームは正面衝突させるのが最も好ましい。重心系が静止していることは、衝突型加速器の良いところだが、ビームに公差角があると多かれ少なかれ、この利点が失われる。

その端的な例は、超対称性の解析における minimum veto angle と呼ばれるものである。この解析では、ビーム軸方向にでる電子（陽電子）を伴うバックグラウンドをどこまで押さえることができるか、が重要なポイントとなる。ビームの公差角に角度があると、ビーム軸から小角度を覆う測定器の設置が難しくなる。

しかし、現実には、加速器と測定器から、正面衝突が好ましく理由が多く存在する。その詳細については奥木氏の講義を参照されたい。

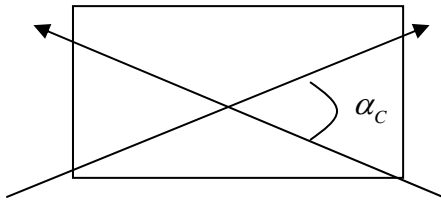


図 2 ビーム公差角の定義。測定器は図の点線でしめた水平軸に平行におかれるが、ビームはそれに対して角度をもつ。

測定器の観点から考えるとビームと測定器のソレノイド磁場が平行でなくなる影響が大きい。ビームの公差角が α_c のとき、ビームはソレノイド磁場に対して、

$$P_t = P \tan \frac{\alpha_c}{2} \approx \frac{\alpha_c}{2} P$$

の横方向成分を持つ。この横方向成分はビーム本体とビーム・ビーム相互作用でできた電子・陽電子対の両方に影響する。まずビーム本体から考えてみる。

3.1. 入射ビームへの影響 (Detector Integrated Dipole)

$\alpha_c = 20mr$ 、ビームエネルギー $250GeV$ のとき、 $P_t \approx 2.5GeV$ となる。したがって、ソレノイド磁場を $3T$ とすると、ソレノイド中の曲率半径は $3m$ 程度となる。衝突部の講義ノートにあるように、ソレノイドの外側の磁場まで考慮すると、電子と陽電子の電荷が異なることも幸いし、電子と陽電子は正面衝突する。しかし、その角度は水平軸に対して有限である。これは電子のスピンを回転させるので、偏極度の測定に影響を与える可能性があるが、それどの程度物理に影響を与えるかについてはまだ詳細が詰められていない。

この影響をさけるアイデアが Detector Integrated Dipole (DID)だ。これは測定器のソレノイドの水平方向成分の影響を補正するための、補正用磁石である。これを使うと衝突点で電子と陽電子を水平に正面衝突させることができる。

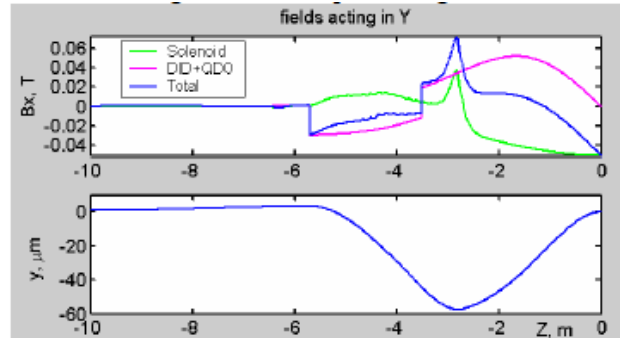


図 3 SiD測定器のDIDによる磁場の補正の例、上図はy (垂直) 方向に影響するにx (水平) 方向磁場。ソレノイドのみ、DIDとDQ0の和、全磁場の3種を示している。数は全磁場下における入射粒子のy方向の運動のようす。反対から来る陽電子はy軸の符号が入れ替わった運動をし、衝突点 (Z=0) でy方向に角度を持つことなく衝突する。[2]

3.2. 電子陽電子対への影響 (Anti-DID)

前述のように、ビーム・ビーム相互作用の結果衝突点では、多数の電子と陽電子ができる。これらの粒子のエネルギーは $10MeV$ から $100MeV$ 程度非常に低いため、ソレノイド磁場の影響を大きくうける。 $\alpha_c = 20mr$ の場合、 $100MeV$ の粒子は磁場に対して $2MeV$ の垂直成分を持つ。それだけでなく、これらの粒子はビーム・ビーム相互作用の結果、ビーム軸に対しても大きな角度

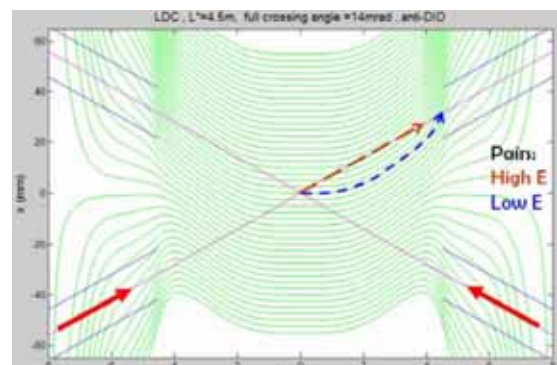


図 5 Anti-DIDによるソレノイド磁場の補正。測定器の中心部分はソレノイド磁場を水平に保ちつつ、衝突点からでていく方向は磁場とビーム軸が平行になるようにしている。[2]

($O(100\text{mr})$)を持っているので、複雑かつ大きな影響を受ける。したがってこの粒子をそのままにしておくとビーム引き出しラインの電磁石やビームパイプに当たってしまう。そこで測定器の中心部は水平かつ均一な磁場にしつつ、衝突点からでていく方向は磁場とビーム軸が平行になるように補正をすることが考えられる。実はこの補正

は先ほどのDIDとは全く逆の磁場を与えることとなるので、Anti-DIDと呼ばれる。図5はAnti-DIDによるソレノイド磁場の補正の様子を示している。高エネルギーのビーム本体はそれほど影響を受けないが、低エネルギー粒子は磁力線に沿った方向にまげられるようになっている。

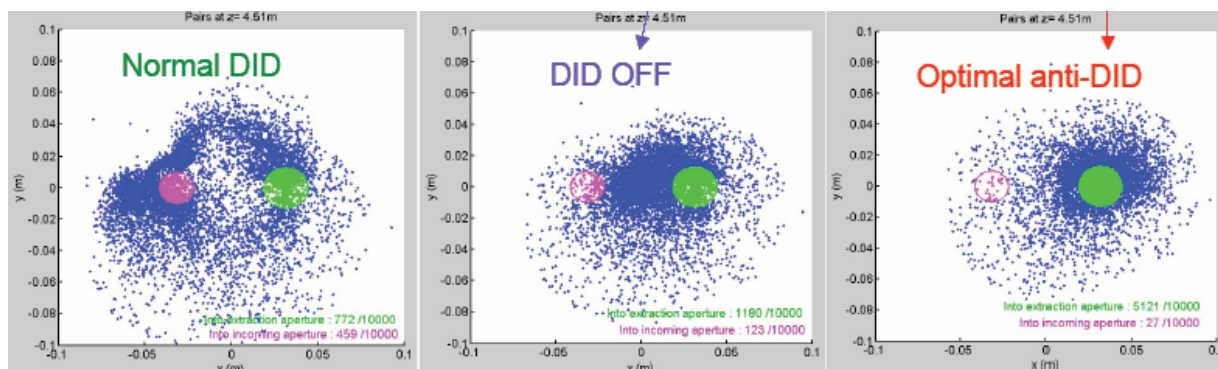


図6 Anti-DIDの効果

左図は通常のDID、真ん中は磁場補正なし、右はAnti-DID補正を行った場合のGLD測定器の衝突部下流4.51mにおける電子陽電子の分布。各図の左の円は入射ビームパイプ、右の円は引き出し線を表す。補正がない場合(真ん中)粒子は入射と引き出しラインの間、DIDだと入射ビームラインの方に偏ってしまい、最終収束電磁石にあたってしまふ。anti-DID補正を行うと引き出しラインに向かう粒子の割合が増えていることがわかる。[2]

4. 衝突部の設計

これまで述べたように、衝突部の設計は加速器の最終収束部からの要求と物理・測定器の要求の両方をいかにうまく取り入れかが重要となる。それにはいろいろな要求や条件があるので、それらに優先順位をつけつつ設計を行わなければならない。その中でも大きな全体に加速器、測定器ともに大きなインパクトを与えるのはビームの公差角である。物理の観点からは公差角は0が一番よいが、この場合の困難さは衝突点通り過ぎたビームと反対側から入ってくるビームの軌道が非常に近いことに起因する。これは特に最終収束電磁石近傍にとって大きな問題となる。とくに高いルミノシティをねらう場合、 $0,2\text{mr}$ では、最終収束電磁石における(反対側からにビームによる)ロスが大きいため不可能であると考えられている。逆に公差角の大きい場合は、ビームと測定器

が平行でないことによる問題がでてくる。veto角やDID、Anti-DIDは公差角が0の時には無かった問題だ。現在ILCでの設計では公差角、0、2、14、20mrが主に検討されている。

これらのパラメータを、測定器の観点から考えると、バーテックス測定器、飛跡検出器、カロリメーターへのバックグランドが重要となる。表にGLD測定器で想定されている、各測定器コンポーネントに対するバックグランドの許容値とその主な源を示した。

pairと言うのはビーム・ビーム相互作用による対生成、neutronの源のdisrupted beams/pairsはこれらが衝突点下流で電磁石などにあったてきた中性子が後方散乱で戻ってきたもの、ミュオン源のハローは、上流のコリメーターでハローを削るときにできたミュオンである。ビームの交差角もこれらのバックグランドを許容値以下

にしつつ、いかにルミノシティを高くできるかということになる。(それとveto角)

表 1GLD 測定器におけるバックグランドヒットの許容値[3]

バックグランド	電子・陽電子対	中性子	ミュオン
源	対生成	Disrupted beam、対生成	ビームハロー
バーテックス	$1 \times 10^4 / \text{cm}^2 / \text{train}$	$1 \times 10^{10} / \text{cm}^2 / \text{year}$	-
TPC	$4.9 \times 10^5 / 50 \mu\text{s}$	$1 \times 10^4 / 50 \mu\text{s}$	$1.2 \times 10^3 / 50 \mu\text{s}$
カロリメータ	$1 \times 10^{-4} / \text{cm}^3 / 100 \text{ns}$	-	$0.03 / \text{m}^3 / 100 \text{ns}$

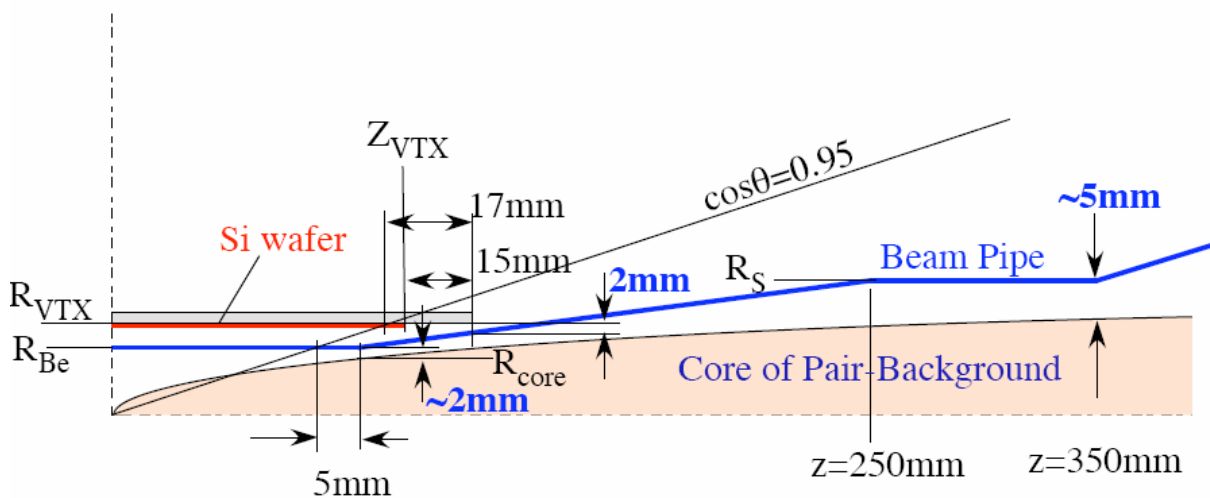


図7 GLD測定器の衝突部の概念。対生成バックグランドとビームパイプとの関係を示している。重心系エネルギー1TeV標準パラメータでは $R_{Be}=1.3\text{cm}$ 、 $R_{VTX}=1.73\text{cm}$ となっている。[3]

GLD測定器衝突部の概念図を図7に示している。特にバーテックス測定器の位置 (R_{VTX}) はビームバックグランドに強く依存する。

5. まとめ

ILC衝突部の概略を説明した。衝突部の設計に関する事項は加速器(おもに最終収束系)と測定器をまたがる広範囲にわたるため、この小論で尽くすことは不可能である。加速器の最終収束系については、奥木氏による詳しいノートがあるのでこれを参照してほしい。GLDを含む加速器・測定器の衝突部の設計はまだまだやるべきことがたくさんある。また要求される加速器と測定器/物

理にまたがる素養が必要な領域でもある。多くの若い力の参入を期待したい。

6. 参考文献

[1] KEKの横谷馨氏によるビーム・ビーム相互作用のシミュレーションプログラムCAINの真乳去るはこの分野の非常によい解説書である。

<http://www-acc-theory.kek.jp/members/cain/default.html>

[2] A.Seryi, T.Maruyama talk given at Nanobeam2005

<http://wwwal.kuicr.kyoto-u.ac.jp/NanoBM>

[3] GLD DOD

<http://ilcphys.kek.jp/gld/>