

§ 1. はじめに

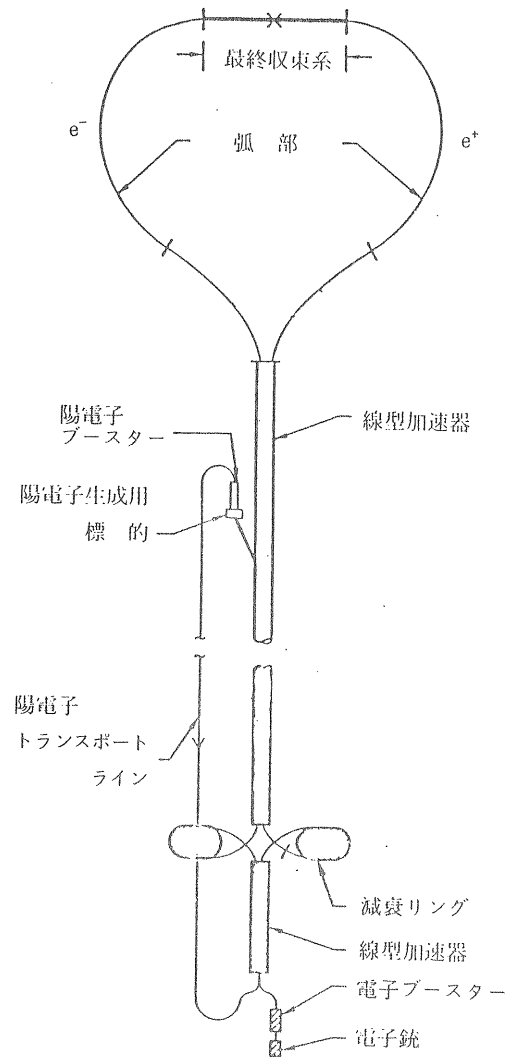
加速器に要求されるビームエネルギーは年々上昇を
つづけ、陽子に関しては 20 TeV のリングを設計する
時代になってしまった。これは、一方のビームの静止
系では 10^{18} eV という宇宙線にも匹敵するエネルギー
である。それと共に加速器も巨大化し、今や 10 km が
単位になろうとしている。円型加速器の半径は（従っ
て建設費は）陽子の場合にはエネルギーに、電子の場合
はシンクロトロン輻射損失のために、エネルギーのほ
ぼ 2 乗に比例する。このため、電子に関しては、直径
10 km をもってしても、ビームエネルギー 100 GeV 前
後しか得られない。これ以上のエネルギーの電子ビー
ムを得ようとすれば、シンクロトロン輻射のほとんど
ない形式、すなわちリニア・コライダーしかないとい
うのが今では定説になっている。2 つの線型加速器を
鼻を突きあわせて配置して e^+e^- を衝突させる形式で
ある。これは未だ世の中に存在しないが、過渡的なも
のとして、1 つの線型加速器で e^+e^- を共に加速し、出
口で分けて大きな弧を描かせた後に衝突させる加速器
が SLAC に於て運転され始めている。第 1 図にこの新
しい衝突型加速器 SLC の構成を示す。ここでは、ビ
ームエネルギーは 70 GeV 前後までであり、これ以上
のエネルギーでは、唯一度しか通過しない弧に於る輻
射すら無視できぬようになり、2 台の線型加速器が必
要となる。

ここ数年来、毎年幾回ものリニア・コライダーに関
するコンファレンス・ワークショップが世界各地で開
かれている。最近では、エネルギーフロンティアのみ
ならず、数 GeV 以下の衝突にもリニア・コライダー
を使おうという動きがみられる。電子貯蔵リングには
長い歴史があり、それだけにその限界、特にルミノシ
ティの限界は、ほとんど動かし難いように見える。こ
れを打破するために、リニア・コライダーの若さに賭け
ようというわけである。

エネルギー・フロンティアとしてのリニア・コライ
ダーが実現できるか否かは

- (a) 如何に短い距離で加速するか
- (b) 如何に高いルミノシティが得られるか

にかかっている。加速機構に関しては、実に夥しい数
の方法が提案されて来た。中には $10 \sim 100$ GeV/m と
いったような加速勾配を宣伝するものもある。しかし
まずは今世紀中という条件を付すならば、ビーム当り
 $0.5 \sim 1$ TeV、全長 $10 \sim 20$ km 以下、従って加速勾配 100
 ~ 200 MeV/m 前後を当面の目標とする事ができよう。
この領域であれば、まだ開発すべき要素は多いにして



第 1 図 SLAC Linear Collider (SLC) の構成

も、標準的な加速方法すなわち、マイクロ波領域の電
磁波プラス共鳴型の加速管という組合せで、どうにか
到達可能と見られる。マイクロ波源としては、伝統的
なクライストロンの改良の他にレーザートロン、相対論
的クライストロン、自由電子レーザー等が候補に上が
っている。筆者は、この部分に関して全く無知蒙昧で
あり、本稿は、上記の問題(b)に絞られる。その場合、
共鳴型の加速管という点だけが重要であって、以下マ
イクロ波源の問題には触れない。陽子に関しては、6
Tesla の磁場が 300 MeV/m 程度の加速勾配に対応す
るから、リニア・コライダーの出番は当分ない。

ルミノシティに関しては、リニア・コライダーは基
本的に不利である。貯蔵リングでは、周回するビー
ムが 100 kHz \sim 数 MHz の頻度で、衝突点を通過するの
に較べて、リニア・コライダーの繰返し周波数は遙か
に低いからである。その上、反応断面積がエネルギー
2 乗に反比例して下がる分だけ、高いルミノシティが
要求される。実際、SLAC の SLC が実現の運びにな

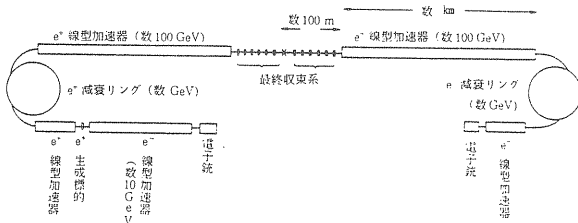
ったのはZ°付近の異常に高い断面積のおかげと言ってもよいであろう。この基本的不利を補うには、バンチ当りの粒子数をふやさず、衝突点でのビーム・サイズを小さくするかしかない。これが設計上の種々の問題をもたらす。

リニア・コライダーは、次の部分から成る巨大な複合体である。

- (1) 電子銃、陽電子発生装置、初期加速、減衰リングへの輸送ライン
- (2) 減衰リング
- (3) 線型加速器（マイクロ波源、加速管）
- (4) 最終収束系
- (5) 衝突部に於る物理実験施設

図2に概略を示してある。

これらは、貯蔵リングに於るとは比較にならないほど互に密に絡みあっている。トリストアンでは、線型加速器に多少の変化があっても、主リングの25GeVのビームの性質に影響する事はない。リニア・コライダーの場合、中間に減衰リングという緩衝剤がはいっているが、例えば、陽電子発生の変動はそのまま最終的な衝突に影響してしまう。次節以下(1)~(5)を逆の順に概説してゆくが、先を参照という個所が多くなるのはこの複合体の性質上やむを得ない。



第2図 将来のリニア・コライダーの概念図

§2. ビーム間相互作用

物理実験の検出器に関しては筆者の任ではない。本節では、衝突の際のビーム間相互作用がルミノシティ等にどのように影響するかを考える。リニア・コライダーは、繰返し周波数の低さのため、ルミノシティの点で基本的に不利であると書いたが、好都合な点がある。それは、衝突後のビームを捨ててもよいために、一回の衝突でビームが激しく変形しても気にならない点である。従って、貯蔵リングの場合とは基本的に同じ相互作用でありながら、取扱いは全く異なる。リニア・コライダーの場合、1回の衝突に於るビーム

の変形を、時々刻々詳細に調べる必要がある。

電子・陽電子間の引力のため、衝突の最中にビームはtransverse方向に収縮される。この効果をpinchと呼ぶ。運動方程式及び初期条件は、transverseの長さを $\sigma_{x,y}$ 、longitudinalを σ_z ($\sigma_{x,y,z}$ は衝突前のビーム・サイズ)、時間を σ_z/c 単位で表わす事によりスケールして、衝突の激しさはdisruption parameterと呼ばれる一つの変数(扁平なビームの場合、縦横比 $R = \sigma_x/\sigma_y$ がもう一つのパラメータ)で表わせる。

$$D_{x(y)} = \frac{2 r_e N \sigma_z}{\gamma \sigma_{x(y)} (\sigma_x + \sigma_y)}$$

γ = ビーム・エネルギー/ mc^2 ,

r_e = 古典電子半径,

N = バンチ当りの粒子数,

以下、主に丸いビーム $\sigma_x = \sigma_y \equiv \sigma$,

すなわち $D_x = D_y \equiv D$ の場合を扱う。

ビーム間の力は、第ゼロ近似としては凸レンズとして表わせる。Disruption parameterはバンチの長さとその焦点距離との比である。例として第3図に $D=4$ の場合のビーム形状の時間変化を示した。

ルミノシティはpinch効果のおかげで、ビーム間相互作用のない場合より高くなる。

$$L = \frac{f_{rep} \cdot N^2}{4\pi\sigma^2} H(D, \frac{\sigma_z}{\beta})$$

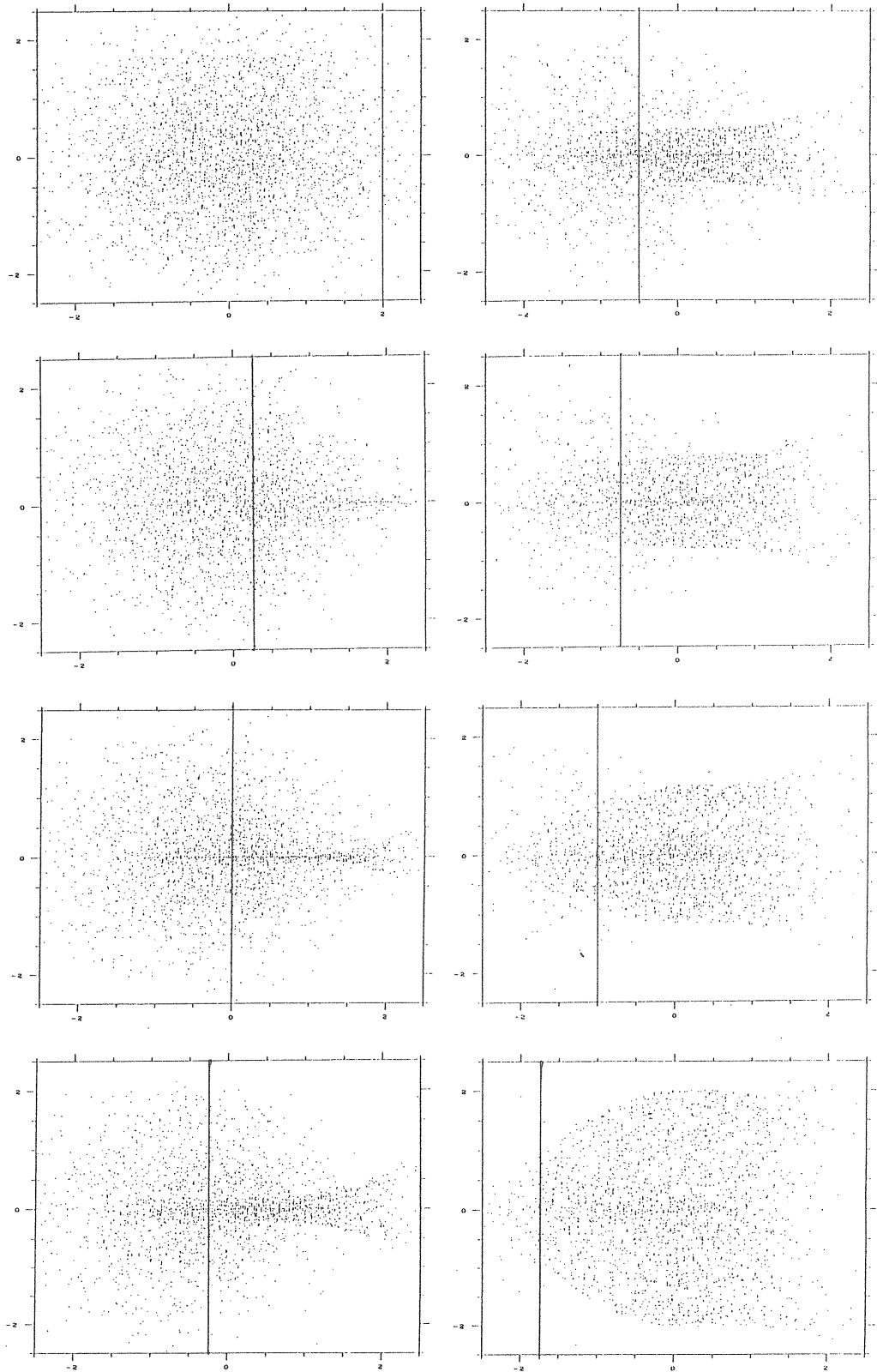
$\sigma = \sqrt{\sigma_x \sigma_y}$, f_{rep} は繰返し周波数,

β は衝突点でのベータ関数

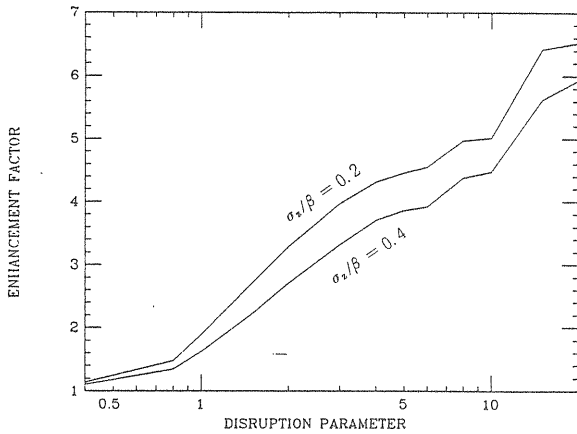
H は、ルミノシティ enhancement factorと呼ばれる。 $D=0$ では $H=1$ であるが、一般には計算機シミュレーションによって求めるしかない。第4図はその結果である(この図は、一般に世に流布しているものと多少異なる。 σ_z/β は、衝突前のビームのエミッタンスに比例したパラメータであり、0.2及び0.4の場合を図にした。従来、平行ビーム($\sigma_z/\beta=0$)の場合が知られていたが、どうやら $\sigma_z/\beta \rightarrow 0$ の極限で H は対数発散するらしい。有限な結果が得られていたのはシミュレーションの際の有限な粒子数、有限なメッシュサイズによるものと思われる。)

上記のルミノシティの表式を見る限り、粒子数が多く、ビームサイズが小さいほどよい事になる。勿論これは、線型加速器でのビーム不安定性、最終収束系の限界等で制限されるが、実はビーム間相互作用の点だけ考えても、次の理由でこれは好ましくない。

衝突中に相手のビームは $100 \text{ Tesla} \times (N/10^{10}) \times (1$



第3図 ビーム相互作用によるビームの変形。D=2。横軸は進行方向の座標で単位は σ_z ，縦軸は半径方向で単位 σ ，一方のバンチのみ表示してあり右が進行方向。他のバンチは縦の線に関して折返した位置にある。時刻は，左上隅から下に向かって $t=2, -0.25, 0, 0.25, 0.5, 0.75, 1, 1.5$ (単位 σ_z/c)。 $t=0$ がバンチ中心同志の衝突の瞬間。



第4図 ルミノシティ enhancement factor $H(D, \sigma_z/\beta)$

$\mu\text{m}/\sigma$) $\times (1\text{mm}/\sigma_z)$ 程度の高い磁場を作る。このために、シンクロトロン放射が起り、ビームエネルギーが 100 GeV 程度以上になると、磁場の長さはわずか 1 mm 前後であるにもかかわらず、エネルギー損失が無視できなくなる。制動放射 *bremsstrahlung* との語呂合せで、この放射を *beamstrahlung* と呼ぶ。平均の相対エネルギー損失 δ 及び電子 1 個当りの放射光子数 n_γ はおよそ次式で与えられる。

$$\delta \equiv \left\langle \frac{\Delta E}{E_0} \right\rangle = 0.22 \frac{r_e^3 N^2 \gamma}{\sigma^2 \sigma_z} f^2(R) U_1(\xi)$$

$$n_\gamma = 1.06 \frac{\alpha r_e N}{\sigma} f(R) U_0(\xi)$$

α = 微細構造定数, $f(R)$ はビームの縦横比 $R = \sigma_x/\sigma_y$ の関数で, $f(R) = 2\sqrt{R}/(1+R)$, U_0, U_1 に関しては後述。低エネルギーでは共に 1 に近い。

SLC の設計パラメータでは, $\delta \approx 10^{-3}$, $n_\gamma \approx 1$ となる。将来のリニア・コライダーでも n_γ はほぼ同程度であるが, δ がずっと大きくなる。上式の δ はビーム全体での平均であり, 各粒子のエネルギー損失は 0 から δ の数倍にまで分布する。更に, 衝突中の時間によっても変化する。このため, 物理実験の側から見た場合, 粒子衝突の重心系エネルギーは $2E_0$ にはならず $E_0\delta$ 程度の幅をもつ事になる。*Beamstrahlung* は当然, 粒子数の多いほど, ビームサイズの小さいほど激しくなる。

Beamstrahlung の弊害を列挙すると,

- (1) 重心系エネルギーの拡がり
- (2) 使用後ビームのダンプ・再利用の困難。エネルギーが拡がっているために, 最終収束系を逆行させるのが非常にむづかしい。

- (3) 実験に対するバックグラウンド。放射光子によるもの他に電子によるものも重要である。 10^{10} 個の電子の中には, 放射でエネルギーの大部分を失なうようなものもあり, それらは相手ビームの磁場で大きく曲げられる。放射光子と相手ビームの電子との間のコンプトン散乱もバック・グラウンドになる。
- (4) 最終収束系の口径に対する要請。大きく軌道を曲げられた電子が, 四極磁石に当たってバック・グラウンドにならないように口径を大きくとる必要が出る。

Beamstrahlung のおそらく唯一の御利益は, ビーム衝突のモニターとして使えることであろう。

さて, 将来のリニア・コライダーでは, 光子数 n_γ はほとんど変わらずに平均エネルギー損失 δ が増加すると書いたが, これは, 光子 1 個当りのエネルギーが高くなる事を意味する。放射の臨界エネルギーとビームエネルギーの比を

$$\xi = \frac{3}{2} \frac{r_e \gamma^2}{\rho}$$

(λ_c = コンプトン波長, ρ = 軌道の曲線半径)

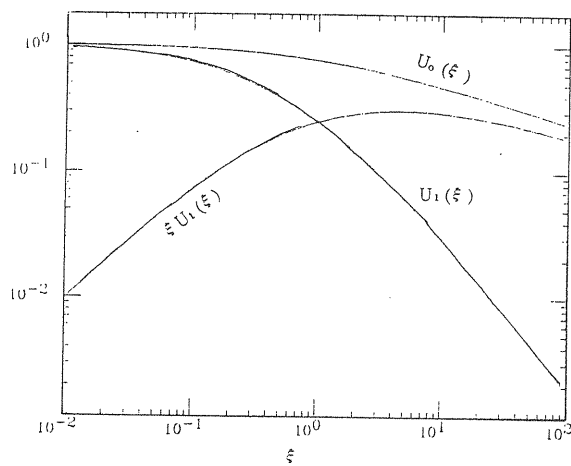
と書く。ビーム中での値は

$$\xi \sim \frac{2}{3} \frac{r_e^2 \gamma N}{\alpha \sigma \sigma_z} f(R)$$

で評価できる。SLC では, $\xi = 0.003$, 500×500 GeV のリニア・コライダーでは 0.2 ~ 0.5 程度の値になる。実は ξ が 1 に比べて無視できない時は, 貯蔵リングで用いる通常のシンクロトロン放射公式が使えない。その場合は, 量子力学的な式を使う必要があり, δ 及び n_γ の公式にある U_1, U_0 はその補正因子である。第 5 図からわかるように, ξ が大きい時は, 古典的公式に比べて放射量は少なくなる。特に $\xi \rightarrow \infty$ の極限では $U_1 \propto \xi^{-4/3}$ であるから

$$\delta \propto \left(\frac{\alpha^4 r_e N^2 \sigma_z}{\gamma \sigma^2} \right)^{1/3} \quad (\xi \rightarrow \infty)$$

となる。ここでおもしろい現象に気づく。バンチの粒子数 N を固定してバンチ長 σ_z を短かくしてゆくと, 磁場が高くなるために, はじめは放射エネルギー δ は σ_z に反比例して増加するが, ξ が大きくなると, 上の表式からわかるように $\sigma_z^{1/3}$ に比例して δ は減少する。そこで, バンチを多数の短い ($1\mu\text{m}$ 以下) *bunchlet* に分ける事により *beamstrahlung* を緩和する事が原理的にはできそうである。しかし, これは遠い将来の



第5図 関数 U_0, U_1

問題であろう。

Beamstrahlungを減らすもう少し現実的な方法として、逆に bunch 長を長くする事、及びビームを扁平にする事が挙げられる。前者は、バンチ長が線型加速器のマイクロ波波長に較べて無視できなくなり、エネルギーの拡がりをもたらすので最終収束系に対して好ましくない。後者は他にも種々の利点があり、有力視されつつあるが、ここでは詳細に触れない。

ビーム間相互作用は、リニア・コライダーの中で最も単純な問題に見えるが、研究はまだ終わったとは言えない。

§ 3. 最終収束系

衝突点でビームを絞るためには、エミッタンス及び衝突点でのベータ関数の値 β^* を減らす事が必要になる。後者が最終収束系の役割である。最大の問題は色収差、すなわち、四極磁石の収束力が粒子間のエネルギー差によって異なるため、ある限度以上ビームを絞れなくなる現象である。

衝突点に最も近い四極磁石だけを考えよう。衝突点からの距離を l とすると、必要な収束力（焦点距離の逆数）は $k \sim 2/l$ 程度である。エネルギーが ΔE だけずれた粒子に対する収束力は $k(1 - \Delta E/E_0)$ であるから、その焦点の位置は $\Delta l \sim l \cdot \Delta E/E_0$ だけずれる。衝突点での β を β^* と書くと、 Δl の点での β の値は

$$\beta \sim \beta^* + \frac{(\Delta l)^2}{\beta^*} \sim \beta^* \left[1 + \left(\frac{l}{\beta^*} \frac{\Delta E}{E_0} \right)^2 \right]$$

となる。線型加速器を出たビームは、どうしても 1%

前後の拡がりをもつ。一方、 l/β^* は 1000 程度の値が要求されるから、上の式の ΔE の項は 1 に較べて非常に大きくなってしまふ。

現在 SLC で使われているのは、貯蔵リングの時と同じように偏向磁石と六極磁石の組合せによる方法である。偏向磁石通過後は、粒子毎にエネルギー差によって異なる軌道を取り、従って六極磁石から異なる収束力を受ける。これによって四極磁石の色収差を消去する。この方法は、数百 GeV の領域では容易でない。偏向磁石でのシンクロトン輻射によるエミッタンス増加が問題になるからである。

四極磁石だけで色収差補正をする事も原理的には可能である。実際の β の振舞は、上の式のような簡単なものではなく、多数の四極磁石の強さの複雑な関数であり、これらを調整することによっていくつかの ΔE の値に対して $\beta(\Delta E)$ が β^* に等しくなるように選ぶ事ができる（この点、貯蔵リングに於る色収差補正とは異なる。貯蔵リングでは第一に tune の補正が必要であるが、これは四極磁石だけでは不可能である。）。この方法は、偏向磁石によるエミッタンス増加がない点、transverse 方向の振動が原理的に線型になる点で優れているが、一方、最後の四極磁石により強いものが要求されるという欠点がある。

いづれにしても、色収差の効果を小さくするには、上の式からわかるように l を小さくする、つまり、最後の四極磁石を衝突点の近くに置けばよい。可能な最小の l の値は、数百 GeV の領域では、実験装置の大きさからの要請でなく、可能な四極磁石の強さで決まる。例えば、長さ 1 m の四極磁石を衝突点から 1 m の位置に置く場合、500 GeV のビームに対して 3000 T/m 程度の高い磁場勾配が要求される。必要な四極磁石の口径は、入射するビームでなく、衝突後のビームの太さで決まる。前者は数十 μm 以下であるが、後者は beamstrahlung のために 1 mm 近くになる可能性がある。SLC では永久磁石が用いられているが、これに関しては大きな改良の余地はないと言ってよいであろう。超伝導磁石、プラズマレンズ等も候補にあがっているがまだ実現可能性は見えていない。

現在のところ、最終収束系の見通しは特に 500 GeV 以上では明るくないが、設計はリニア・コライダーの他の部分に依存するので、不可能となれば他の部分にある程度問題を転嫁することもできる。例えば、エミッタンスを下げる事ができれば、要求される β^* は大きくなる。また、線型加速器でのエネルギーの拡がりを小さくできれば、それだけ色収差補正は容易になる。いづれも factor 2 の改善で最終収束系の設計は大きく変わるであろう。

色収差以外にもう一つ重要な問題として、四極磁石の位置の精度がある。特に最後の四極磁石の位置のゆれ(100 Hz程度以上の高い振動数での時間的変動)の許容値は0.1 μm以下である。

§ 4. 線型加速器に於るビーム・ダイナミックス

線型加速器に於るビーム・ダイナミックスの課題は

- (1) 加速中に発生するビームのエネルギーの広がりを抑えられるか。
- (2) 減衰リングからの入射ビームの小さなエミッタンスを保存できるかの2点である。

第1の問題から考えよう。これは最終収束系に要求されるエネルギーアクセプタンスを決めるために重要である。バンチ内の粒子間のエネルギー差をつくる原因は2つある。1つは、マイクロ波の正弦波波長に比べてバンチの長さが無視できない事である。マイクロ波のクレスト(山の頂上)にバンチがあればバンチ両端のエネルギーは中央より低くなる。クレストの前方(後方)にあれば、先端から後端に向かって正(負)のエネルギーの勾配ができる。もう1つはバンチ先端部が励起する電場(ウェイク場)で後端が減速(時には加速)される効果である。減速量はバンチ先端からの距離の複雑な関数であり、その形はバンチの長さ、形状、加速空洞の周波数・形状による。単位点電荷がその後方 z につくる減速電場 $W_L(z)$ (V/mC)を longitudinal wake function とよぶ。これは空洞の周波数・形状で決まる。バンチ内の電荷分布が与えられれば、ウェイク場 $\Delta E(z)$ は W_L との convolution によって求まる。 $\Delta E(z)$ はバンチ先端で0、 z とともに増加し、バンチ中央をかなり過ぎたあたりで最大があり、 $z \rightarrow \infty$ で0に近づくのがリニア・ユライダーのパラメータ領域での通常形である。ビームエネルギーはバンチ中央付近では z に対して負の勾配を持つようになる。従って、第1・第2の効果はバンチをマイクロ波クレストの少し前方に置くことにより、互に打消しあう傾向になる。勿論そのためには、両者の大きさが同程度でなければならない。しかも、 $\Delta E(z)$ は、 z に対して線型ではないから、両者は完全には相殺しない。原理的にはバンチの形状をコントロールすることにより、これはほとんど0にできるはずであるが、実際には困難であろう。SLCの場合、 $\Delta E(z)$ は peak-to-peak で4%、相殺後の広がりはガウス分布を仮定すると土

0.5%の範囲におさまる。

次のエミッタンスの問題は種々の原因があって、ずっと複雑である。

まず、opticsの問題としては、closed orbit distortionと色収差との相乗効果がある。1つの補正磁石を励起した時、その下流の一点で軌道がどう変わるかは両点間の位相の進みに依存する。エネルギー差のために、この位相の進みは粒子毎に異なり、180°に達すれば補正磁石に対する軌道の反応は反対になる。実際にはこの位相のずれが大きくならないように短い区間に分けて、上流側から順次軌道補正してゆくことになるだろうが、それでも closed orbit distortion はエネルギー差の関数になり、ビーム全体としてはエミッタンスが増加する事になる。原理的には貯蔵リングの場合と同じように偏向磁石と六極磁石で補正できるが偏向磁石を導入する事はシンクロトロン輻射によるエミッタンスの増加につながるので不可能である。実は、色収差は次に述べる問題に対してはむしろ好ましい方に働くので補正はしない方がよい。従って問題は2つの問題が相互に矛盾なく解決できるか否かにある。

エミッタンス増加に関して最も深刻な問題は transverse wake 場によるビーム不安定性である。今、何らかの原因によってバンチ先端部が加速空洞の中心をずれて入射したとしよう。これによって、その空洞内に非軸対称の電磁場が励起され、バンチの後続部分は仮に空洞の中心を通っても偏向力を受けて、それ以後の軌道は中心をはずれ、相継ぎ空洞の中に次々と偏向電磁場を作ってゆく。バンチ後部は、このため、更に大きな偏向力を受ける。振幅の成長は軌道の長さに対して指数関数的ではないが、growth length s_w はおよそ

$$s_w^{-1} \sim \frac{e^2 N W_T \beta}{E}$$

で与えられる。Eはビームエネルギー、 β は収束系のベータ関数、 W_T は transverse モードの wake関数で volt/Coulomb $\cdot m^2$ の次元をもつ。実際の W_T は距離 z の関数であり、リニア・コライダーで使われるバンチ長程度の距離では $W_T(z) = z W_T'$ としてよい。この微係数は空洞の形状・周波数で決り、 z としてはバンチ長 σ_z を代入すれば、ほぼ W_T が評価できる。注意すべきことは空洞の相似形を保って周波数を変えると W_T' が周波数の4乗に比例することである。 W_T' を下げるには(加速の効率を多少犠牲にして)空洞のビーム径を広げればよい。将来のリニア・コライダーではSバンドより高い周波数が要求されると思われるので、この点は重要である。

Transverse 不安定性の引き金となるのは線型加速器

への入射位置の誤差及び空洞・四極磁石の設置誤差・振動等であり、上記の growth rate を正直に用いるとこれらに対する許容値は全く非現実的なものになってしまう。

対策としては、収束系によるベータatron振動数に拡がりを作るのが貯蔵リングでも使われる常套手段である。第一に考えられるのは八極磁石によって、振動数の振幅依存性を作ることであるが、ビームサイズが小さいため、要求される八極項が強すぎる。自由電子レーザーでは、ビームのガイドにプラズマを用いる方法が成功している。ビームを通す直前に、稀薄ガスにレーザー光をあてて進路に沿ってプラズマを作ると、ビーム先端部がプラズマ内の電子を蹴り出して、プラズマ・レンズができる。ビームはこれに沿って収束される。この場合、自然に非線型レンズができるので、不安定性解消にも役立っている。しかし数百 GeV のビームはこの方法では収束しきれない。

高周波を収束に使う方法は、バンチ内の不安定性の対策としては要求される周波数が高すぎる。

振動数の拡がりを作る最も有力な方法は、色収差プラスエネルギーの拡がりを利用することである。ビームにエネルギーの拡がり $\Delta E/E$ がある時、ベータatron振動の位相の拡がり ξ が 1 ラジアンになる距離 (の逆数) は

$$S_{ch}^{-1} \sim \frac{\xi}{\beta} \frac{\Delta E}{E}$$

で与えられる。 ξ は色収差で、ここでは $d \log v / d \log E$ で定義され、色収差補正をしなければほぼ 1 である。従って wake による不安定性を抑える条件 $S_{ch}^{-1} \geq S_w^{-1}$ により、必要なエネルギーの拡がり

$$\frac{\Delta E}{E} \geq \frac{e^2 N W_T \beta^2}{E}$$

となる。エネルギー幅による減衰のメカニズムは次のようなものである。バンチが 2 つの粒子から成り、両者は、はじめ同じ位相で振動しているとしよう。先行粒子が後続粒子に及ぼす wake 力は、この場合 defocusing である。このため、後続粒子の振動は遅くなる。ある距離走って、この位相差の集積が $\pi/2$ になると、先行粒子の作る wake は後続粒子に対して off phase になり、振幅を大きくするように働いて、ビームは不安定になる。そこで、バンチ先端から後端にかけて、負のエネルギー勾配をつくって、後部のベータatron振動が速くなるようにしておけば wake による defocusing が相殺されてビームは安定になる。この減衰は、正のエネルギー勾配では、ほとんど起らない。

さて、上記の式から要求されるエネルギーの拡がり

設計パラメータによって大きく異なるが、収束力を強くすれば、 $\Delta E/E \sim 1\%$ 程度に抑えることも可能である。特に重要な点は、 S_w^{-1} の式でエネルギー E が分母にある事であること、すなわち、不安定性は低エネルギー部分でより深刻なことである。高エネルギー部分では要求される $\Delta E/E$ は小さくなり、従って、最終収束系のエネルギー・アクセプタンスの問題とは矛盾しない。具体的には、入射時にバンチをマイクロ波クレストの後方に置いて負勾配の $\Delta E/E$ を速やかに作り、高エネルギー部分では逆に前方に置いて発生したエネルギーの拡がりを消すようにすればよい。問題点は要求される $\Delta E/E$ が前述の色収差問題と矛盾しないかにある。数値的にはおよそ同程度であり、この問題に答えるのは容易ではない。計算機シミュレーションを多くのパラメータについて行なう必要がある。これは、軌道補正の問題とも関連している。

以上の他に (少なくとも第ゼロ近似では) wake と関係しないビームの揺れもあって、これも重要である。磁石の設置誤差は基本的には偏向磁石で補正できるが、磁石位置が速い (≥ 100 Hz) 振動数の揺れ (ジッター) を持つ場合、その成分は補正のしようがない。例えば、四極磁石の位置に r. m. s. Δx_q の全く乱雑なジッターがある時、線型加速器の出口でのビームの揺れ幅は、 $2 \Delta x_q \sqrt{N_q}$ (N_q = 四極磁石の数) 程度になり、これがビームサイズを越えないためには、ジッターの許容値として、 $\Delta x_q \leq 0.1 \mu m$ という非常に厳しい値が得られる。

これまで、バンチ内の transverse 不安定性を議論したが、ルミノシティを上げるために、一つのバルス内に複数個のバンチを入れる場合は、バンチ間の wake による相互作用も考える必要がある。この場合は、色収差による減衰の他に次のような対策も考えられる。

バンチ間の wake による不安定性は、本質的にはバンチ内の場合と同じメカニズムで起る。異なる点は wake 関数のうちの長距離部分が効くことで $W_T(z) = W_0 \sin(\omega_T z/c)$ のような形になる。 ω_T は偏向モードの周波数である。従って、ベータatron振動数に拡がりをつくるかわりに、 ω_T に拡がりをつくること、すなわち空洞を一つ一つわずかに異なった形にし、加速周波数は同じであるが、 ω_T が異なるようにする方法である。要求される拡がり

$$\Delta \omega_T \sim \frac{e^2 N \cdot W_0 \cdot L \beta}{\Delta t \cdot E}$$

(L は線型加速器全長、 Δt はバンチ間距離) の程度である。この方法は、バンチ間距離が小さい時 (すべてのバケットにバンチを入れるような場合) に

は、 $\Delta\omega_T$ が大きくなりすぎるが数 nsec の間隔なら可能と思われる。

もう一つ、四極磁石に加えて高周波の四極空洞を収束系に利用する方法も考えられる。これによって、バンチ間にベータatron振動数のパラツキを作る事ができる。この方法は、色収差による減衰と同じ欠点、すなわち、バンチ毎の軌道補正の違いをもつ。

§ 5. 減衰リングまで

陽電子発生に関して。SLC では 10^{13} /sec の陽電子を最終的に必要とする。これは、トリスタンとは比較にならない大きな数字であるが、高エネルギー電子を陽電子発生用に使えるので、電子1つから陽電子1つ以上をつくり出すことが可能である。SLC では1パルスが e^- 2個、 e^+ 1個のバンチから成り、 $e^+ e^-$ 1つずつが衝突に使われる。残る1つの e^- が線型加速器から 33 GeV でとり出されて、標的にあてられ次のパルスのための e^+ が生成される。これによって $2e^+/e^-$ が可能である。将来のリニア・コライダーでは、更に高いエネルギーの e^- が使えるので、変換効果はもっと上げられる。必要な陽電子数は SLC とほぼ同程度であるが、多バンチ運転の場合はもう一桁以上上る可能性があり、その場合、熱による標的の破損が問題になる。

これまで、偏極ビームには触れなかったが、減衰リングから衝突までの間の減極は深刻でないので、電子銃さえ用意できれば十分可能である。ただし、偏極陽電子ビームは極めて困難であるから電子だけの偏極で実験をする事になる。衝突後の高エネルギー電子ビームを長い helical wiggler に通し、発生した円偏光光子を標的に当てて偏極陽電子をとり出すアイデアがソビエトで提案されているが、衝突後のビームの再利用は非常にむづかしい。

減衰リングは、ビームのエミッタンスを下げるために使われる貯蔵リングである。ルミノシティから要求されるエミッタンスは極めて小さく、陽電子のみならず、電子も減衰リングで冷却する必要がある。減衰リングは基本的には通常の電子貯蔵リングであるが、特に次の点が要求される。

- (1) 減衰時間が短いこと。(≲ 数 msec)
- (2) 平衡不変エミッタンスが小さいこと。($\beta_T \epsilon \leq 10^{-6}$ rad · m)
- (3) 入射の際のアクセプタンスが大きいこと。(陽

電子のため)

- (4) 取出しが安定して行なえること。

ビームエネルギーは最適化のための自由パラメータとして使えるが、(1)に関しては高エネルギー、(2)に関しては低エネルギーほどよい。実際に設計してみると 1~2 GeV 程度がよいようである。SLC では、ビームエネルギー 1.2 GeV で、tune の高い FODO lattice を用いている。将来のリニア・コライダーでは、より小さい平衡エミッタンスが要求される(1~2桁)ので、SOR で使われているような特殊な optics を使うことになるであろう。

取り出しの安定性は前節の線型加速器でのビーム安定性から要求されるもので、線型加速器への入射位置のパルス間のゆれの許容値は数 μ m 以下である。取出しキッカーは安定性のみならず、立上り・下りの速さも要求される。遅いとその分だけ減衰リング内のバンチ間隔が長くなり、リングが大きくなって、減衰時間が増加するからである。安定性に関しては、取出し後にビームに大きなループを描かせ、ループ前後でフィードバックを行なうことにより、キッカーの安定性の条件を緩めることが可能である。

前述のように、線型加速器でのビームエネルギーの拡がりを抑えるためにバンチ長は、0.2~1 mm 以下でなければならない。貯蔵リングでの平衡バンチ長は、どう設計しても 1 cm 程度のオーダーである。一方、線型加速器への入射時に於るエネルギー幅の許容値は、貯蔵リングのそれよりも十分大きい。従って、減衰リングからの取出し後に longitudinal phase space での回転(具体的には RF 加速プラス偏向磁石)を行なってバンチ長を短くする必要がある。その際、微分回転(非線型回転、フィラメンテーション)が起らないように、減衰リングでの bunch lengthening に注意する必要がある。

§ 6. おわりに

以上、ほとんど役に立たない事を述べたが、最後に多少意欲のある人のために、文献をあげておく。

リニア・コライダー全般

- 1) "Linear Collider : A Preview", H. Wiedemann, SLAC-PUB-2849, Nov. 1981.
- 2) "Linear Accelerators for TeV Colliders", P. B. Wilson SLAC-PUB-3674, Oct. 1985.
- 3) "Future $e^+ e^-$ Linear Colliders and Beam-

Beam Effects”, P. B. Wilson, SLAC-PUB-3985, May 1986.

SLC に関して

4) “The SLAC Linear Collider: The Machine, The Physics and the Future”, B. Richter, SLAC-PUB-2854, Nov. 1981.

5) “SLAC Linear Collider: Conceptual Design Report”, SLAC-229, Jun. 1980.

高周波関係

6) “Prospects for Very High Gradient Linac-Colliders”, P. B. Wilson, SLAC-PUB-2689,

Feb. 1981.

7) “RF-driver Linear Colliders”, P. B. Wilson, SLAC-PUB-4310, May 1987.

8) “Linear Accelerators of the Future”, G. A. Loew, SLAC-PUB-4038, July 1986.
ビーム間相互作用に関して

9) “The Nature of Beamstrahlung”, P. Chen, SLAC-PUB-4293, Apr. 1987.

その他はあまりまとまった Review はない。前掲論文(3)参照。