

1. はじめに

最近、大強度の陽電子源に対する要求が高まってきた。特に、高エネルギー加速器の分野では、リニアコライダー計画との関係で、その必要性は著しい。

電子-陽電子のリニアコライダーは、高エネルギー物理学のフロンティアを追求するための次期加速器の候補の一つである。リニアコライダーとは、ごく簡単にいえば、電子用リニアックと陽電子用リニアックを向かいあわせに建設し、加速した電子と陽電子を中央で正面衝突させ、重心系エネルギーの極めて高い反応を起こさせようというものである[6]。リニアコライダーのビームは、その構造上、一回限りの使い捨てであるので、高いルミノシティを得るためには、大強度の陽電子ビームを発生させることが必要不可欠である。現在、KEKにおいても、その開発研究が進められており [Japan Linear Collider (JLC)]、その最終目標は、ビームエネルギーが 500 GeV (重心系エネルギー、1 TeV)、ルミノシティが $6 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ である。これを実現するために現在考えられているビームのバンチ構造を図1に示す。一つのバンチに含まれる陽電子の数は 1×10^{10} 個で

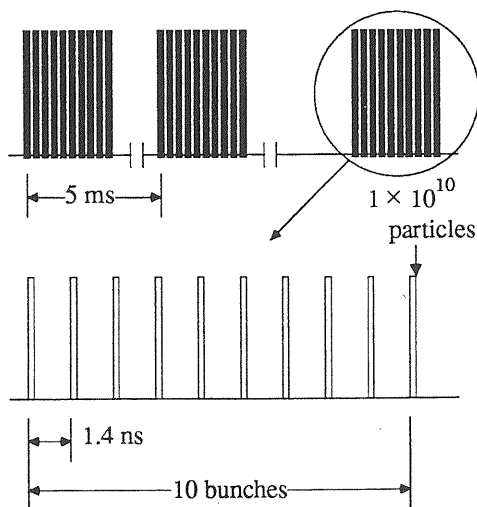


図1. JLCのバンチ構造

あり、このバンチが 1.4 ns 間隔で 10 個つらなり、マルチバンチ構造を成す。バンチトレインの間隔は 5 ms、つまり、その繰り返しは 200 Hz である。ただしこの図に示したのは、衝突点におけるビーム構造であるので、途中でのビームの損失を考えると、少なくともこの 2 倍の陽電子を発生させなければならない。すなわち 1 バンチあたり 2×10^{10} 個の陽電子を作らなければならない。

陽電子は電子の反粒子で、自然の状態では存在しないので、人工的に作りだしてやる必要がある。また、それを有効に利用するためには (特に高エネルギー加速器では)、単に作りだすだけではなく、エネルギーや運動方向のそろったビームを形成してやらなければならない。本稿は、この陽電子ビームの発生方法についてまとめたものである。

陽電子ビームは、物性などの分野でも使われ、電子ビームでは得られなかった情報を得ようとしている。これらの分野での、陽電子ビームの発生方法や利用方法もまた興味ある話であるが、ここでは、このセミナーの性格上、高エネルギー加速器用の陽電子発生装置に話を限らせていただく。なかでも、リニアコライダーを念頭におき、大強度の陽電子ビームの発生に重点をおいて話を進めたい。

大強度の陽電子ビームを作るためには、

- (a) 大量の陽電子を発生させ、
- (b) それを効率良く集める

ことが必要である。本稿では、第2章で陽電子の発生方法について述べ、第3章で発生した陽電子の収集について述べる。第4章では、現在稼働中の高エネルギー加速器用陽電子源の状況と、将来のリニアコライダー用陽電子源の実現可能性について議論する。

2. 陽電子の発生

前述のように、陽電子を利用するためには、人工的に作りだしてやらなければならない。それには、大きく分けて2種類の方法がある。原子核の β^+ 崩壊によるものと、電子-陽電子対生成を利用するものである。

高エネルギー加速器の陽電子発生装置は、電子-陽電子対生成を利用するものが主流であり、2-2節で詳しく述べる。一方、 β^+ 崩壊を利用するものは、これまで小型で低エネルギーの加速器でしか使用されていなかった。しかし、最近、 β^+ 崩壊でもかなり大強度のビームが得られるようになったので、ここで簡単に触れておく。

2-1. 原子核の β^+ 崩壊

β^+ 崩壊をする原子核は、核反応により作りだすのであるが、その代表的反応としては、 (n, γ) 、 (n, p) 反応と (p, n) 反応がある。

(1) (n, γ) 反応または (n, p) 反応

これは原子炉で発生する大量の中性子を、適当な原子核に照射し、核を活性化するものである[7]。この中で、特に注目されているのは、



である。その理由は ${}^{58}\text{Co}$ の半減期が71日と長く、また、 ${}^{58}\text{Ni}$ と ${}^{58}\text{Co}$ は異なる元素であるので、化学的な方法で濃縮ができるからである。この反応で期待できる最大の陽電子発生量は $10^{15} \text{ e}^+/\text{s}$ である。また、



反応では、より大量の陽電子($8 \times 10^{16} \text{ e}^+/\text{s}$)が得られると考えられている。しかし、 ${}^{64}\text{Cu}$ の半減期は12.7

時間と短かく、また、 ${}^{63}\text{Cu}$ と ${}^{64}\text{Cu}$ は同位元素であるので、 ${}^{64}\text{Cu}$ の濃縮は物理的な方法で行うしかない。これを、照射直後の非常にホットな状態で、しかも短時間におこなうことは、不可能ではないにしても、大変困難なことである。

(2) (p, n) 反応

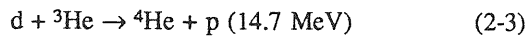
また、 (p, n) 反応によって、 β^+ 崩壊する原子核を作りだす方法もある[8]。その (p, n) 反応の例を、生成された核の β^+ 崩壊の反応式、半減期と共に、表1に示す。

表1. (p, n) 反応による β^+ 崩壊核の生成と崩壊

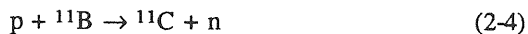
1	$p + {}^{11}\text{B} \rightarrow {}^{11}\text{C} + n$ ($E_T = 2.76 \text{ MeV}$) ${}^{11}\text{C} \rightarrow {}^{11}\text{B} + e^+$ ($\tau_{1/2} = 20 \text{ min.}$)
2	$p + {}^{13}\text{C} \rightarrow {}^{13}\text{N} + n$ ($E_T = 3 \text{ MeV}$) ${}^{13}\text{N} \rightarrow {}^{13}\text{C} + e^+$ ($\tau_{1/2} = 10 \text{ min.}$)
3	$p + {}^{15}\text{N} \rightarrow {}^{15}\text{O} + n$ ($E_T = 3.53 \text{ MeV}$) ${}^{15}\text{O} \rightarrow {}^{15}\text{N} + e^+$ ($\tau_{1/2} = 2.03 \text{ min.}$)
4	$p + {}^{17}\text{O} \rightarrow {}^{17}\text{F} + n$ ($E_T = 3.55 \text{ MeV}$) ${}^{17}\text{F} \rightarrow {}^{17}\text{O} + e^+$ ($\tau_{1/2} = 66 \text{ sec.}$)
5	$p + {}^{18}\text{O} \rightarrow {}^{18}\text{F} + n$ ($E_T = 2.45 \text{ MeV}$) ${}^{18}\text{F} \rightarrow {}^{18}\text{O} + e^+$ ($\tau_{1/2} = 1.87 \text{ hr.}$)
6	$p + {}^{19}\text{F} \rightarrow {}^{19}\text{Ne} + n$ ($E_T = 4.03 \text{ MeV}$) ${}^{19}\text{Ne} \rightarrow {}^{19}\text{F} + e^+$ ($\tau_{1/2} = 18 \text{ sec.}$)
7	$p + {}^{26}\text{Mg} \rightarrow {}^{26}\text{Al} + n$ ($E_T = 5.01 \text{ MeV}$) ${}^{26}\text{Al} \rightarrow {}^{26}\text{Mg} + e^+$ ($\tau_{1/2} = 6.5 \text{ sec.}$)
8	$p + {}^{22}\text{Ne} \rightarrow {}^{22}\text{Na} + n$ ${}^{22}\text{Na} \rightarrow {}^{22}\text{Ne} + e^+$ ($\tau_{1/2} = 2.6 \text{ years}$)

ここで、 E_T は反応のしきい値である。たとえばサイクロトロン等で10 MeV程度に加速した陽子を、表1にあるような原子核に当ててやればよいが、その時の陽電子発生量は100 nA ($= 6 \times 10^{11} \text{ e}^+/\text{s}$)の程度である。

ところが、最近、プラズマ中で作られた高エネルギーの陽子で、表1にあるような原子核をたたいて、大量の陽電子を発生させる方法が提唱されている。特に注目されているのは、重陽子と ^3He のプラズマ核融合反応



である。このプラズマ中で、たとえば、



という反応を起こさせれば、続いて起こる ^{11}C の β^+ 崩壊により陽電子が得られる。これにより期待される陽電子の発生量は $100 \mu\text{A} (= 6 \times 10^{14} \text{ e}^+/\text{s})$ の程度である。

以上のように、 β^+ 崩壊により大量の陽電子を発生させることは可能であるが、これは時間的に連続に発生しているものである。一方、リニアコライダーは大輝度のパルス状ビームを必要とする。たとえば、JLC の一つのバンチトレインを考えてみよう。この場合、 12.6 ns の間に 2×10^{11} 個の陽電子を発生させなければならない。ところが、 β^+ 崩壊では、最大強度の場合 ($8 \times 10^{16} \text{ e}^+/\text{s}$) でも、 12.6 ns の間には

1×10^9 個の陽電子しか発生しない。従って、 β^+ 崩壊による大強度陽電子源は、リニアコライダーよりも、むしろ duty factor の高い加速器にとって有用なものになると思われる。

2-2. 電子-陽電子対生成

現在の高エネルギー加速器は、陽電子ビームを発生させるのに、電子-陽電子対生成反応を利用している。以下の話の参考のために、その陽電子発生装置の模式図を図2にあげておく。発生装置の主要要素は、(a) 電子を数百 MeV から数十 GeV に加速するリニアック、(b) 電子を当てて、電子-陽電子対生成を起こさせる変換ターゲット、(c) 生成した陽電子を収集するシステム、および (d) 陽電子を加速するリニアックである。この方式であると、発生する陽電子ビームは、一次電子ビームと同じバンチ構造を持つことになる。

(1) 電磁カスケードシャワー

電子が物質中に飛び込むと、制動放射や、原子の励起あるいはイオン化により、エネルギーを失う。ターゲットの温度の上昇は、主にこの励起やイオン化により失われたエネルギーによるものである。一方、制動放射により放出された光子は、そのエネル

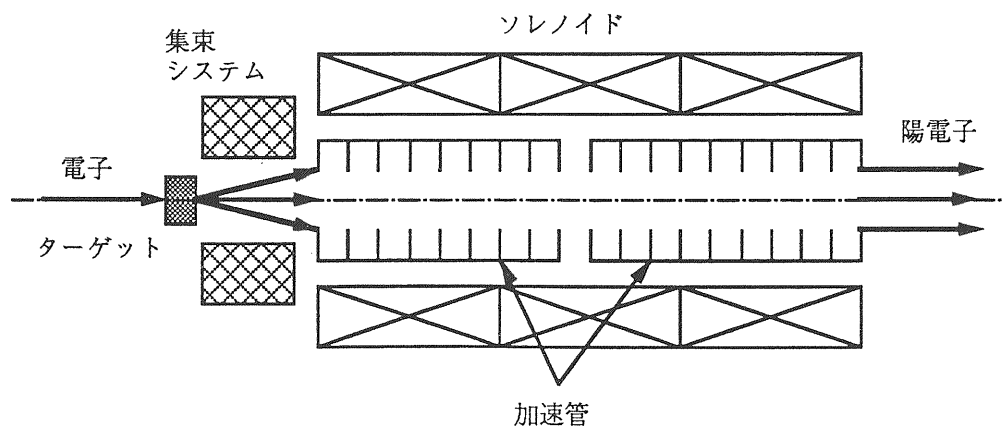


図2. 陽電子発生装置の模式図

ギーが十分に高ければ周囲の原子核と相互作用して、電子と陽電子の対を作りだす。さらに二次的に作られた電子や陽電子も制動放射により光子を出し、その光子がさらに電子-陽電子対を作りだすという過程を繰り返し、入射電子のエネルギーが高ければ、多数の電子-陽電子対が発生することとなる。この現象を電磁カスケードシャワーという(図3)。また、その発生機構から明らかなように、電子の代わりに高エネルギーの光子をターゲットに照射することによってもシャワーを起こすことができる。陽電子ビームを作りだすためには、シャワーで作られた電子-陽電子対のうち陽電子のみを集めてやればよい。

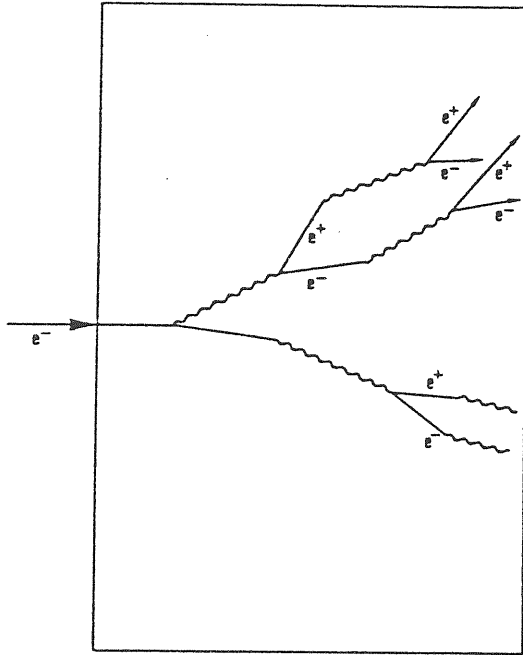


図3. 電子による電磁カスケードシャワー

制動放射の微分断面積は

$$\frac{d\sigma_{\text{Brem}}(Z, E_0, k)}{dk} = \frac{A'(Z, E_0) r_e^2 \alpha Z(Z + \xi(Z))}{k} \times \left[\left(1 + \left(\frac{E}{E_0}\right)^2\right) [\phi_1(\delta) - \frac{4}{3} \ln Z - (4f_c(Z) \text{ if } E_0 > 50.0)] \right]$$

$$- \frac{2}{3} \frac{E}{E_0} [\phi_2(\delta) - \frac{4}{3} \ln Z - (4f_c(Z) \text{ if } E_0 > 50.0)] \quad (2-5)$$

である[9]。ただし

E_0 : 入射電子のエネルギー (MeV)

$\alpha = 1/137$

r_e : 古典的電子半径

k : 光子エネルギー (MeV)

E : 電子エネルギー (MeV)

Z : ターゲット物質の原子番号

$$\delta = \frac{136}{Z^{1/3}} \frac{k m}{E_0 E} \quad (2-6)$$

$\phi_1(\delta), \phi_2(\delta)$: the screening functions

$f_c(Z)$: the Coulomb correction term

m : 電子の静止質量 (MeV)

である。

また、対生成の微分断面積は

$$\frac{d\sigma_{\text{pair}}(Z, k, E_+)}{dE_+} = \frac{A'_p(Z, k) r_e^2 \alpha Z(Z + \xi(Z))}{k^3} \times \left\{ (E_+^2 + E_-^2) [\phi_1(\delta) - \frac{4}{3} \ln Z - (4f_c(Z) \text{ if } k > 50.0)] + \frac{2}{3} E_+ E_- [\phi_2(\delta) - \frac{4}{3} \ln Z - (4f_c(Z) \text{ if } k > 50.0)] \right\} \quad (2-7)$$

である。ただし、 E_+, E_- は、それぞれ、陽電子と電子のエネルギーで、また

$$\xi = \ln(1440 Z^{-2/3}) / \ln(183 Z^{-1/3}) \quad (2-8)$$

$$\delta = \frac{136}{Z^{1/3}} \frac{k m}{E_+ E_-} \quad (2-9)$$

で、 A', A'_p は経験的な補正因子である。

上の式から分かるように、制動放射の微分断面積も、対生成の微分断面積も、原子番号が大きくなると急激に増大する関数である。このため、陽電子発生用のターゲットとしては、原子番号の大きなタン

グステン (Z=74) やタンタル (Z=73) が使用されることが多い。

(2) 解析的な近似式

電磁シャワーの解析をする場合、現在では良いシミュレーションコードがあるので、それを使用するのが一般的である。ただし、解析的に得られた近似式も、設計の初期段階で全体の概略をつかむためには便利であるので、ここにあげておく[10]。

電磁シャワーが最大になる位置は、入射粒子が電子の場合、

$$T_{\max}^e = 1.01[\ln(E_0/\epsilon_0) - 1] \quad (2-10)$$

であり、光子が入射した場合は、

$$T_{\max}^\gamma = 1.01[\ln(E_0/\epsilon_0) - \frac{1}{2}] \quad (2-11)$$

である。ただし、 E_0 は入射粒子のエネルギーで、 ϵ_0

はターゲット物質に固有の critical energy (制動放射によるエネルギー損失と、原子の励起やイオン化によるエネルギー損失が等しくなるエネルギー) である。表2に、いくつかの物質の critical energy を放射長 (radiation length) と共にあげておく。

また、シャワー最大の位置での二次粒子の数は、入射粒子が電子の場合、

$$\Pi_{\max}^e = \frac{0.31}{[\ln(E_0/\epsilon_0) - 0.37]^{1/2}} \frac{E_0}{\epsilon_0} \quad (2-12)$$

で与えられ、光子の場合は、

$$\Pi_{\max}^\gamma = \frac{0.31}{[\ln(E_0/\epsilon_0) - 0.18]^{1/2}} \frac{E_0}{\epsilon_0} \quad (2-13)$$

で与えられる。これより分かることは、発生する陽電子の数は、入射粒子のエネルギーにほぼ比例して

表2. 各種の物質の radiation length と critical energy (参考文献 [11] より)

Material	Z	A	Radiation length		Critical energy (MeV)
			g/cm ²	cm	
H	1	1.008	62.8	7500 (m)	350
He	2	4.003	93.1	5600 (m)	250
Li	3	6.940	83.3	156	138
C	6	12.010	43.3	16.9 (Graphite)	79
N	7	14.008	38.6	331 (m)	85
O	8	16.000	34.6	258 (m)	75
Al	13	26.980	24.3	9.10	40
Si	14	28.090	22.2	9.52	37.5
Fe	26	55.85	13.9	1.77	20.7
Cu	29	63.54	13.0	1.46	18.8
Br	35	79.916	11.5	3.71	15.7
Ag	47	107.988	9.0	0.86	11.9
I	53	126.910	8.5	1.74	10.7
W	74	183.92	6.8	0.35	8.08
Pb	82	207.21	6.4	0.57	7.40

多くなるということである。ただし、この式の与える値自身は、より精度の高い計算やモンテカルロシミュレーションの値に比べてかなり大きいので注意が必要である。

(3) モンテカルロ-シミュレーション

式(2-5)や(2-7)からも分かるように、電磁シャワーは非常に複雑な現象であるので、解析的な方法では、実際の装置の設計に有用な情報を得ることは困難である。幸いなことに、現在では、EGS4 という電磁シャワーの優秀なシミュレーション-コードが利用できる[9]。特に、大強度陽電子源を設計するには、次章に述べる収集システムやその下流の加速管中の陽電子の運動を、粒子一個一個について調べ

ることが重要である。このためには、シミュレーション-コードの使用が不可欠である。図4に、シミュレーションの結果の一部を示す。

これは、33 GeV の電子を、厚さ 2.5 cm のタングステンの平板に入射したものと計算を行ったものである。図4(a)の横軸は、電子1個あたりの陽電子の発生数、縦軸は、その事象の頻度である。つまり、33 GeV の電子を1個入射すると、70-100個の陽電子が発生するわけである。また、(b)はz方向の運動量分布、(c)は横方向の運動量分布である。z方向の運動量分布の裾は100 MeV/c 以上まで伸びており、また、横方向運動量もかなり高くまで広がった分布を持っていることがわかる。

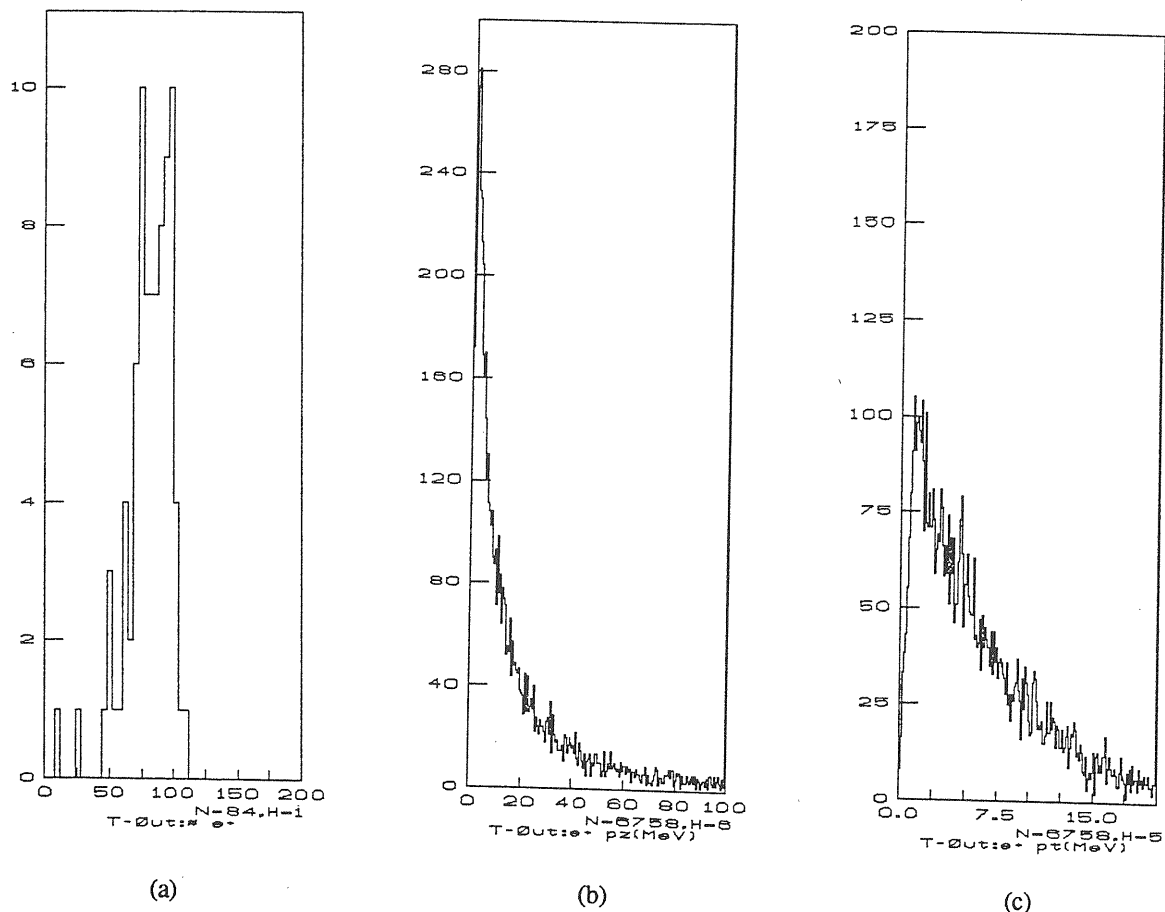


図4. シミュレーションの結果：(a) 入射電子1個あたりの発生陽電子数の頻度分布、(b) 陽電子のz方向の運動量分布、(c) 陽電子の横方向の運動量分布

(4) ターゲットの温度上昇の問題

前述のように、イオン化で失われたビームのエネルギーはターゲットの温度を上昇させる。陽電子の発生量を多くするためには、一次電子ビームのパワーを大きくすればいいが、これはターゲットの温度上昇の問題につながってくる。特にリニアコライダーで要求されるような大強度陽電子源の場合、この問題は深刻である。

ターゲットの温度上昇を定量的に扱うには、イオン化による電子ビームのエネルギー損失を知らなければならぬが、これはEGS4プログラムにより計算することができる。このとき便利なのが、

$$\frac{1}{E} \frac{dE}{dV} \quad (2-14)$$

という量である。これは、単位体積あたりターゲットが吸収するエネルギー (dE/dV) を電子ビームの全エネルギー E で割ったものである。従って、これは入射ビームの強度 (パワー) には依存しない量である。

これを使うと、ターゲットのパルス的な温度上昇は、次式で表される。

$$\Delta T_p = \frac{NE_0}{\rho C_p} \left(\frac{1}{E} \frac{dE}{dV} \right) \quad (2-15)$$

ただし、Nはパルスあたりの電子の数、E₀はビームのエネルギー、C_pはターゲット物質の熱容量、ρは密度である。一般的に言って、原子番号の大きな物質に細いビームが当たると、温度上昇は非常に大きくなる。

図5に、温度上昇についての計算結果を示す。これは、5 × 10¹⁰ 個の 50 GeV の電子がタングステンターゲットに入射したものとして、深さ 5 < z < 6 放射長の部分について、温度上昇を計算したものである。各記号は入射ビームの径を示す。[×: 0.05 mm、◇: 0.10 mm、+: 0.5 mm、□: 1.0 mm] この図からも分かるように、温度上昇はすぐに数百度以上の大きさになるのである。

この温度上昇でターゲット物質が溶けないことも、もちろん重要であるが、それよりもっと問題になるのが、ビームの当たった部分のみが瞬間的に高温になることによる熱応力である。

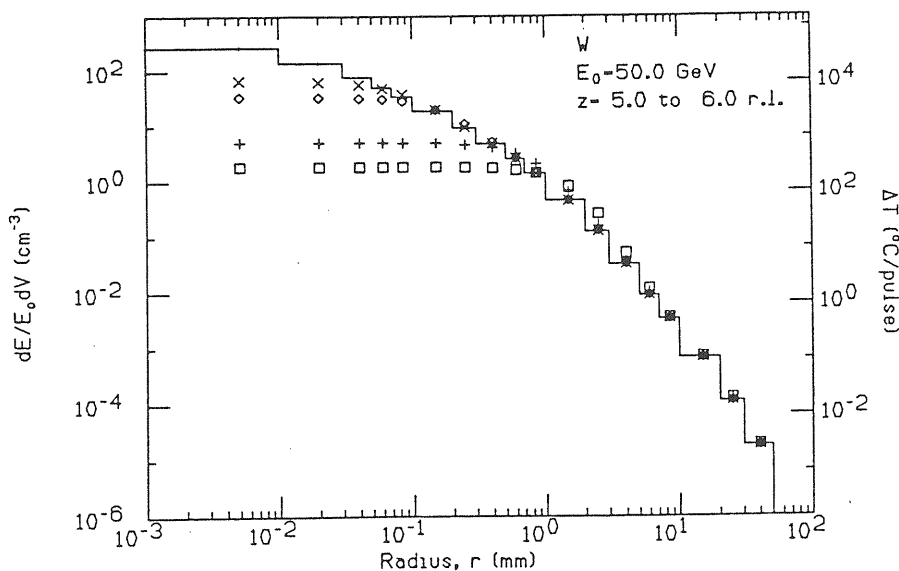


図5. ターゲットが吸収するエネルギーと温度上昇

[W. R. Nelson and S. Ecklund, SLAC-CN-135(1981) の結果を、参考文献 [4] より引用]

ここでは簡単のために、ビーム軸方向に伸びた、半径 b の円筒上ターゲットを考える。すると、応力の式は

$$\sigma_r = \frac{\alpha E}{1-\nu} \left(\frac{1}{b^2} \int_0^b T(r) r dr - \frac{1}{r^2} \int_0^r T(r) r dr \right) \quad (2-16)$$

$$\sigma_\theta = \frac{\alpha E}{1-\nu} \left(\frac{1}{b^2} \int_0^b T(r) r dr + \frac{1}{r^2} \int_0^r T(r) r dr - T(r) \right) \quad (2-17)$$

$$\sigma_z = \frac{\alpha E}{1-\nu} \left(\frac{2\nu}{b^2} \int_0^b T(r) r dr - T(r) \right) \quad (2-18)$$

となる[4]。ただし、 α は膨脹率、 E は弾性率、 ν はポアソン比 (0.25 - 0.3 程度) である。そして、応力の最大値は、

$$\sigma_{\max} = \frac{\alpha E T_{\max}}{2(1-\nu)} \quad (2-19)$$

程度である。ターゲット物質の選択の際には、この値が重要な指標になる。

また、ターゲットがパルス的な温度上昇による熱応力に耐えられたとしても、パルスの繰り返しが多くなると、冷却が追いつかなくなり溶解してしまうことになる。これを避けるためには、回転ターゲットの使用が必要となる。これは、回転する円盤の円周部にターゲット物質を配置し、ビームパワーを円周部に分散させて、連続運転による定常的な温度上昇を低くおさえようというものである[12]。

(5) 放射線の問題

また、シャワーで多数作られた光子、電子、陽電子のうち、うまく収集されビームとして加速される極一部のもの以外は、大量の放射線源となる[13]。従って、ターゲット周囲およびターゲット室の放射線シールドには、十分な注意を払わなければならない。ターゲット自身や、ターゲット周囲の構造物の放射

化の問題もある。短時間に修理や保守ができる構造にすることは、装置の設計の際、一般に考慮しなければならないことであるが、装置が放射化されている場合は、特に重要となる。放射化の程度によっては、遠隔操作装置等が必要になるかもしれない。また、冷却水や空気の放射化、オゾンの生成なども考慮しておかなければならない。これらの問題は EGS4 を使用すれば、定量的に扱うことができる。人体の安全に関することだけに、十分な考察を行うことが必要である。

(6) 光子による電磁カスケードシャワー

この節の冒頭の図 2 に示したように、現在の高エネルギー用の陽電子源はすべて、変換ターゲットに電子ビームを当てて電磁シャワーを発生させ、陽電子を作りだしている。ターゲットの温度上昇等については、そのことを念頭に議論を行ってきた。しかし、前述のように、電子の代わりに高エネルギーの光子をターゲットに照射することによってもシャワーを起こすことができる。この高エネルギー光子の発生方法としては、(a) らせん形アンジュレーターを使用するものと、(b) 結晶中のチャネリング現象を利用するものの二種類が提唱されている。

らせん形アンジュレーター (helical undulator)

らせん形アンジュレーターを使用する方法は、VLEPP 計画の偏極電子/陽電子源として、提唱されているものである[14]。これは、高エネルギーの電子または陽電子がらせん形アンジュレーターを通過するときに生じる、円偏光した光子を変換ターゲットに当てて、偏極した陽電子および電子を発生させようというものである。

偏極陽電子が得られるのは、非常に魅力的であるが、発生粒子数と入射粒子数の比を 1 以上にするためには、150 GeV 以上の一次電子/陽電子ビームと、周期が 1cm で全長 100 m 以上のらせん形アンジュレーターが必要である。

従って、これはビームあたり数百 GeV 以上のリニアコライダーが実現し、非偏極陽電子ビームでの測定が一段落して次のステップに進む際に考慮するオプションであると思われる。

チャネリング

高エネルギー光子を発生させるもう一つの方法は、チャネリング現象を利用するものである。電子が結晶に入射するとき、その軸または面にはほぼ平行に入射すれば、電子は結晶原子と小角散乱を繰り返し、原子とほとんど衝突することなく原子間をその結晶軸または面に沿って進む。この現象をチャネリングという。

このとき電子はその進行方向に、光子を放出する。その強度は、通常の制動放射の場合の数倍から数十倍に達する。この光子を変換ターゲットに照射して、陽電子を発生させようというのは、アンジュレータの場合と同様である。

Chehab 達の計算によると、20 GeV の電子ビームを Ge か Si の結晶に入射し、SLC 型の集束システムを使用すれば、1 以上の陽電子/電子比を得ることが可能であるとのことである[15]。

この方法の利点は、結晶や変換ターゲットの温度上昇が、通常の方式に比べて小さいことである。しかし、結晶が高エネルギーの電子ビームに対して、放射線損傷を起こさずに耐えられるかどうかのテストはまだ行われていない。実現可能かどうかの判断には、数十 GeV で大強度の電子ビームによるテストの結果を待たなければならない。

3. 陽電子の収集

大強度の陽電子ビームを作るためには、発生した陽電子をできるだけ効率よく収集することが大切である。収集の方法には、ビーム軸方向の磁場を利用するものと、 ϕ 方向の磁場を利用するものがある。

ビーム軸方向の磁場を利用するものとしては、Quarter wave transformer (QWT) と Adiabatic device (AD) があげられる。

電磁シャワーの横方向の広がり、入射電子ビームの広がりと同程度で、数 mm の大きさであるが、発生した陽電子の横方向運動量はかなり大きい。つまり、陽電子は変換ターゲットの数 mm のスポットから、散開するように出てくる。ところが、すぐ下流の加速管のビームホールの直径は S-バンドの場合、20 mm ほどあり、しかも、加速管では、横方向運動量の小さなほぼ平行なビームしか加速することができない。このことを位相空間の図で示すと、ターゲットより発生する陽電子のエミッタンスは、図 6 の縦長の楕円の両側に接する 2 本の直線の間の領域である。この 2 本の直線は、実は非常に縦長の楕円の一部なのである。一方、加速管のアクセプタンスは同図の横長の楕円である。陽電子の収集効率を上げるには、位相空間上で縦長に分布した陽電子を、横長の分布に変換してやらなければならない。そうすれば、同図の縦長の楕円の部分が、加速管のアクセプタンス内に入るわけである。つまり、陽電子の集束システムは、位相空間における変換装置であるということもできる。

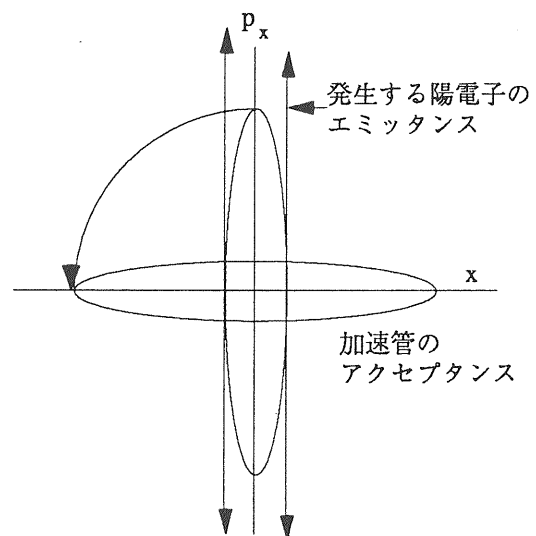


図 6. 位相空間における変換 [QWT の場合]

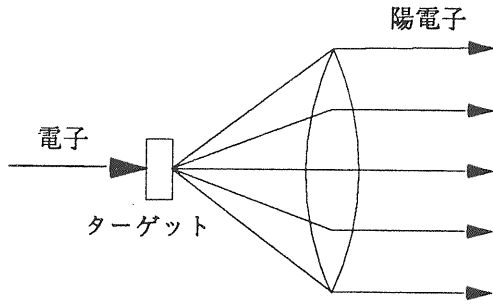


図7. 集束装置の模式図

また、発生した陽電子のエミッタンスと加速管のアクセプタンスの間の整合 (matching) をとる装置であると考えて、matching device と言うこともある。

これを、もっと単純化して示すと、図7のようになる。もっとも、この描像は、3-4節で述べるレンズの場合に、より良くあてはまるもので、ソレノイドを使用した場合、軌跡はこのような単純なものではない。しかし、その目的とする働きは同じものである。

3-1. ソレノイド磁場について

現在、陽電子ビーム発生装置で、一般に使用されているのは、ソレノイドによって作りだされた、ビーム軸に平行な磁場による集束作用であるので、ここでソレノイド磁場中での陽電子の運動について少し説明をしておく。

ビーム軸 (z 軸) に対して軸対称な磁場のベクトルポテンシャルは次式で与えられる[2]。

$$A_r = A_z = 0 \quad (3-1)$$

$$A_\phi = \frac{r}{2} B(z) - \frac{1}{16} r^3 \frac{d^2 B(z)}{dz^2} \quad (3-2)$$

磁場 \vec{B} は、ベクトルポテンシャルより

$$\vec{B} = \nabla \times \vec{A} \quad (3-3)$$

で与えられ、 $B(z)$ は z 軸上での \vec{B} の z 成分を表す。この磁場中を陽電子が運動する場合のラグランジアンは

$$L = -m_0 c^2 \sqrt{1 - v^2/c^2} - e(V - \vec{A} \cdot \vec{v}) \quad (3-4)$$

であり、円筒座標で書くと

$$L = -m_0 c^2 \sqrt{1 - \frac{((dr/dt)^2 + r^2(d\phi/dt)^2 + (dz/dt)^2)}{c^2}} - e \left(V - r^2 \frac{d\phi}{dt} \frac{B}{2} \right) \\ = -m_0 c^2 \sqrt{1 - \frac{(r'^2 + r^2 \phi'^2 + z'^2)}{c^2}} - e \left(V - r^2 \phi' \frac{B}{2} \right) \quad (3-5)$$

となる。これから直ちにわかることは

$$p_\phi = \text{constant.} \quad (3-6)$$

が成り立つことで、これは、角運動量の保存を表している。陽電子の運動方程式はラグランジュの方程式

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_j} \right) - \frac{\partial L}{\partial q_j} = 0 \quad (3-7)$$

で与えられる。直角座標を用いて書き表すと、

$$\frac{d}{dz} \left(P \frac{dx}{dz} - \frac{eB}{2} y \right) = \frac{eB}{2} \frac{dy}{dz} \quad (3-8)$$

$$\frac{d}{dz} \left(P \frac{dy}{dz} + \frac{eB}{2} x \right) = - \frac{eB}{2} \frac{dx}{dz} \quad (3-9)$$

ただし、 P は運動量の大きさを表す。

$$P = m_0 c \sqrt{\gamma^2 - 1} \quad (3-10)$$

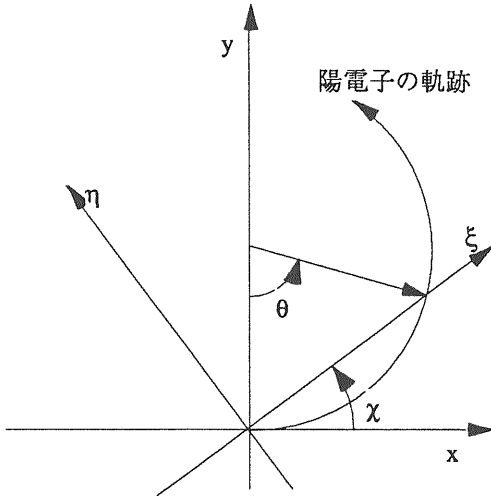


図8. 回転座標系

このような系の運動を記述するには、回転座標を用いるのが便利である。回転の角度を、ラーマー角

$$\chi = \int_0^z \frac{eB}{2P} dz \quad (3-11)$$

とすると(図8)、4次元位相空間の変換は

$$\begin{bmatrix} \xi \\ p_\xi \\ \eta \\ p_\eta \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \chi & 0 & \sin \chi & 0 \\ 0 & \cos \chi & 0 & \sin \chi \\ -\sin \chi & 0 & \cos \chi & 0 \\ 0 & -\sin \chi & 0 & \cos \chi \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x \\ p_x \\ y \\ p_y \end{bmatrix} \quad (3-12)$$

で与えられる。

この回転座標系を使えば運動方程式は、

$$p'_\xi = \frac{d}{dz}(P\xi') = -\left(\frac{eB}{2}\right)^2 \frac{\xi}{P} \quad (3-13)$$

$$p'_\eta = \frac{d}{dz}(P\eta') = -\left(\frac{eB}{2}\right)^2 \frac{\eta}{P} \quad (3-14)$$

となり、二つに分離することができる。この二式を書きかえてみると、

$$\xi'' + \frac{P'}{P}\xi' + \left(\frac{eB}{2P}\right)^2 \xi = 0 \quad (3-15)$$

$$\eta'' + \frac{P'}{P}\eta' + \left(\frac{eB}{2P}\right)^2 \eta = 0 \quad (3-16)$$

となる。

磁場の強さ B が一定で、しかも加速電場が存在しない場合は、上の式は、角周波数 $eB/2P$ で振動する調和振動子を表す。従って、例えば (ξ, p_ξ) 平面における変換行列は、

$$\begin{bmatrix} \xi \\ p_\xi \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \chi & \frac{2}{eB} \sin \chi \\ -\frac{eB}{2} \sin \chi & \cos \chi \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \xi_0 \\ p_{\xi 0} \end{bmatrix} \quad (3-17)$$

となる。位相空間の各平面上でのハミルトニアンは、それぞれ

$$H_1 = \frac{eBc}{4P} \left[\frac{eB}{2} \xi^2 + \frac{2}{eB} p_\xi^2 \right] \quad (3-18)$$

$$H_2 = \frac{eBc}{4P} \left[\frac{eB}{2} \eta^2 + \frac{2}{eB} p_\eta^2 \right] \quad (3-19)$$

となる。ここで $\omega = (eBc)/(4\pi P)$ という量を定義すると、

$$\frac{H}{\omega} = \pi \left[\frac{eB}{2} \xi^2 + \frac{2}{eB} p_\xi^2 \right] \quad (3-20)$$

は、断熱不変量 (adiabatic invariant [3-3 節参照]) となる。従って、

$$\left(\frac{eB}{2}\right)^2 (\xi^2 + \eta^2) + (p_\xi^2 + p_\eta^2) = \text{const.} \quad (3-21)$$

と書くことができ、変数を $[x, p_x; y, p_y]$ に変換すると

$$\left(\frac{eB}{2}\right)^2 (x^2 + y^2) + (p_x^2 + p_y^2) = \text{const.} \quad (3-22)$$

となる。このことは、位相空間における超楕円体の体積が不変であることを表している。(Liouvilleの定理)

3-2. Quarter wave transformer (QWT)

この方式は、現在、陽電子加速器で広く採用されているものである。図9は、QWTの軸上での磁場の強さを表したものである。ターゲット直後に短い強い磁場の部分があり、それに長いソレノイド磁場の部分が続く。この強さ B_2 の長いソレノイドの中には、加速管が組み込まれている。

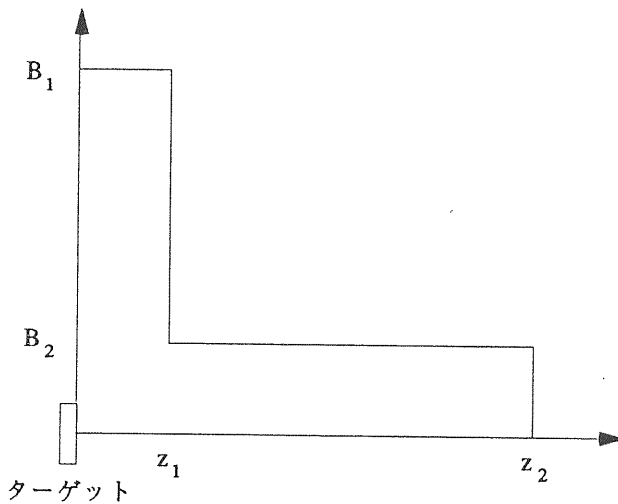


図9. QWTの磁場の強さ

QWTの性能を調べるために、加速管の中を通過している陽電子を考える。すると、式(3-22)より、

$$(x^2 + y^2) + \left(\frac{2}{eB_2}\right)^2 (p_x^2 + p_y^2) = C \quad (3-23)$$

と書ける。ただし、Cはある定数である。z=0では、

$$x_0 = \xi_0, p_{x0} = p_{\xi_0}, y_0 = \eta_0, p_{y0} = p_{\eta_0} \quad (3-24)$$

であるので、x, p_x, y, p_y は

$$\begin{bmatrix} x \\ p_x \\ y \\ p_y \end{bmatrix} = \bar{R}^{-1} \begin{bmatrix} \bar{A}_2(\chi - \chi_1) & 0 \\ 0 & \bar{A}_2(\chi - \chi_1) \end{bmatrix}$$

$$\times \begin{bmatrix} \bar{A}_1(\chi_1) & 0 \\ 0 & \bar{A}_1(\chi_1) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_0 \\ p_{x0} \\ y_0 \\ p_{y0} \end{bmatrix} \quad (3-25)$$

で与えられる。ただし、 \bar{R} は式(3-12)の4×4行列、 \bar{A}_i は式(3-17)の2×2行列である。iは、磁場の強さが B_1 であるか B_2 であるかを表し、また、 χ_1 は最初のレンズ B_1 部のラーマー角である。

ここで、計算を簡単にするために、

$$X = x + iy, \quad P_X = p_x + ip_y \quad (3-26)$$

と定義すると、式(3-25)は

$$\begin{bmatrix} X \\ P_X \end{bmatrix} = e^{i\chi} \bar{A}_2(\chi - \chi_1) \bar{A}_1(\chi_1) \begin{bmatrix} X_0 \\ P_{X0} \end{bmatrix} \quad (3-27)$$

となる。また、式(3-23)の左辺は、

$$\begin{aligned} & XX^* + \left(\frac{2}{eB_2}\right)^2 P_X P_X^* \\ &= \begin{bmatrix} X^* & P_X^* \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \left(\frac{2}{eB_2}\right)^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} X \\ P_X \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (3-28)$$

となる。式(3-27)と式(3-28)より、

$$\begin{aligned} & XX^* + \left(\frac{2}{eB_2}\right)^2 P_X P_X^* \\ &= \left(\cos^2 \chi_1 + \left(\frac{B_1}{B_2}\right)^2 \sin^2 \chi_1 \right) X_0 X_0^* \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \left[\left(\frac{2}{eB_1} \right)^2 \sin^2 \chi_1 + \left(\frac{2}{eB_2} \right)^2 \cos^2 \chi_1 \right] P_{X_0} P_{X_0}^* \\
& + \frac{2}{eB_1} \sin \chi_1 \cos \chi_1 \left[1 - \left(\frac{B_1}{B_2} \right)^2 \right] (X_0^* P_{X_0} + X_0 P_{X_0}^*)
\end{aligned} \tag{3-29}$$

が得られる。

長いソレノイド部分の中には、加速管が設置されているので、陽電子がそこを通り抜ける条件は

$$XX^* \leq a^2 \tag{3-30}$$

である。ただし、 a は加速管のビームホールの半径である。従って、

$$C - \left(\frac{2}{eB_2} \right)^2 P_X P_X^* \leq a^2 \tag{3-31}$$

となり、円柱座標で表すと、

$$C - \left(\frac{2}{eB_2} \right)^2 \left[p_r^2 + \frac{p_\phi^2}{r^2} \right] \leq a^2 \tag{3-32}$$

である。これより得られるのが、

$$C = a^2 + \left(\frac{2}{eB_2} \right)^2 \frac{p_\phi^2}{a^2} \tag{3-33}$$

である。

式(1-1)に、 $\chi_1 = \pi/2$ を代入し、座標を円柱座標で表すと次の式が得られる。

$$\begin{aligned}
& \left(\frac{B_1}{B_2} \right)^2 \left(\frac{r_0}{a} \right)^2 + \left(\frac{p_{r0}}{eB_1 a} \right)^2 \\
& + \left(\frac{p_{\phi 0}}{eB_1 a^2} \right)^2 \left[\frac{1}{\left(\frac{r_0}{a} \right)^2} - \frac{1}{\left(\frac{B_2}{B_1} \right)^2} \right] = 1
\end{aligned} \tag{3-34}$$

ここで、次のように定義すると[16]、

$$\frac{r_0}{a} = \rho, \quad \frac{p_{r0}}{eB_1 a} = \zeta, \quad \frac{p_{\phi 0}}{eB_1 a^2} = \Phi \tag{3-35}$$

式(3-34)は、

$$\left(\frac{B_1}{B_2} \right)^2 \rho^2 + \zeta^2 + \Phi^2 \left[\frac{1 - \left(\frac{B_1}{B_2} \right)^2 \rho^2}{\rho^2} \right] = 1 \tag{3-36}$$

となる。この超楕円体で囲まれる体積は、

$$V = 2\pi^2 \left(\frac{eB_1 a^2}{2} \right)^2 \int_0^{\rho_{\max}} \sqrt{1 - \left(\frac{B_1}{B_2} \right)^2 \rho^2} \rho^2 \rho d\rho \tag{3-37}$$

積分範囲は

$$\rho = \frac{r_0}{a} \leq \frac{B_2}{B_1} \tag{3-38}$$

である。この式は、ターゲット位置での半径方向のアクセプタンスを与えるものである。式(3-37)の積分値は

$$V = \frac{2\pi^2}{3} \left(\frac{eB_2 a^2}{2} \right)^2 \tag{3-39}$$

となる。従って、QWTのアクセプタンスは、加速管のビームホールの大きさと、ソレノイド磁場の強さによって決る。ただし、これはラーマー角が $\chi_1 = \pi/2$ の場合、すなわち、磁場 B_1 のレンズ部で陽電子の軌跡が半円を描く場合の話である。ターゲットから発生する陽電子の運動量は連続スペクトルを持っているので、QWTの全アクセプタンスを得るには、 χ_1 を固定せずに考えなければならない。この時の、位相空間における超楕円体の方程式は、式(3-29)および(3-33)より、

$$\begin{aligned}
& \left[\cos^2 \chi_1 + \left(\frac{B_1}{B_2} \right)^2 \sin^2 \chi_1 \right] r_0^2 \\
& + \left[\left(\frac{2}{eB_1} \right)^2 \sin^2 \chi_1 + \left(\frac{2}{eB_2} \right)^2 \cos^2 \chi_1 \right] \left(p_{r0}^2 + \frac{p_{\phi 0}^2}{r_0^2} \right) \\
& + \frac{4}{eB_1} \sin \chi_1 \cos \chi_1 \left[1 - \left(\frac{B_1}{B_2} \right)^2 \right] r_0 p_{r0} \\
& = a^2 + \left(\frac{2}{eB_2} \right)^2 \frac{p_{\phi 0}^2}{a^2} \tag{3-40}
\end{aligned}$$

となる。この超楕円体の体積は、

$$\begin{aligned}
V(\chi_1) &= \frac{2\pi^2}{3} \left(\frac{eB_2 a^2}{2} \right)^2 \\
& \times \left[1 - \left(1 - \frac{1}{\sin^2 \chi_1 + \left(\frac{B_1}{B_2} \right)^2 \cos^2 \chi_1} \right)^{3/2} \right] \tag{3-41}
\end{aligned}$$

である。

QWTの角度アクセプタンスは、

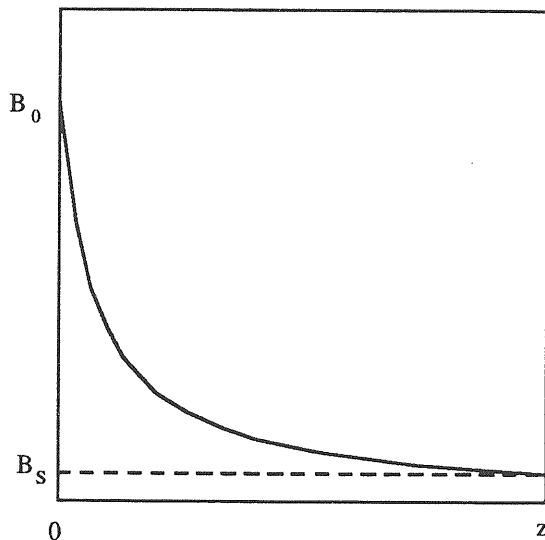


図 10. AD の z 軸上での磁場の強さ

$$\theta_{\max} = \frac{eB_1 a}{2P} \left[1 + \frac{B_2}{B_1} \right] \tag{3-42}$$

で与えられる[1]。

3-3. Adiabatic device (AD)

これは SLAC や Orsay で使われているもので、図 10 に示すように、なめらかに変化する磁場レンズ部と、それに続くソレノイド磁場部からなる。ソレノイドの中には、QWT の場合と同様、加速管が設置される。

ここでは、まず断熱不変量 (adiabatic invariant) の説明を行い、その後で集束装置の説明を行う。

(1) 断熱不変量

一般に、各座標が周期的に変化をする場合、作用積分 J_i は

$$J_i = \oint p_i dq_i \tag{3-43}$$

で定義される。ただし、 q_i 、 p_i は、それぞれ、一般化正準座標および正準運動量で、積分は座標の完全な一周期について行う。このとき、系の変化が運動の周期に比べてゆるやかであり、変化が周期に無関係である場合 (これを断熱変化という)、作用積分は不変量であることが証明されている。

先に述べたように、一様な静磁場 \vec{B} 内における荷電粒子の横方向の運動は、円運動であり周期的である。この横方向の運動に対する作用積分は、

$$J = \oint \vec{P}_\perp \cdot d\vec{l} \tag{3-44}$$

である。ただし、 \vec{P}_\perp は正準運動量の横成分であり、三次元運動量の横成分 \vec{p}_\perp で表すと、

$$\vec{P}_\perp = \vec{p}_\perp + e\vec{A} \tag{3-45}$$

で、また $d\vec{l}$ は粒子の円軌道に沿う方向の線要素である。従って、

$$J = \oint m_0 \gamma \vec{v}_\perp \cdot d\vec{l} + e \oint \vec{A} \cdot d\vec{l} \quad (3-46)$$

$$= 2\pi m_0 \gamma \omega_0 r_0^2 + e \int_S \vec{B} \cdot d\vec{S} \quad (3-47)$$

となる。ただし、 ω_0 と r_0 は、それぞれ、円運動の角周波数と半径である。ここで、第一項の変形には、 \vec{v}_\perp と $d\vec{l}$ が平行であることを利用し、第二項の変形には、ストークスの定理と $\vec{B} = \nabla \times \vec{A}$ を使用した。さらに最後の面積分に関しては、線要素 $d\vec{l}$ は \vec{B} に対して反時計方向を向いているから、面要素 $d\vec{S}$ は \vec{B} に平行で向きは反対である。従って、

$$\int_S \vec{B} \cdot d\vec{S} = -\pi r_0^2 B \quad (3-48)$$

また、 $\omega_0 = eB/m_0\gamma$ を用いると、

$$J = 2\pi m_0 \gamma (eB/m_0\gamma) r_0^2 - e\pi r_0^2 B = e(B\pi r_0^2) \quad (3-49)$$

となる。 $B\pi r_0^2$ は粒子の軌道をつらぬく磁束である。従って、 B の変化が断熱的である場合、 J は断熱不変量であり、 $B r_0^2$ が不変量となる。すなわち、 B が減少すると、 $B r_0^2$ を不変に保つため、半径 r_0 は増加する。また、横方向運動量 p_\perp に着目すると、 $p_\perp = eB r_0$ であるので、

$$J = \frac{\pi p_\perp^2}{eB} \quad (3-50)$$

となる。これは、 B の減少にともなって、 p_\perp も減少することを示している。

(2) Adiabatic device (AD) [集束装置]

パラメーター $B(z)$ がゆっくり変化する場合は、式(1-1)はWKB近似で解くことができる。回転座標系における変換行列は

$$\begin{bmatrix} \xi \\ p_\xi \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \left[\frac{B_0}{B}\right]^{1/2} \cos \phi & \frac{2}{e[B_0 B]^{1/2}} \sin \phi \\ -\frac{e[B_0 B]^{1/2}}{2} \sin \phi & \left[\frac{B}{B_0}\right]^{1/2} \cos \phi \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \xi_0 \\ p_{\xi_0} \end{bmatrix} \quad (3-51)$$

となる[2]。 $B(z)$ の変化がゆっくりである、つまりWKB近似が成り立つための条件は

$$\varepsilon = \frac{P}{eB^2} \frac{dB}{dz} \ll 1 \quad (3-52)$$

である。

z 軸上の磁場の強さの変化は、上式の積分により得られる。すなわち、

$$B(z) = \frac{B_0}{1 + \mu z} \quad (3-53)$$

で、 $\mu = (\varepsilon e B_0)/P_0$ である。ただし、 P_0 は発生する陽電子の中心運動量である。

前節と同様な計算を行うと、

$$\begin{aligned} & XX^* + \left(\frac{2}{eB_S}\right)^2 P_X P_X^* \\ &= \left[\frac{B_0}{B_S}\right] X_0 X_0^* + \frac{4}{e^2 B_0 B_S} P_{X0} P_{X0}^* = \text{const.} \end{aligned} \quad (3-54)$$

条件 $XX^* \leq a^2$ を使用すると、次の方程式が得られる。

$$\left[\frac{B_0}{B_S}\right] \left(\frac{r_0}{a}\right)^2 + \left(\frac{P_{r0}}{e\sqrt{B_0 B_S} a}\right)^2$$

$$+ \left(\frac{p_{\phi 0}}{eB_s a^2} \right)^2 \left[\frac{B_s}{B_0} \frac{1}{\left(\frac{r_0}{a} \right)^2} - 1 \right] = 1 \quad (3-55)$$

位相空間での体積は、

$$V = 2\pi^2 \frac{B_0}{B_s} \left(\frac{eB_s a^2}{2} \right)^2 \int_0^{\rho_{\max}} \sqrt{1 - \frac{B_0}{B_s} \rho^2} \rho d\rho \quad (3-56)$$

であり、条件

$$\rho = \frac{r_0}{a} \leq \sqrt{\frac{B_s}{B_0}} \quad (3-57)$$

のもとに積分を行うと、結果は

$$V = \frac{2\pi^2}{3} \left(\frac{eB_s a^2}{2} \right)^2 \quad (3-58)$$

となる。

ここで注意しておきたいのは、上の計算には陽電子のエネルギーは、入っていないことである。従って、ADの場合のエネルギーアクセプタンスは非常に大きい。ただし、以上の計算は、式(3-52)を仮定したうえでのものである。陽電子のエネルギーが高くなると ε が大きくなり、条件(3-52)は満たされなくなるので、ADの場合にもエネルギーアクセプタンスには上限が存在する。

ADの場合、角度アクセプタンスは、

$$\theta_{\max} = \frac{e\sqrt{B_0 B_s}}{P} \quad (3-59)$$

で与えられる[1]。

(3) QWT と AD の比較

QWT と AD を比較すると、次のようになる。ただし、ここでは

$$B_1 = B_0, \quad B_2 = B_s \quad (3-60)$$

を仮定した。

- (1) 半径方向のアクセプタンスは、ADの方が大きい。
- (2) 角度のアクセプタンスは、QWTの方が大きい。
- (3) エネルギーのアクセプタンスは、ADの方がずっと大きい。

エネルギーアクセプタンスが大きいということは、ビームのエネルギーブレッド $\Delta E/E$ の ΔE を大きくすることになるので、エネルギー E の低い加速器ではQWTの方が良い場合もあるであろう。しかし、リニアコライダーのめざすエネルギー領域になると、 $\Delta E/E$ は十分小さくなるので、全アクセプタンスの大きいADの方が向いていると考えられる。

3-4. その他の方法

以上の二つの方法は、 z 軸方向の磁場を使うものであるが、前述のように、 ϕ 方向の磁場を使って荷電粒子を集束させることも考えられる。その方法としては、リチウムレンズや、プラズマレンズがあげられている。

リチウムレンズ

リチウムレンズは、ビーム軸に平行な円筒に液体リチウムをいれ、それに大電流を流してビーム軸を取り巻く ϕ 方向の磁場を作り出すものである[17]。導電体としてリチウムが選ばれているのは、ビームの多重散乱を最小にするためである。もし電流が導体のなかを均一に流れるとすると、 ϕ 方向の磁場は半径に比例して増大し、良いレンズとなる。この方法の特長は、アクセプタンス角度がかなり大きいことである。また、陽電子を集束させる場合には、電子

は発散することとなり、下流側の制御や最適化が容易に行えることとなる。

リチウムを液体にするのは、ポンプで循環させてレンズ部での発熱を除去するためである。しかし、このためには、始動の際にリチウムを融解するためのヒーターシステムが必要となる。

プラズマレンズ

もうひとつの方法として、z-ピンチを利用したプラズマレンズが考えられる[18]。この場合も、ビーム軸方向に大電流を流し、 ϕ 方向の磁場を作ってビームを集束させることは、リチウムレンズの場合と同じである。一部分がイオン化されたガス（例えば、水素ガス）にパルス状の大電流を流すと、プラズマの柱ができる。このプラズマの柱は、電流の作る磁場と相互作用して強い圧縮をうける。プラズマ柱の径が最小になった時、ビームを通してやれば、ビームは ϕ 方向の磁場により、強い集束力を受けるわけである。

リニアコライダーで使用する集束装置は、数百 Hz の繰り返しで、毎回、同じ強さの安定した磁場を発生させなければならない。プラズマを使用してこれを実現するためには、今後かなり長期間の研究開発が必要だと思われる。

3-5. フェイズスリップ

フェイズスリップはビームのエネルギーの広がりに影響を与える。変換ターゲットからある程度離れた点におけるビームのエネルギーの広がり

$$\Delta E = [\Delta E_S^2 + \Delta E_\phi^2]^{1/2} \quad (3-61)$$

となる。ただし、 ΔE_S は変換ターゲット直後でのエネルギーの分布のうち、下流のシステムのアクセプタンスに入るものの幅で、 ΔE_ϕ がフェイズスリップの影響によるものである。このフェイズスリップは、

発生した陽電子の速度の差、および磁場中での軌跡の長さの差に起因するものである。

速度の差によるフェイズスリップは

$$\Delta\phi_v = \frac{\pi}{\lambda_{RF}} \int_0^L \left(\frac{1}{\gamma^2} - \frac{1}{\Gamma^2} \right) dz \quad (3-62)$$

で与えられる。ただし、 λ_{RF} は RF の波長、 Γ は中心となるエネルギーを m_0c^2 単位で表したものである。

径路長の差によるフェイズスリップは、QWT を使用した場合は

$$\Delta\phi_L = \frac{2\pi}{\lambda_{RF}} \frac{a^2}{\gamma_c \lambda_2} \left[\frac{\pi}{4} \frac{\lambda_2}{\Lambda_1} \left(1 + \frac{\lambda_2^2}{\Lambda_1^2} \right) + \frac{2}{\alpha \lambda_2} \right] \quad (3-63)$$

である。ただし

$$\lambda_2 = \frac{2m_0c}{eB_2}, \quad \Lambda_1 = \frac{2m_0c}{eB_1} \quad (3-64)$$

で、 γ_c は m_0c^2 単位で測った中心エネルギー、 α は加速勾配である。

AD の場合は

$$\Delta\phi_L = \frac{2\pi}{\lambda_{RF}} \frac{a^2}{\gamma_c \lambda_s} \left[\frac{1}{\epsilon} \text{Log} \frac{\lambda_s}{\Lambda_0} + \frac{2}{\alpha \lambda_s} \right] \quad (3-65)$$

であり、

$$\lambda_s = \frac{2m_0c}{eB_s}, \quad \Lambda_0 = \frac{2m_0c}{eB_0} \quad (3-66)$$

である。また、 ϵ は式 (3-52) で定義されたパラメータである。

表3. 高エネルギー加速器における主な陽電子発生装置 (参考文献 [1] より—ただし KEK の項は

参考文献 [19] を参照して筆者が付け加えた)

Laboratories	e ⁻		e ⁺ source		e ⁺ /e ⁻ GeV ⁻¹			Emittance mm-mrad
	I-A (N ⁻)	E- GeV	Target	Matching	Total yield	Linac output	Beam switchyard	
LEL (LIL)	2.5	0.2	W	QWT 18 - 3 kG		2.5 × 10 ⁻²	1.5 × 10 ⁻² (±1%)	6π (500 MeV)
DESY	1.4	0.28	W	QWT 20 - 3 kG		4 × 10 ⁻²	2.4 × 10 ⁻² (±0.5%)	13π (360 MeV)
A.L.S. (Saclay)	0.006	0.1	W-Re	QWT 12.5 - 3 kG		2 × 10 ⁻²	10 ⁻² (±0.5%)	3π (350 MeV)
LAL (Orsay)	0.8	1	W	AD 12.5 - 1.8 kG	3 × 10 ⁻²	2 × 10 ⁻²	10 ⁻² (±0.5%)	2π (1 GeV)
SLC	(2 × 10 ¹⁰)	33	W-26Re	AD 50 - 5 kG	7 × 10 ⁻²	2.6 × 10 ⁻²	2.6 × 10 ⁻² (±0.2%)	3π × 10 ⁻⁴ (50 GeV)
KEK	10	0.2	Ta	QWT 12 - 2 kG		1.7 × 10 ⁻²	0.6 × 10 ⁻² (±0.5%)	(2.5 GeV)

4. 陽電子発生の実際

4-1. 高エネルギー加速器における主な陽電子発生装置

表3は、高エネルギー加速器の主な陽電子発生装置をまとめたものである。電子ビームについては、そのエネルギーとピーク電流または1バンチあたりの電子数をあげてある。陽電子発生部分では、ターゲット物質と集束方式を示してある。磁場の強さとして二つの数字があげてあるが、これは、それぞれ(B₁, B₂)または(B₀, B_S)の値である。次の欄は、陽電子の normalized yield である。これは、発生した陽電子数を入射電子数で割り、それをさらに電子のエネルギー [GeV] で割ったものである。つまりこれは、1 GeV の電子が1個入射した時、発生する陽電子の数ということになる。Beam switchyard 欄は、ビームの最終エネルギーで、そのスプレッドが (...) 内の値になるようにスリットを入れた時の normalized yield である。ビームの最終エネルギーは、エミッタンス欄の (...) 内に示してある。

この表より読みとれるのは、次のようなことである。

- (1) 加速管出口 (linac output) の normalized yield は、どの陽電子源をとっても、ほぼ0.02 から 0.04 / GeV の程度である。
- (2) 使用可能な陽電子の量 (beam switchyard 欄の値) は、加速管出口の値の約半分になっている。これはビームのエネルギースプレッドによるもので、SLC のように最終エネルギーが高くなると、問題ではなくなる。
- (3) SLC のエミッタンスが、他に比べて2桁ほど良いのは、ダンピングリングを使用しているからである。

4-2. SLC の陽電子発生装置

図11に、SLCの概略を示す。陽電子を作るために、電子のバンチの一つが、リニアックの2/3の所から引き出され、変換ターゲットに当てられる。発生した陽電子は集められ、ただちに220 MeVまで加速され、このエネルギーでリニアックの入口までの2 kmを輸送される。リニアックで1.2 GeVまで加速された陽電子ビームは、ダンピングリングに送り込まれ冷却される。ダンピングリングから取り出された陽

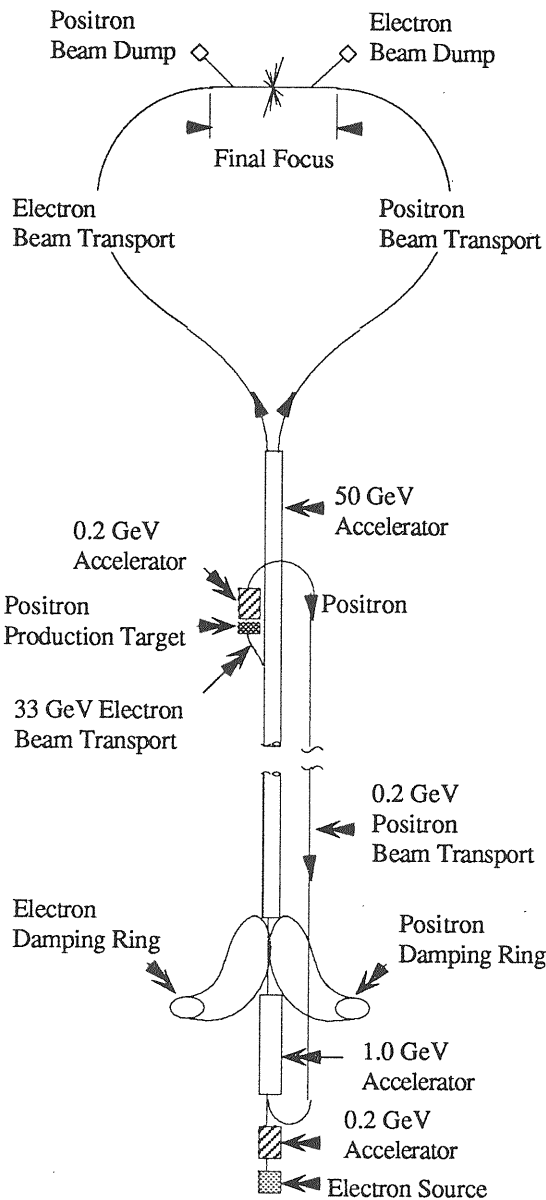


図 11. SLC の概略図

電子ビームは、電子と一緒に 46 GeV まで加速される。リニアックの出口で電子と陽電子はそれぞれのアーク部に送り込まれ final focus 部で集束され、衝突する。

変換ターゲットは W-26Re で、半径 6mm、長さ 6 放射長 (約 20 mm) の円筒状をしている。集束装置は AD 方式を採用し、その磁場の発生には、パルス運転のフラックスコンцентрレーター ([FC] flux concentrator) [20] と、DC のテーパ付ソレノイドを使用している。集束装置のすぐ後には、加速管が設置されており、その位置関係は図 12 に示した通りで

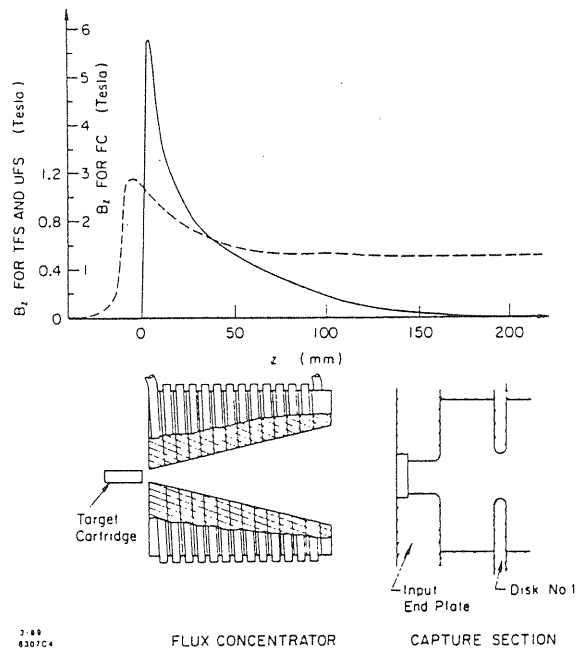


図 12. SLC の集束装置 (参考文献[5]より)

ある。図 12 の上部の、グラフの実線は FC 磁場の実測値、点線はソレノイド磁場の計算値を表したものである。磁場の変化が断熱的である条件は、式 (3-52) であるが、SLC の場合、 $\epsilon \approx 0.3$ であり、pseudo-adiabatic である。エネルギーのアクセプタンスは、 ± 10 MeV より少し大きい程度である。

集束装置直後の加速管は travelling wave, disk-loaded waveguide 型で、長さは 1.5 m である。運転周波数は 2856 MHz、constant-impedance 構造で、ビームホールの半径は 9 mm である。この部分は、フェイズスリップを小さくするため、加速勾配の高い状態で運転することが望ましく、現在、40 MeV/m で運転されている。続いて 3 本の 3 m 加速管 (SLAC の標準品) が設置され、陽電子を 220 MeV まで加速する。この 3 本のうち、最初の 3 m 管までがソレノイドの中に設置され、その後の部分では、ビームは四極電磁石により集束される。

このシステムで発生させた陽電子ビームについての測定値を表 4 に示す。ただし、この時の一次電子ビームのエネルギーは 31 GeV、バンチあたりの強度は 2×10^{10} 個である。また、LTR は、リニアックか

表 4. 陽電子発生量と運転条件

	Design or Simulated	Measured or Operational
Conditions		
Flux concentrator	5.8 T	5.0 T
Tapered field solenoid	1.2 T	1.1 T
Uniform field solenoid	0.5 T	0.5 T
Return line energy	200 MeV	220 MeV
Magnets	All at model values	All but 1 at model values
Yield (e ⁺ /e ⁻)		
End of first booster section	4.2	4.4
Injection into 1.0 GeV linac	3.0	2.7
After injection into LTR	3.0	1.4
Positron beam parameters in LTR		
σ _z	2.0 mm	2.9 ± 1.0 mm
σ _E	1.0 %	0.8 ± 0.1 %
γE	250 × 10 ⁻⁵ m	(150 ± 50) × 10 ⁻⁵ m

らダンピングリングへの輸送ライン (linac-to-ring [LTR] transport line) を表す。この表より得られる、LTR での normalized yield は 0.045 / GeV である。

1989 年まで、SLC の陽電子源は固定ターゲットを使用していた。上記のターゲットの大きさは、この固定ターゲットのものである。また、運転は 60 Hz で行われていた。この時、ターゲットの耐えられる最大ビーム強度は、バンチあたり 2.4×10^{10} 個 (0.6 mm σ spot の場合) である。これは SLC の仕様を、かなり下まわるものである。従って、SLAC では新しいターゲット (high power target) を製作し、1990 年初めに取付けたとのことである。このターゲットの耐え得る最大ビーム強度は、120 Hz 運転の時、バンチあたり 6.6×10^{10} 個である [21]。電子ビームのエネルギーを 31 GeV とすると、この時のバンチあたりのビームエネルギーは、約 330 J となる。

4-3. リニアコライダーの陽電子発生装置 (JLC を中心に)

SLC の陽電子源も、従来のものに比べれば非常に大強度のものであるが、将来のリニアコライダーには、この 2-5 倍の強度、および、さらに小さなエミッタンスが要求される。この節では、このような陽電子源の実現可能性を、JLC を例にとって考察してみる。

図 13 に示すように、JLC の陽電子部分は、10-30 GeV 電子リニアック、陽電子発生装置、1.5 GeV リニアック、ダンピングリングシステム (プレダンピングリングと主ダンピングリング)、4 GeV リニアックとバンチコンプレッサー、主リニアックからなる。陽電子発生装置の設計を行うためには、後段の装置でのビームの損失量を知らなければならないが、ダンピングリングシステム、4 GeV リニアックとバンチコンプレッサーシステム、主リニアックのいずれも研究開発の段階にあり、損失の大きさは全く未知である。そこで、とりあえず、これらの三つのシステムで、それぞれ 20% のビームが失われると仮定する。(0.8)³ = 0.512 なので、ダンピングリングシステムに入射された陽電子のうち、約半分が失われることになる。従って、本稿の冒頭で述べたように、JLC では 1 バンチあたり 2×10^{10} 個の陽電子を含んだ、10 個のバンチからなるバンチトレインを、200 Hz でプレダンピングリングに打ち込んでやらなければならない。プレダンピングリングのアクセプタンスとしては、

$$\gamma E = 3 \times 10^{-3} \text{ rad} \cdot \text{m} \quad (4-1)$$

$$\Delta E/E = \pm 1\% \quad (4-2)$$

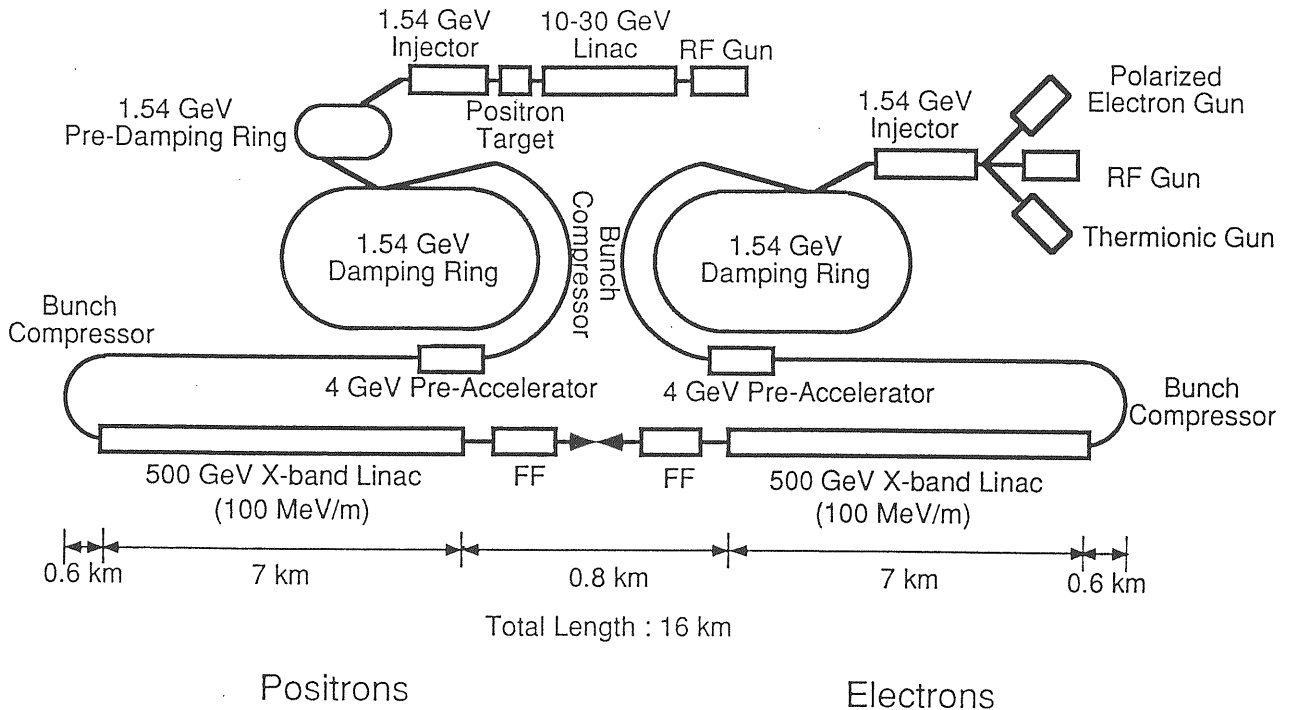


図 13. JLC の模式図

が得られるよう、設計が進められている[6]。(ただし、エネルギーコンプレッサーを使用して、 $\Delta E/E = \pm 2\%$ を達成することを目標としている。)

この強度の陽電子源を設計するためには、詳細なシミュレーションを行わなければならないが、残念ながら、まだその段階には至っていない。従って、ここでは既存の陽電子発生源のデータ等を用いて、大雑把な見積を行う。

表 3 によると、DESY の normalized yield は 0.4 / GeV である。また、前節で述べたように、SLC の LTR では、0.045 / GeV が得られている。従って、normalized yield として 0.05 / GeV を得ることに、特別大きな困難はないであろう。そこで、normalized yield = 0.05 / GeV を仮定した場合、必要な電子ビームの pulse intensity は表 5 に示したように、640 J となる。SLC の新しい high power target の許容能力が 330 J であることを考えると、640 J のビームパワーに耐えられる固体金属ターゲットを製作することは、ほぼ不可能だと考えられる。

表 5. 必要とする電子ビーム強度

Normalized Yield (assumption)	0.05 e ⁺ /e ⁻ GeV	0.15 e ⁺ /e ⁻ GeV
Bunch Intensity	4 × 10 ¹¹ GeV	1.3 × 10 ¹¹ GeV
Pulse Intensity	4 × 10 ¹² GeV	1.3 × 10 ¹² GeV
	640 J	210 J
Beam Power	130 kW	43 kW

一般に、現在計画中のリニアコライダーでは SLC の 2 倍から 5 倍程度のパルス強度の陽電子ビームを必要とする。陽電子ビームの強度を上げるためには、(1) 一次電子ビームの強度を上げるか、(2) 発生した陽電子の捕獲効率を上げなければならない。

(1) 一次電子ビームのパワーを上げた場合、固体ターゲットは衝撃的応力に耐えられないと思われる。これを避けるためには、(a) 液体金属ターゲットの使用、(b) 複数の電子ビーム/ターゲットの使用、(c) 集積リングを作り、一次電子ビームの繰り返しを上げ、パルスあたりの電子ビームパワーを下げる、等が考えられる。

(2) 陽電子の捕獲効率を上げるためには、(a) より良い集束装置（フラックスコンセントレーターの改良、リチウムレンズの使用等）、(b) ダンピングリングのオーバーチャーの増大、またはプレダンピングリングの採用、等が考えられる。

これらのうち、(2)-(b)のプレダンピングリングは、JLCではすでに採用されることとなっており、上記のアクセプタンスはSLCのダンピングリングより大きなものとなっている。しかし、たとえプレダンピングリングを採用しても、そのアクセプタンスを飛躍的に大きくすることは不可能であり、これだけでは陽電子の捕獲効率を大きく改良することはできない。

ところが、最近SLACのMiller達が、新しいアイデアを発表した[22]。彼らのアイデアは2点に分けられる。(1) ターゲット構造と、(2) 加速管による陽電子の捕獲方式についてである。以下に、各アイデアを簡単に説明する。

(1) 電磁シャワーの発達の過程で、多数の低エネルギーの陽電子が作られる。しかしこれらの大部分は、ターゲットの出口にたどりつく前に再吸収されてしまう。彼らの第一のアイデアは、ターゲットを直径1 mm程度のワイヤー状にして、低エネルギー陽電子をターゲットの側面から取り出して、再吸収されないようにしようというものである。(Wire Target)

(2) 現在のSLCの陽電子源は、高電界加速管をターゲットにできるだけ近づけて設置し、フェイズスリップを小さくしようとしている。ところが彼らのアイデアは、集束システムの次の加速管は、低電界で、しかも逆位相で運転しようというものである。これにより、早く到着した陽電子を遅らせて、遅く来たものと位相を合わせた後、高エネルギーに加速した方が、陽電子の捕獲効率が良いというわけである。

彼らのシミュレーションでは、この2点を取り入れられることにより、現在のシステムの3倍の陽電子が発生できるとの結果が得られている。もしこれが実現できれば、必要な電子ビームのパルス強度は

$640 \text{ J}/3 \approx 210 \text{ J}$ となり、JLCの陽電子ビームは、従来と同様な固体金属ターゲットで発生可能になると考えられる。

5. おわりに

前章で述べたように、リニアコライダー用の陽電子源は、図2に示したような、通常の方式で実現できそうである。しかし、御覧のように、現在のところ推論およびシミュレーションのみで具体的な裏付けはない。早急にテスト装置を設計、製作し、実際に動作させてみなければならない。特に、前章の結論のキーポイントである wire target は、ビームによるテストがぜひとも必要である。

JLC計画では、陽電子源の他にも、ダンピングリング、バンチコンプレッサー、X-バンドリニアック、最終集束システム等、実際にテスト装置を建設、稼働させなければ、それ以後の研究開発が進まないものが目白押しである。従って、JLCグループでは、これらのテストのために、Accelerator Test Facility (ATF) の建設を計画している[6]。

陽電子源のテストは、ATFのダンピングリングの入射器として作られるリニアックの、1.54 GeVの電子ビームを利用して行おうと考えている。テストは、wire target、あるいは、それに類似したものを使って、normalized yield $\geq 0.15 / \text{GeV}$ の達成を目標とする。これができるかどうか、JLCの陽電子源が実現できるかどうかの、大きな関門であると考えている。ただし、テストの際、多数の加速管を使用することは、まず不可能なので、シミュレーションを援用して結果を判定することになるであろう。また、ATFでのテストで目標が達成できたとしても、他にも多くの問題が残っている。たとえば、ATFの入射リニアックのビームエネルギーは、パルスあたり約50 Jで、本来の1/4程度であるので、熱の問題、空間電荷効果の問題等は、実験的には未解決なものとして残る。

従って、これらの問題に関してはさらに詳細なシミュレーションが必要である。

解決しなければならない問題は山積している。リニアコライダー用の陽電子源の本格的な研究開発は、まさに、これから始まろうとしているのである。

参考文献

陽電子発生装置についてまとめた文献は、以下に掲げた文献 [1] - [5] があげられる。特に、文献 [1] は、CERN ACCELERATOR SCHOOL の講義録で、本稿をまとめるにあたり非常に参考になった。第2章、第3章のかなりの部分は、文献 [1] に従っている。文献 [2] は、SLAC の古い陽電子源について書かれたもので、陽電子源について一通りのことがまとめられている。文献 [5] は、SLC の大強度陽電子源についてまとめたものである。

- [1] R. Chehab, Proceedings of CERN Accelerator School, Third General Accelerator Physics Course, Hotel Regio, Salamanca, Spain, 19 - 30 September 1988; LAL-RT-89-02(1989)
- [2] R. H. Helm et al., The Positron Source in "The Stanford Two Mile Accelerator", R. Neal Editor, W. A. Benjamin Inc(1968)
- [3] F. Ammam, Positron Accelerators in "Linear Accelerators", P. Lapostolle and A. Septier Editors, North-Holland Pub. Co.(1970)
- [4] S. Ecklund, AIP Conference Proceedings 184
- [5] J. E. Clendenin, Proceedings of the 1989 IEEE Particle Accelerator Conference, March 20 - 23, 1989, Chicago, IL; SLAC-PUB-4743(1989)
- [6] 浦川順治、リニアコライダー、OHO'90 テキスト
- [7] E. H. Ottewitte, Proceedings of the UCLA Workshop on Linear-Collider BB Factory Conceptual Design, 26 - 30 January 1987

- [8] J. M. Dawson, AIP Conference Proceedings 156, Proceedings of the Advanced Accelerator Concepts, Madison, WI, 1986
- [9] W. R. Nelson et al., SLAC-265,1985
- [10] B. Rossi, "High-Energy Particles", Prentice-Hall,1952
- [11] J. Nishimura, Handbuch der Physik 46/2(1967)1
- [12] P. Sievers, CLIC Note 55, 1987
- [13] M. Hoefert and P. Sievers, CLIC Note 71, 1988
- [14] V. E. Balakin and A. A. Mikhailichenko, Proceedings Of The 12th International Conference On High-Energy Accelerators, held at Fermilab August 11 - 16, 1983
- [15] R. Chehab et al., LAL-RT-89-01(1989)
- [16] R. H. Helm, SLAC-4(1962)
- [17] G. I. Silvestrov, Preprint 86-163, Novosibirsk(1986)
- [18] F. Dothan et al., CERN PS/87-1(AA) (1987)
- [19] A. Enomoto et al., Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., A281(1989)1
- [20] Y. B. Kim and E. D. Platner, Rev. Sci. Instrum. 30(1959)524
- [21] J. Sheppard, Talk presented at the 2nd International Workshop on Next-Generation Linear Colliders, LC90, March 28 - April 5, 1990, Tsukuba, Japan
- [22] M. James et al., SLAC PUB 5215(1990)