

4-1 ILCの電子源

1. 電子源

電子源で重要なのは輝度であり、高い輝度を得るには大電流(電荷)と低エミッタンスが必要である。電流は電子源の物質と電子放出方法で決まり、エミッタンスは初期運動量分布とその後の加速過程によって決まる。

電子を物質から取り出すには、

- ・熱電子放出
- ・光電子放出
- ・電界放出

等により表面ポテンシャルを越える必要がある。熱電子放出と光電子放出は電子のイオン化エネルギーである数 eV を超える電子エネルギーを与えれば放出するわけで、熱による電子のエネルギーは kT で $k = 8.6 \times 10^{-5} \text{ eV/K}$ であり、ここからボルツマン分布に従って確率的に電子が取り出せる事になる。光のエネルギーは hc/λ であり、 $hc = 1.23 \times 10^{-6} \text{ eV} \cdot \text{m}$ であり、 $1.23 \mu\text{m}$ の光子のエネルギーが 1eV である。一方電界放出は原子のサイズが \AA のオーダーであり、例えば 1eV を \AA の距離に与えるには 10GV/m という非常に高い電圧が必要になり、平面に対しては不可能であるため、鋭い先端に電界を集中させるような物質、例えばカーボンナノチューブなどを使用する事になる。

一方物質から電子を取り出すには仕事関数を超える必要がある。単一原子では電子を取り出すには第一イオン化エネルギーを超える必要があるが、実際のカソードは平面である事が多く、この場合の束縛エネルギーを仕事関数と呼ぶ。仕事関数とは導体平面に対しては取り出した電子が鏡像電荷を作るため、無限遠まで取り出すエネルギーは理想的な平面モデルと球体モデルで考えるとおよそイオン化エネルギーの $1/2$ になる。実際には仕事関数 W は真空準位 $V(\infty)$ と化学ポテンシャル μ で $W = V(\infty) - \mu$ である。また化学ポテンシャルは絶対零度ではフェルミエネルギーである。

仕事関数が最も低い単体物質は Cs の 1.93eV である。また酸化物ではさらに低い仕事関数が得られ、酸化バリウムでは 1eV、Cs-O 層では 0.72eV が得られる。またエレクトライドでは 0.62eV という仕事関数も報告されている。しかしこのような仕事関数の低い物質は、化学的にも非常に活性な物質であり、清浄な表面状態を維持するのが難しい。それを維持するためには超高真空が必須であるが、さらに合金や、含浸等の方法で長寿命かつ容易な清浄表面を出す(アクティベーション)が可能なカソードが使用されている。

加速器における電子源は、近年のレーザーの進歩に伴い、フォトカソードが主流になりつつある。しかし連続の大電流が必要な用途や、安定な放出電流が得たい場合には熱電子銃が選択されている。

一方高性能な電子顕微鏡等では輝度の高さから電界放出型カソードが使用されている。

本講義の ILC では偏極電子源が必要であるため、必然的にフォトカソード以外の方法は無く、フォトカソードについてのみ述べる。

図1は代表的なフォトカソード物質について量子効率と寿命をプロットした物であり、必然的に量子が高く仕事関数の低い物質は同じ真空度の条件下では短寿命であり、より高い真空度が要求される事が分かる。また図1から波長の短い光に対しては量子効率も高く寿命が長くなる。

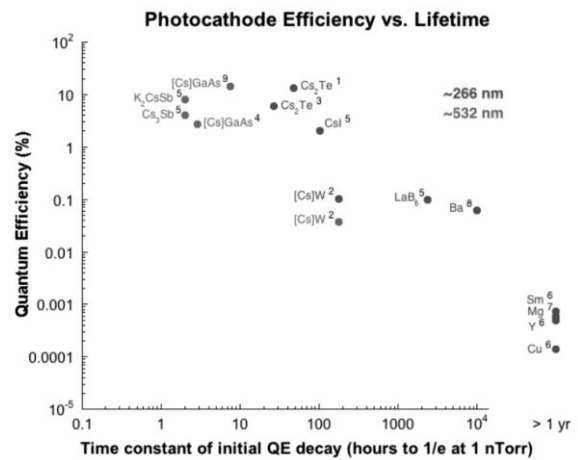


Fig. 1 量子効率と寿命

2. ILC の電子源

本稿では基本的に ILC の TDR[1] に沿って解説する。ILC で必要なルミノシティを得るのに要求される電子及び陽電子の規格化エミッタンスは、水平方向 $10 \mu\text{m}$ 、垂直方向 35nm であり、このような超低エミッタンスの偏平ビームを作るにはダンピングリングが必須である。従って入射部のエミッタンスはダンピングリングの入射とダンピングリング時間にのみ関係する。従って入射部のエミッタンスは ERL ほど重要ではなく、入射部のエミッタンスについては、OHO08 において西森氏が ERL の電子源におけるエミッタンスについて詳しく書いている[3]ため、それを参照して頂きたい。

ILC で要求される電子源のパラメーターは表 1 の通りである。

Table 1 ILC で要求される電子

電子数(電子銃出口)	3×10^{10} (4.8nC)
電子数(電子銃出口)	2×10^{10} (3.2nC)
バンチ数	1312
バンチ内繰り返し	1.8 MHz
バンチトレイン繰り返し	5 pps
バンチ長(電子銃出口)	1ns
ピーク電流(電子銃出口)	3.2 A
エネルギー安定度	<5%
偏極度	>80%
フォトカソード量子効率	0.5 %
駆動レーザー波長	$790 \pm 20 \text{ nm}$
レーザーエネルギー	$5 \mu\text{J/pulse}$

ILC の電子源で最も重要なパラメーターがマルチバンチの大電流を得るための高い量子効率と、電子の偏極度である。偏極電子や偏極陽電子は超対称性粒子の探索において、図 2 のような弱い相互作用による W ボソンからの崩壊事象がバックグラウンドになるような崩壊チャンネルの探索において非常に有効に働く。ニュートリノは左巻きしかないので、図 2 において片側のスピンを反転するとこの反応断面積が小さくなるためである。

図 3 は偏極を電子のみ 80% の場合と、電子及び陽電子の両方が 80% 及び 60% 偏極の場合で弱い相互作用の反応断面積をプロットしたものである。

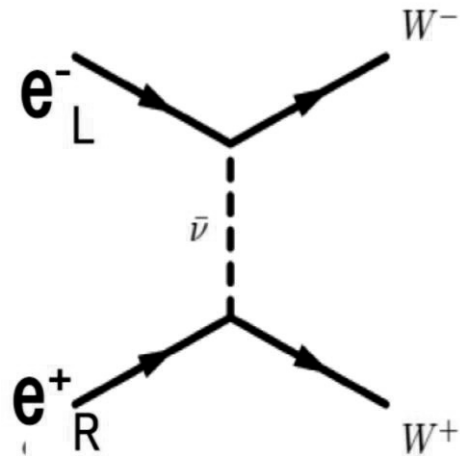


Fig. 2 弱い相互作用による W pair 生成

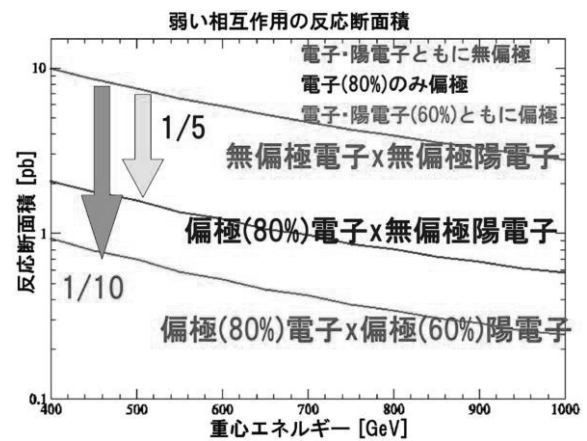


Fig. 3 偏極による弱い相互作用の反応断面積

このように ILC では電子の偏極は必須であり、これを実現するために NEA-GaAs フォトカソードが採用されている。

NEA-GaAs フォトカソードの開発としては、後述の通り、名古屋大学、KEK 等の研究で、偏極度を向上させるための、歪み GaAs や、超格子構造の開発が行われてきた。また高い量子効率を得るため Cs-O 層を表面に成膜して表面障壁を下げる事で ILC で要求される量子効率を得られるようになった。[2]

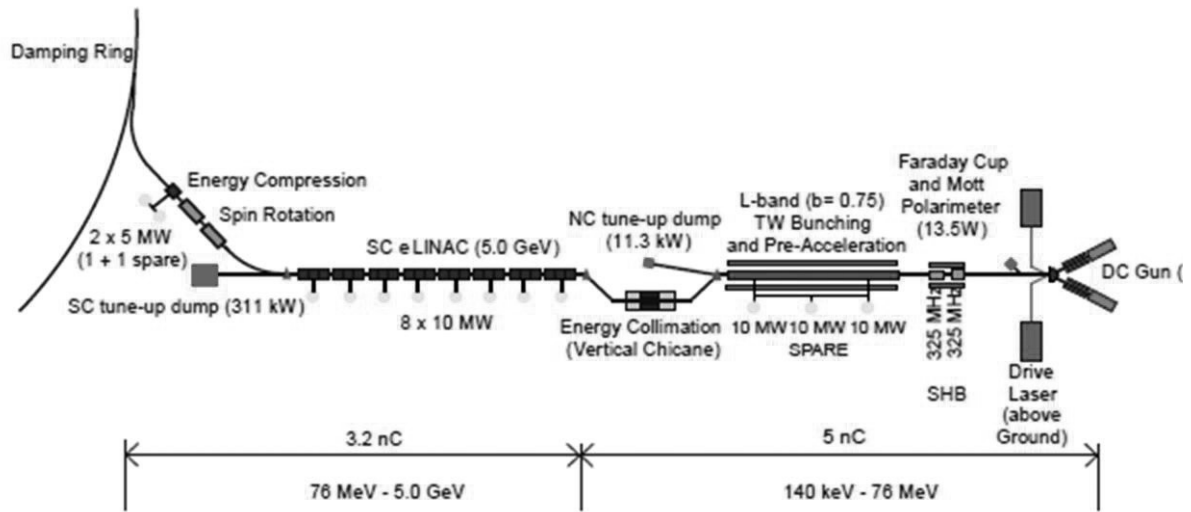


Fig. 4 ILC の入射部

ILC の入射部は図4のようになっており、電子銃から出力される電子ビームは 1ns であり、NEA-GaAs カソードの電流密度からビーム径も 2cm とかなり大きい。これを 325MHz のサブハーモニックバンチャーで 200ps 程度までバンチ長を圧縮し、その後ソレノイド磁場(0.07T)と 1.3GHz の 5セルの常伝導の進行波管(電界 5.5MV/m)でバンチ長を 20ps 程度まで圧縮する。そさらに 8.5MV/m の電界の常伝導の進行波管で 76MeV まで加速する。図5はこの 76MeV までのビームエンベロープである。

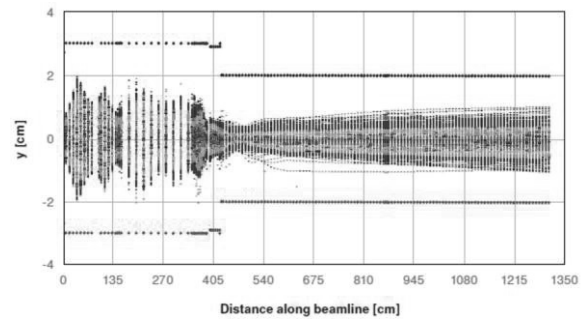


Fig. 5 ビームエンベロープ (76MeV まで)

その後図4のように超伝導リニアックで 5GeV まで加速した後、スピンローテーターで垂直方向のスピに変換し、ダンピングリングに入射する。

SHB の捕獲率は 92% であり、バンチャー後の規格化エミッタンスは $70 \mu\text{m} \cdot \text{rad}$ である。

なお、ダンピングリングは 5GeV、周長 3.2km であり、横方向アクセプタンスは、 $(a_x + a_y)$ で $70 \mu\text{m} \cdot \text{rad}$ で、縦方向は $0.75\% \times 33\text{mm}$ である。

3. 偏極電子源

リニアコライダーでは物理事象のより鮮明な選別のために偏極電子が必要であり、偏極電子源として GaAs カソードが開発されてきた。

電子はスピン 1/2 の粒子であり、 $\hbar/2$ のスピン角運動量を持っている。この電子の角運動量による磁気モーメントと原子の軌道角運動量による磁気モーメントの相互作用（スピン-軌道相互作用）によって 1/2 と -1/2 のスピンの電子に準位差ができ、原理的には特定のスピンの電子を選別的に取り出す事が可能である。

このような物質として半導体、強磁性体等があるが、ILC に必要な偏極度と量子効率が得られているのは今の所 GaAs カソードのみである。

GaAs は Ga が $4s^24p$, As が $4s^24p^3$ 軌道であるため、sp3 混成(それぞれ電子 4 個)の軌道となる、図 2 のような結晶構造を持つ。

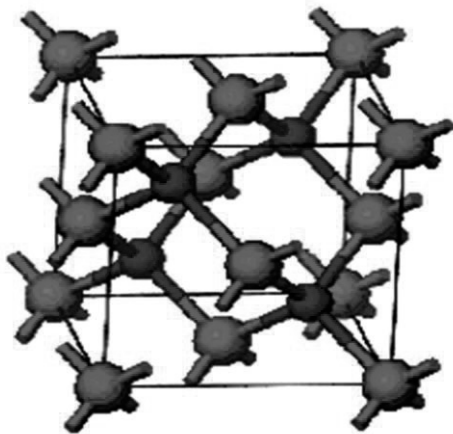


Fig. 6 GaAs の結晶構造

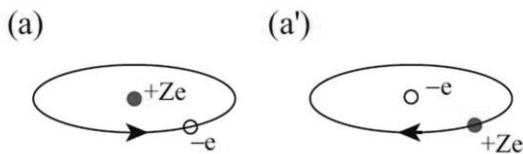


Fig. 7 スピン軌道相互作用

原子核の作る磁界は GaAs では p 軌道で $l=1$ である。この原子核の作る磁界と電子のスピンの

のそれぞれから見ると図 7 のようにスピンと軌道の角運動量が相互作用しており、軌道角運動量による磁界は

$$B = \frac{\mu_0}{4\pi} Ze \frac{\mathbf{r} \times \mathbf{v}}{r^3} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{Ze \hbar \mathbf{l}}{m r^3} \quad (3-1)$$

である。ここで $\hbar \mathbf{l} = m \mathbf{r} \times \mathbf{v}$ は角運動量である。電子スピンによる磁気モーメントは

$$\boldsymbol{\mu}_s = -2\boldsymbol{\mu}_B \mathbf{s} \quad (3-2)$$

となり、これらからスピン軌道相互作用のハミルトニアンは

$$H_{so} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{Ze \hbar}{2m^2 r^3} (\mathbf{l} \cdot \mathbf{s}) \quad (3-3)$$

となる。

GaAs では p 軌道であるので、

$$\mathbf{l} \cdot \mathbf{s} = \frac{1}{2} [(l+s)^2 - l^2 - s^2] = \frac{1}{2} [j^2 - l^2 - s^2] \quad (3-4)$$

$$j = \begin{cases} l+s=3/2 (j_z = \pm 3/2, \pm 1/2) \\ l-s=1/2 (j_z = \pm 1/2) \end{cases}$$

となり、図 8 のように結合軌道 $l+s$ は 4 つの価電子帯となり、反結合軌道 $l-s$ は 2 つの伝導帯となる。

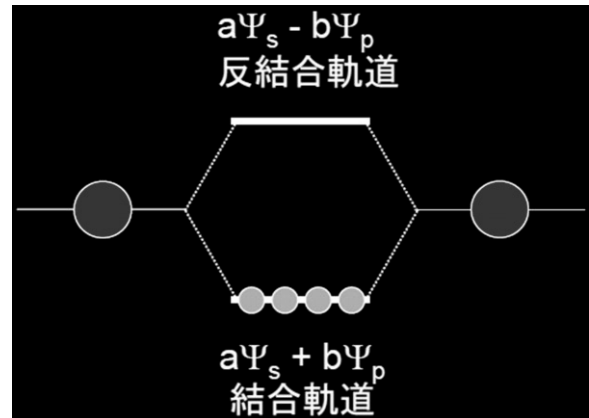


Fig. 8 スピン軌道相互作用

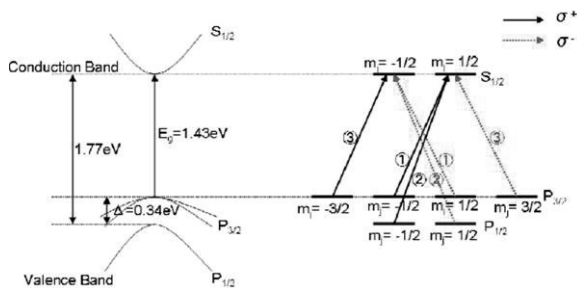


Fig. 9 GaAs のバンド構造

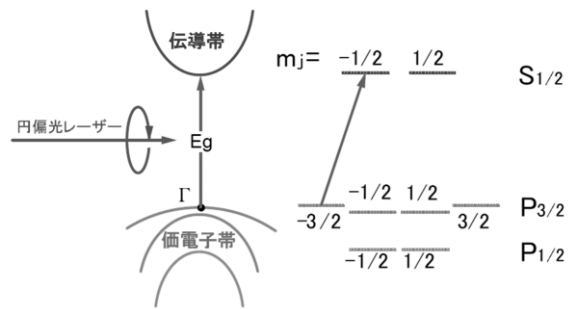


Fig. 11 GaAs のバンド構造の縮退の分離

GaAs のバンド構造は図 9 のようになっており、禁制帯幅は 1.43eV であり、これは光の波長で 870nm に相当する。

このように GaAs 半導体では価電子帯の $-3/2$ と $-1/2$ の状態が縮退しており、価電子帯の $-3/2$ から伝導体の $-1/2$ へ励起される準位差と、価電子帯の $-1/2$ から伝導体の $1/2$ へ励起される準位差が同じであり、この比は 3 : 1 であるため得られる偏極度は原理的に 50% 以下である。

そのような縮退を解く方法として

- ・三元半導体である黄銅鉱 (チャルコパイライト)
- ・GaAs を歪ませる
- ・超格子構造の利用

等が考えられたが、チャルコパイライトは単結晶の製造が難しく、また GaAs を外圧で歪ませるのも難しい。そこで格子不整合で GaAs を歪ませる方法か、超格子構造かが有力な候補となった。

歪み薄膜は、図 12 のように GaAs と格子間隔の異なる材質の基盤を使用する事で、GaAs の歪みにより、準位をずらす方法である。

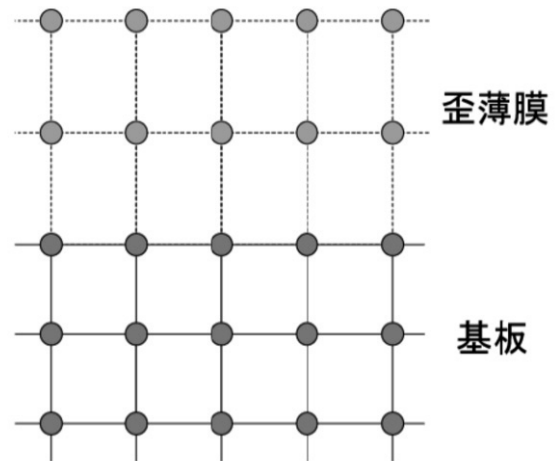


Fig. 12 歪み薄膜 GaAs

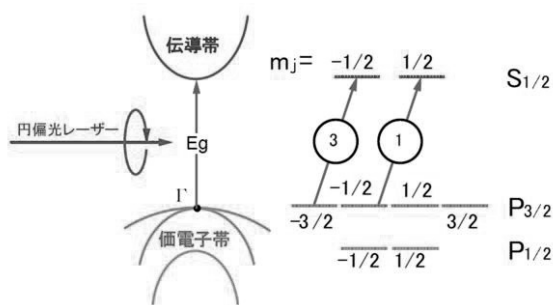


Fig. 10 GaAs のバンド構造の縮退

歪み薄膜では偏極度としては 90% 程度が得られたが、薄膜における光子の吸収率が小さく、量子効率が低い。

その後、超格子カソードとして、InGaAs-GaAs や GaAs-AlGaAs, GaAs-GaAsP 等の超格子による高性能化が行われた。

超格子は図 13 のように井戸層 (GaAs) と障壁層 (GaAsP) を 4nm ずつ積層し、図 14 のように重い正孔と軽い正孔によるミニバンド構造により、81meV の準位差を作る事で縮退を分離する。

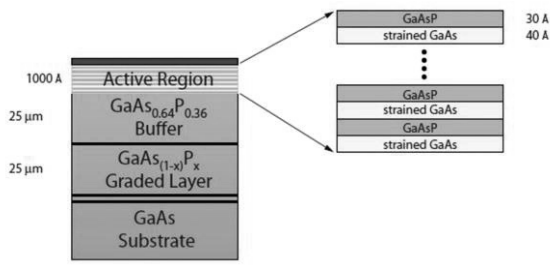


Fig. 13 GaAs-GaAsP 超格子

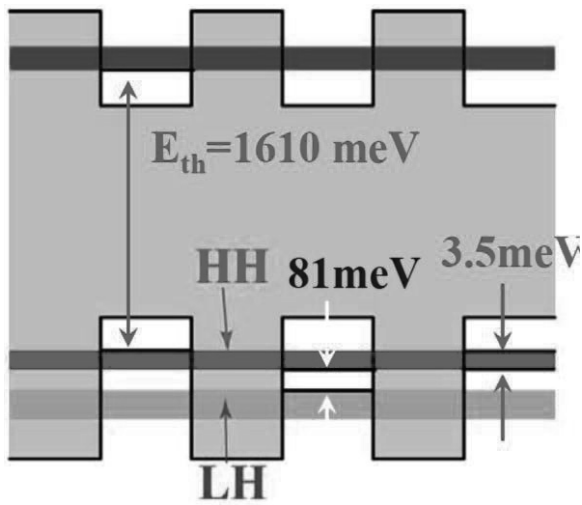


Fig. 14 GaAs 超格子

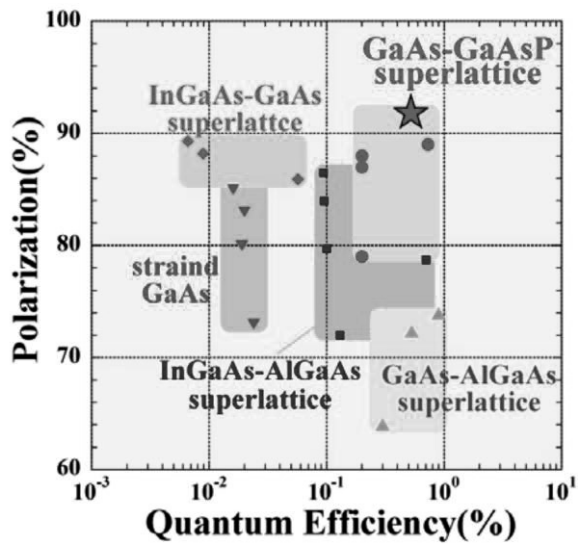


Fig. 15 量子効率

図 15 は歪み GaAs と、GaAs 超格子の偏極度と量子効率である。GaAs-GaAsP の超格子が、高偏極度・高量子効率を併せ持つ。

またさらに高い量子効率を得るために図 16 のように光吸収率を向上させるため、分布ブラッグ反射(DBR)層を加える方法もある。

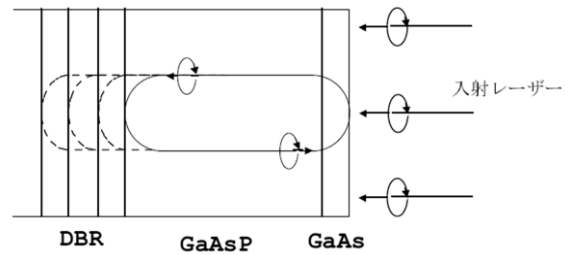


Fig. 16 GaAs 超格子における光吸収の向上

さらに ILC の電子源では 1312 バンチのマルチバンチを出力する必要があるが、図 17 のように表面の井戸に電子がトラップされてしまい、表面のポテンシャルが上がってしまう事による表面電流制限がある。

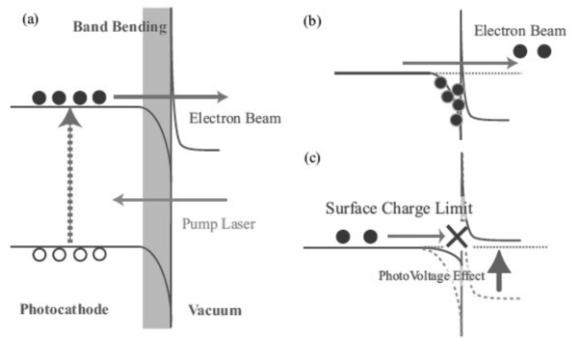


Fig. 17 表面電流制限

そこで表面の p-ドーピング濃度を上げる事で、電子と正孔を速く結合させる事で、マルチバンチでの動作が可能になった。

4. NEA-GaAs カソード

GaAs 単体の仕事関数は 3.7eV であり、そのままでは真空中に電子は取り出せない。表面に図 18 の Cs-O 層による負の電子親和性(NEA)表面が必要である。これにより図 19 のように伝導帯に励起された電子が、トンネル効果により真空中に取り出す事が可能となる。

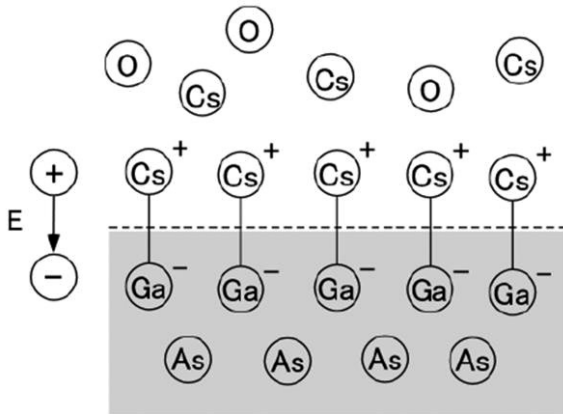


Fig. 18 NEA 表面

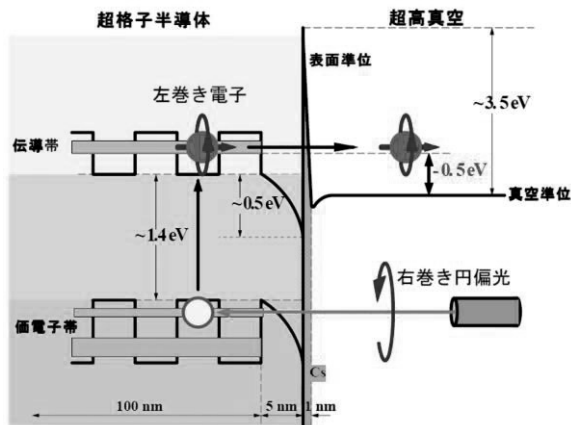


Fig. 19 NEA-GaAs カソード

NEA 表面の形成は図 20 のように Cs 源と酸化を繰り返し行う。

この NEA-GaAs カソードの偏極度と量子効率をレーザーの波長を変化させて測定したのが図 21 であり、778nm の波長において、偏極度 90%、量子効率 0.5% が達成されている。

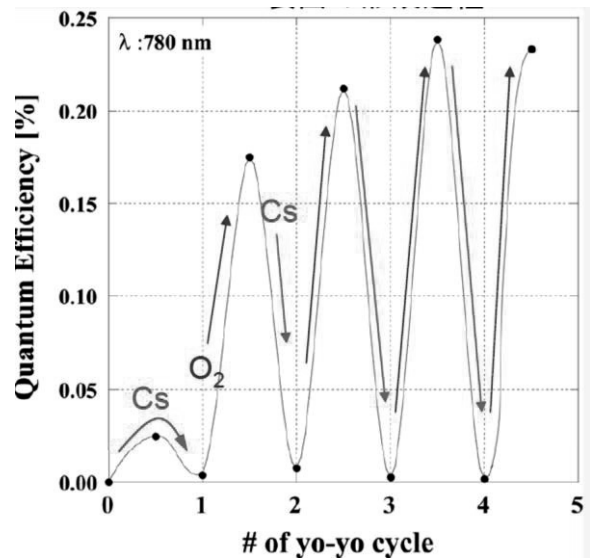


Fig. 20 NEA 表面の形成と量子効率

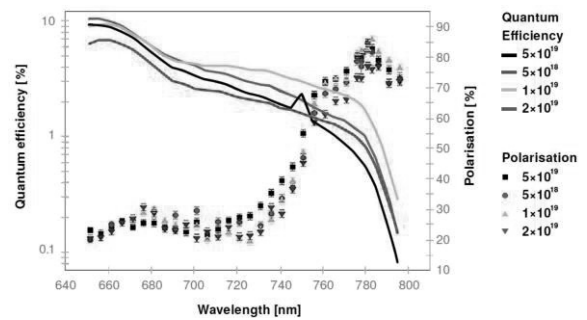


Fig. 21 波長と偏極度及び量子効率

電子銃は図 22 の DC 電子銃を用いる。カソード表面電界は 9MV/m 程度が暗電流から限界である。

この NEA 表面は非常に活性であり、寿命が短い。表面が劣化する主な原因は図 23 の通りで

- ・ 活性分子の吸着
- ・ 電界放出電流
- ・ イオン衝撃

等であり、劣化を遅くするのに必要な条件は

- ・ 極超高真空
- ・ 電界放出電流の低減

が必要である。

電界放出による暗電流の低減については、図 24 のように電極材料の材質によって暗電流に大き

な差があり、Mo 等では非常に少ない暗電流が得られる事が分かっている。

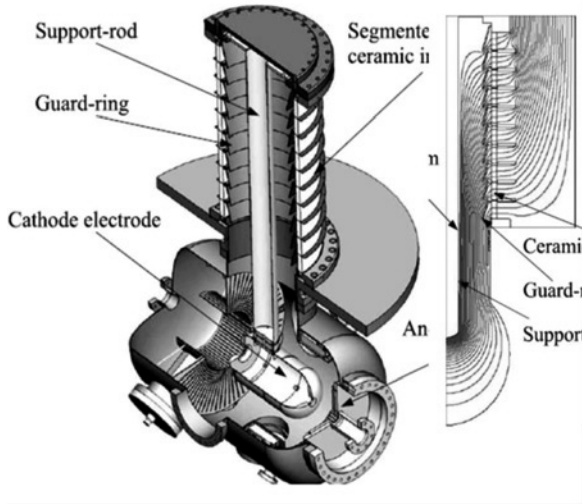


Fig. 22 DC 電子銃

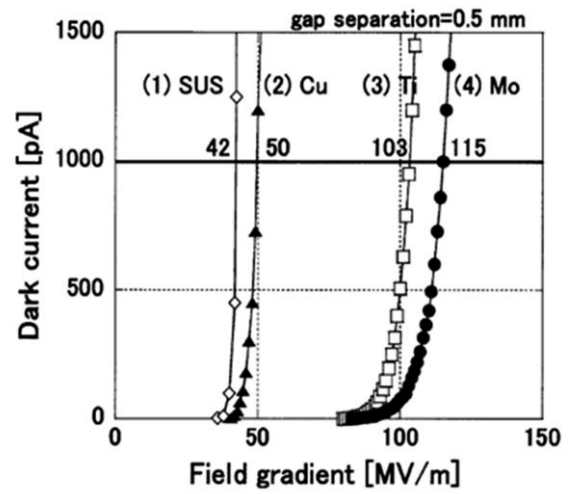


Fig. 24 電極の材質と暗電流

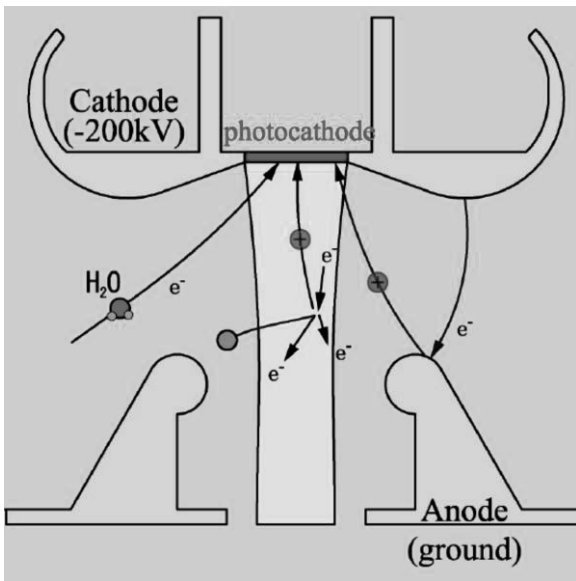


Fig. 23 NEA 表面の劣化の原因

5. レーザー

現時点で ILC で要求される偏極度と量子効率を得られる唯一の方法は GaAs カソードであり、図 3 に示す通り、高い偏極度と量子効率を同時に得るためには 790nm 付近の波長可変のレーザーが必要となる。このようなレーザー媒質としては Ti:Sapphire が最も有力であり、他の候補として Er 系の倍波も考えられる。Ti:Sapphire のモードロックは超短パルスではカーレンズモードロックが必要だが、ILC では帯域はある程度狭い必要があり、図 25 のような音響光学素子(AO)モジュレーターによる外部同期モードロックという方法が良い。

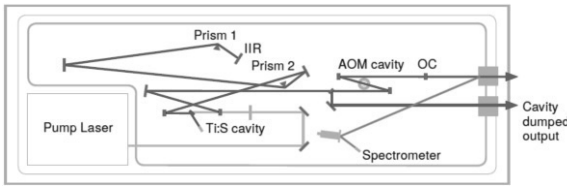


Fig. 25 モードロック発振器

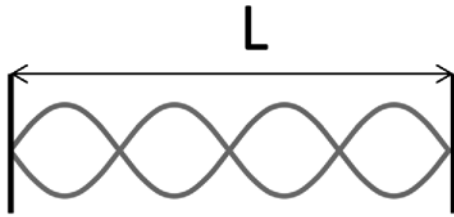


Fig. 26 モード同期発振器

モード同期レーザーの発振器は図 26 のように共振器長 L の中に存在するレーザーの波長は境界条件を満たすために散逸的になる。

$$\frac{\lambda_n}{2} n = L \Rightarrow \omega_n = \frac{2\pi c}{2L} n \quad (5-1)$$

この発振したレーザーは

$$E(t) = \sum_{n=0}^N A_n e^{i(\omega_n t + \phi_n)} \quad (5-2)$$

となるが、この各波長の振幅が一定で、位相 ϕ_n が同じ位相になった時に、

$$\begin{aligned} E(t) &= A e^{i\phi} \sum_{n=0}^N e^{i\omega_n t} \\ &= A e^{i\phi} \sum_{n=0}^N e^{i \frac{2\pi c t}{2L} n} \\ &= A e^{i\phi} \frac{1 - e^{i \frac{2\pi c t}{2L} (N+1)}}{1 - e^{i \frac{2\pi c t}{2L}}} \\ I(t) &= A^2 \left| \frac{1 - e^{i \frac{2\pi c t}{2L} (N+1)}}{1 - e^{i \frac{2\pi c t}{2L}}} \right|^2 \\ &= A^2 \frac{\sin^2 \left(\frac{2\pi c t (N+1)}{2L} \right)}{\sin^2 \left(\frac{\pi c t}{2L} \right)} \quad (5-3) \end{aligned}$$

というように重畳された短パルスが得られるものである。これは例えば $N=10$ の時の描画すると図 27 のようになる。

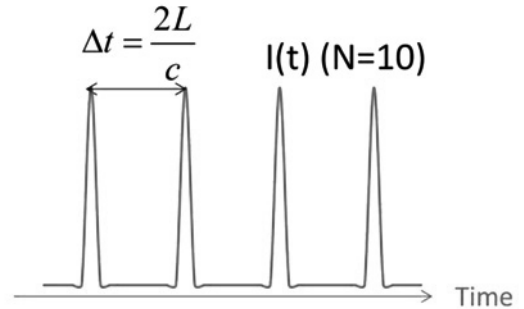


Fig. 27 モード同期発振

実際の発振器で帯域がガウシアンだとすると

$$\begin{aligned} E(t) &= A \sum_{n=0}^N f_n e^{i(\omega_n t + \phi_n)} \\ f_n &= e^{-a(\omega_n - \omega_0)^2} \quad (5-4) \end{aligned}$$

$$\Delta\omega = \sqrt{\frac{2 \log 2}{a}}$$

であり、この場合の得られるパルス幅はフーリエ変換から

$$\begin{aligned} \Delta t &= \sqrt{8a \log 2} \\ \Delta\omega \times \Delta t &= 4 \log 2 \quad (5-5) \end{aligned}$$

であり、 $\Delta\omega$ と Δt の積がこのようなフーリエ限界で決まる。

さらに位相が一定でない場合に2次分散までの

$$\phi_n = \beta_0 + \beta_1(\omega_n - \omega_0) + \beta_2(\omega_n - \omega_0)^2 + \dots \quad (5-6)$$

を考えると、

$$\begin{aligned} E(t) &= A e^{i\omega_0 t} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-a\Delta\omega^2 + i\beta_1\Delta\omega + i\frac{\beta_2}{2}\Delta\omega^2 + i\Delta\omega t} d\Delta\omega \\ &= A e^{i\omega_0 t} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\left(a-i\frac{\beta_2}{2}\right)\left\{\Delta\omega - \frac{i(t+\beta_1)}{2\left(a-i\frac{\beta_2}{2}\right)}\right\}^2 - \frac{(t+\beta_1)^2}{4\left(a-i\frac{\beta_2}{2}\right)}} d\Delta\omega \\ &= A \frac{\pi}{\sqrt{-a+i\frac{\beta_2}{2}}} e^{-\frac{(t+\beta_1)^2}{4\left(a-i\frac{\beta_2}{2}\right)}} e^{i\omega_0 t} \\ &= A \frac{\pi}{\sqrt{-a+i\frac{\beta_2}{2}}} e^{-\frac{(t+\beta_1)^2}{4\left(a-i\frac{\beta_2}{2}\right)} - i\frac{\beta_2(t+\beta_1)^2}{2\left(a-i\frac{\beta_2}{2}\right)}} e^{i\omega_0 t} \\ &= A \frac{\pi}{\sqrt{-a+i\frac{\beta_2}{2}}} e^{-\frac{(t+\beta_1)^2}{4a^2+\beta_2^2}} e^{i\left\{\omega_0 t + \frac{\beta_2(t+\beta_1)^2}{2(4a^2+\beta_2^2)}\right\}} \end{aligned} \quad (5-7)$$

となり、 β_2 によってパルス幅が増え、また周波数が時間依存している事になる。これをチャープパルスと呼ぶ。これは β_2 によって図28のようになる。

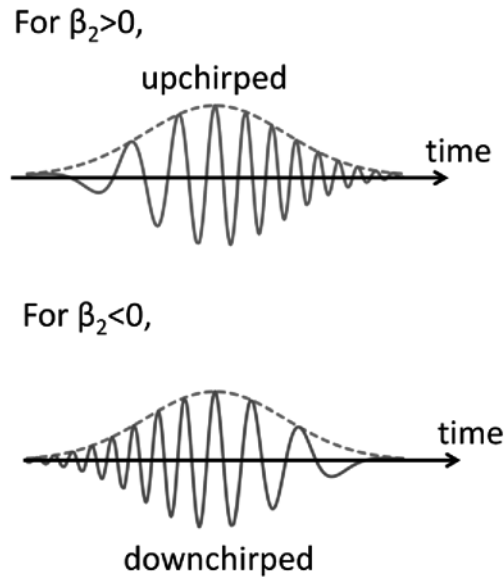


Fig. 28 チャープパルス

を得る方法としては図29のようにグレーティングペアまたはプリズムペア、ファイバー・ブラッグ・グレーティング(FBG)等を使用する。

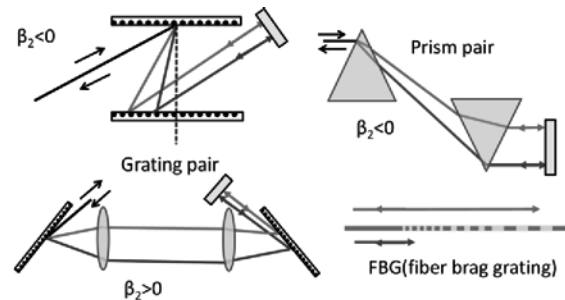


Fig. 29 分散の生成

これらの方法により、

$$\beta_2 = \frac{d^2\phi}{d\omega^2} = \frac{\lambda^3}{2\pi c} \cdot \frac{d^2P(\lambda)}{d\lambda^2} \quad (5-8)$$

という2次分散が発生できる。

ここで $P(\lambda)$ は光学的な経路長である。

発振器からの信号は図30のようにストレッチャーでパルス幅を伸ばした後、再生増幅器で増幅する。

再生増幅器とはレーザー共振器内にポッケルセルを用いて、種光を閉じ込め→増幅→取り出しを行う物である。

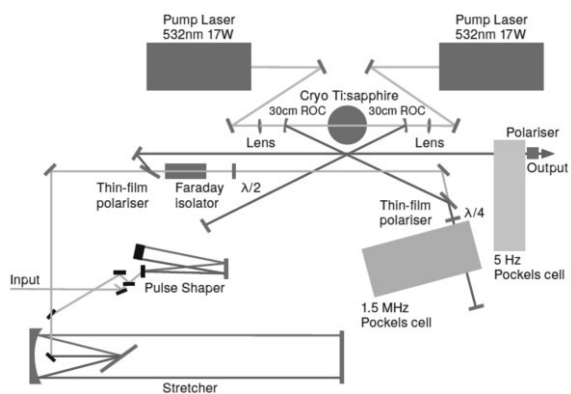


Fig. 30 ストレッチャーと再生増幅器

参考文献

- [1] ILC Technical Design Report
<http://www.linearcollider.org/ILC/Publications/Technical-Design-Report>
- [2] 中西 彊, 「最終講義 : スピン偏極電子源の開発と応用分野の開拓」
http://ocw.nagoya-u.jp/files/168/nakanishi_siryu.pdf
- [3] 西森 信行, 「ERL 電子銃」, OHO 2008,
<http://accwww2.kek.jp/oho/oho08/text.html>

4-2 ILC の陽電子源

1. ILC の陽電子源

陽電子源は ILC の最も重大な課題の 1 つです。ILC の陽電子の生成方法として 3 つの候補があり [1]、

- ・ アンジュレーター方式
(~30%偏極度(初期), ~60% 偏極度(増強))
- ・ 電子ビーム駆動のシャワー (無偏極)
- ・ レーザーコンプトン散乱 (~60%偏極度)

これらの方法はそれぞれに様々な技術的問題がある。

ILC で必要な陽電子のパラメーターは表 1 の通りであり、 $3.2\text{nC} \times 1312$ バンチ $\times 5\text{pps}$ の電流が必要であり、 $20\ \mu\text{C/s}$ ($1.3 \times 10^{14}/\text{s}$) 非常に大電流である。

Table 1 ILC で要求される陽電子

電子数(電子銃出口)	2×10^{10} (3.2nC)
バンチ数	1312
バンチ繰り返し	5 Hz
DR 入射エネルギー	5 GeV
DR ダイナミックアパーチ	<0.07 m rad
DR エネルギーアクセプタ	0.75 %
DR 縦方向アクセプタンス	3.4×37.5 cm \cdot MeV
ドライブビームエネルギー	150/175/250 GeV
アンジュレーターピリオド	1.15 cm
アンジュレーター磁場強度	$K=0.92/0.75/0.45$
アンジュレータータイプ	Helical
アンジュレーター長	147 m
フォトンエネルギー	10.1/16.2/42.8MeV
フォトンビームパワー	63.1/54.7/41.7 kW
ターゲット物質	Ti-6%Al-4%V
ターゲット厚さ	0.4 / 1.4 r.l. / cm
ターゲットでの吸収	7 %
スポットサイズ	1.4/1.2/0.8 mm,
陽電子偏極度	31/30/29 %

ILC ではアンジュレーター方式は偏極陽電子ビームが生成可能であることを最大の理由として基本方式に採用された。しかし系統的に複雑であり、また新しい方式で信頼性が乏しく、100GeV の電子ビームが無いと試験ができないため妥当性の検証が困難である。

従来通りの電子ビームドライブ方式は偏極陽電子が得られないがターゲットの負荷が高い事を除けば現実的である。

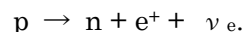
またレーザーコンプトン方式は課題が多い。1度の散乱で得られる陽電子が少ないためバンチ重畳は不可欠である。

これらについて順に解説する。

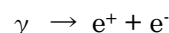
2. 陽電子生成

陽電子は自然にはほぼ存在しないため人工的に作るしかない。陽電子が実現できる方法は

- ・ β^+ 崩壊による陽電子生成 (図 1)



- ・ 対生成 (図 2)



のどちらかしかなく、時間構造をもつバンチビームとして生成できるのは対生成しかない。

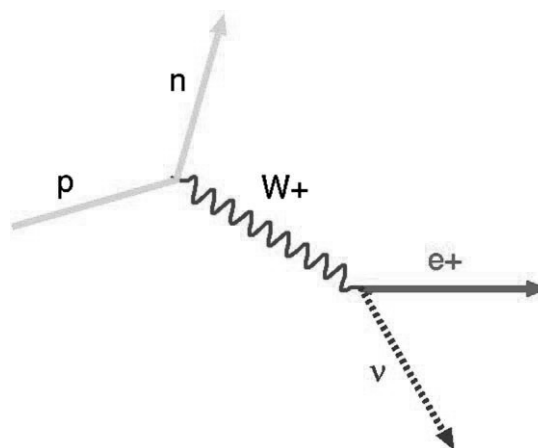


Fig. 1 β^+ 崩壊による陽電子生成

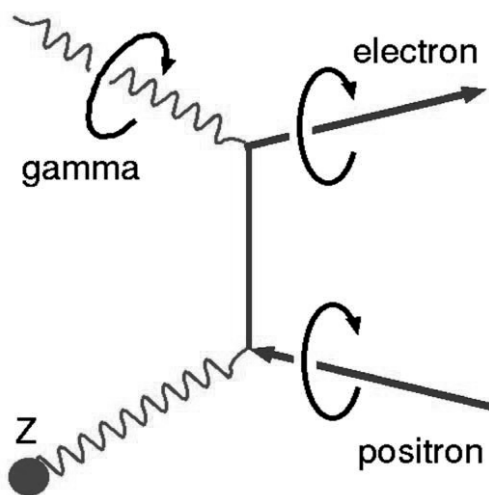


Fig. 2 対生成による陽電子生成

物質と光子の相互作用としては、図3のように

- ・ 光電効果(<1MeV)
- ・ コンプトン散乱：1-10MeV
- ・ 対生成 >10MeV

が光子のエネルギーによってそれぞれ起きる。効率的に対生成反応をおこさせるには 10MeV 以上のガンマ線が必要である。

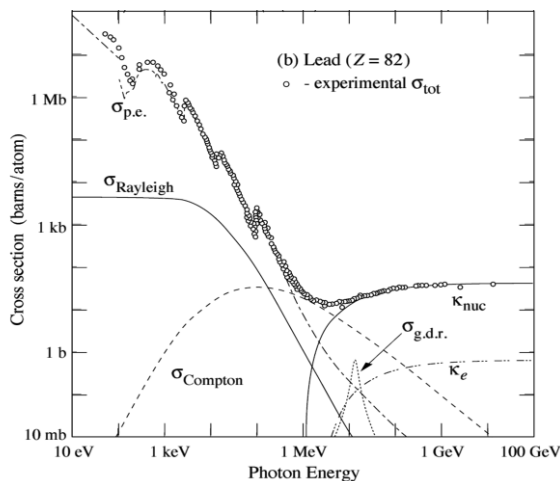


Fig. 3 物質と光子の相互作用

このような 10MeV を超える高エネルギーガンマ線による対生成には、現実的には次の二つの方法が考えられる。

- ・ 電子ビームを物質に入射：
電磁カスケードシャワー。荷電粒子である電子は容易に加速され、高エネルギー電子ビームは作りやすい。今までの、すべての時間構造をもつ陽電子源はこの方法である。
- ・ ガンマ線を物質に入射：
ほぼ単純な対生成反応。高エネルギーのガンマ線を何らかの形で二次粒子として生成する。陽電子源として実用化された例はまだ無い。この方法だと円偏光したガンマ線があれば、偏極陽電子が得られるという利点がある。

2.1. 電磁シャワー

電磁シャワーは 100MeV 以上の電子ビームによる物質中での反応であり、図4のように

- ・ 制動放射(Bremsstrahlung)
- ・ 電子励起
- ・ 対生成
- ・ コンプトン散乱

等を繰り返して、電子、陽電子、ガンマ線の束（電磁シャワー）が発生する。

この中から陽電子を選び出せば、陽電子ビームが得られる。

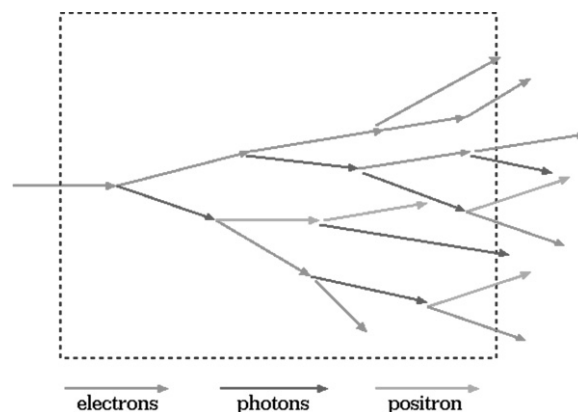


Fig. 4 電磁シャワー

電磁シャワーを最適化するには、ターゲットの厚みを最適化する必要がある。電子の物質中での相互作用は、図5のように高エネルギーでは制動放射が、低エネルギーではイオン化が支配的であ

り、イオン化が支配的になってしまうとエネルギー損失が急速に大きくなってしまいうため、この制動輻射とイオン化のエネルギー損失が同程度になる所である電子のエネルギー E_c

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{Ionization}} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{Bremsstrahlung}}$$

$$E_c \sim \frac{800}{Z+1.2} [\text{MeV}] \quad (2-1)$$

までが陽電子を生成できる電磁シャワーの限界である。

放射長 X_0 は質量数 A 、原子番号 Z で

$$\frac{dE}{dx} = \frac{E}{X_0}$$

$$X_0 = \frac{716.4[g/cm^2]A}{Z(Z+1)\log(287/\sqrt{Z})} \quad (2-2)$$

であり、制動輻射を繰り返して電磁シャワーが発達する。 n 回目の電磁シャワーでシャワーマックスである E_c に到達すると

$$E_n = \frac{E_0}{2^n}$$

$$n_{\text{max}} = \log_2\left(\frac{E_0}{E_c}\right) \quad (2-3)$$

$$L_{\text{max}} = X_0 \log\left(\frac{E_0}{E_c}\right)$$

となり、 L_{max} が最適なターゲット厚さとなる。

ここで放射長 X_0 は大きな A, Z だと短くなるため、効率的なシャワー生成が可能となる。

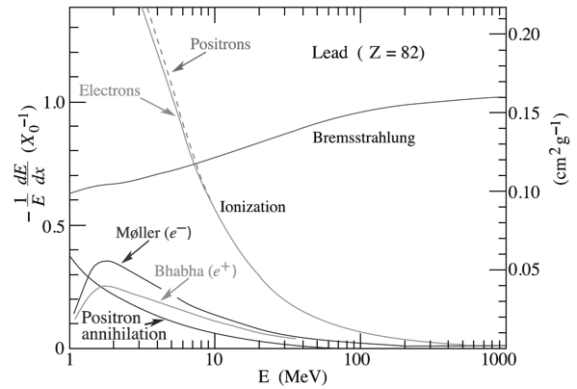


Fig. 5 電子の物質中でのエネルギー損失

図 6 は電子のエネルギーとターゲットの厚みによる陽電子の収量である。

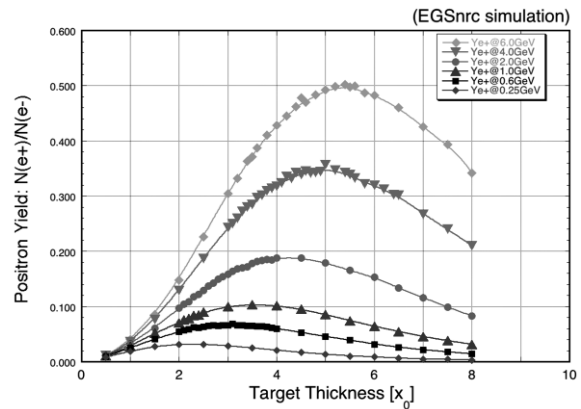


Fig. 6 ターゲットの厚さと陽電子収量

2.2. ガンマ線による陽電子生成

一方、制動放射によらずに数十 MeV 程度の光子が生成できれば、これを物質に入射した場合、図 3 のように対生成により直接陽電子が生成される。入射光子が偏極 (円偏光) している場合、生成される陽電子も偏極する (偏極陽電子生成)。高エネルギーの偏極ガンマ線を大量につくれば偏極陽電子が得られる。

3. アンジュレーター方式

100GeV 程度以上のエネルギーの電子をアンジュレーターに通すと ~10MeV 以上のガンマ線を生成する。このガンマ線から対生成により陽電子を生成する方式である。ここでヘリカル磁場を用いると、円偏光ガンマ線が生成され、陽電子も偏極する。

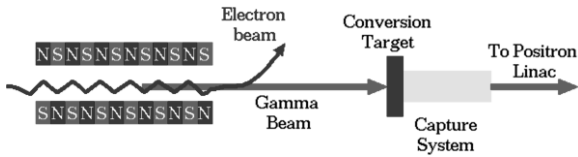


Fig. 7 アンジュレーター方式

偏極陽電子についてはアンジュレーター光のスペクトラムで、高いエネルギーと低エネルギーでは偏極方向が逆である。エネルギーと角度は相関しているのので、超前方のガンマ線のみを取り出すことで偏極ガンマ線が得られる。図8、図9はそれぞれγ線のエネルギーに対する陽電子の生成量と偏極度である。

$$\frac{dN_n}{dE} \left[\frac{1}{\text{MeV}} \right] = \frac{10^6 e^3 L K^2}{4\pi\epsilon c^2 h^2 \gamma^2} \left[J'_n(x)^2 + \left(\frac{\alpha_n - n}{K} - \frac{n}{x} \right)^2 J_n(x)^2 \right] \quad (3-1)$$

$$\theta = \frac{1}{\gamma} \sqrt{\frac{\omega_n (1+K^2)}{\omega} - 1 - K^2}$$

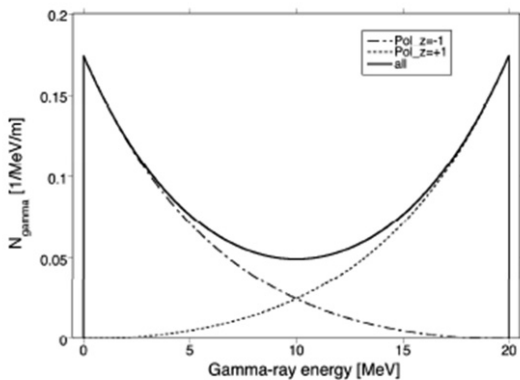


Fig. 8 γ線のエネルギーと 偏極陽電子生成

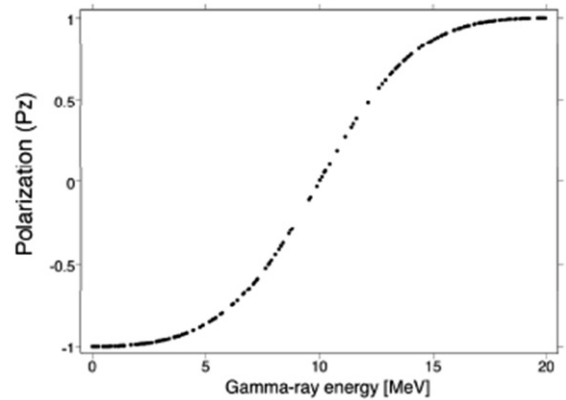


Fig. 9 γ線のエネルギーと偏極度

アンジュレーターの放射は図10のように蛇行運動をする電子がシンクロトロン光を放射し、一周期となりの電子が出すシンクロトロン光と位相がそろう方向にコヒーレントな光が放射される。

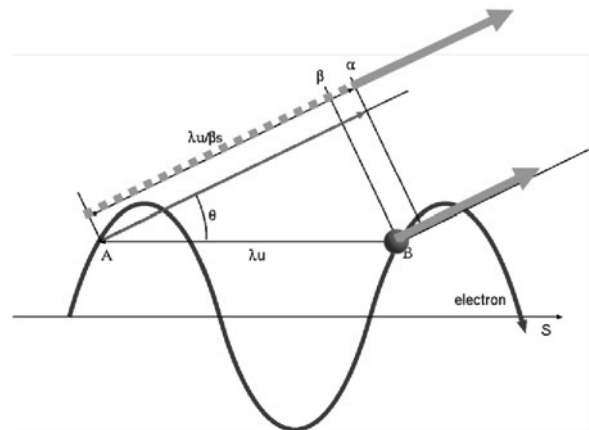


Fig. 10 Undulator Radiation

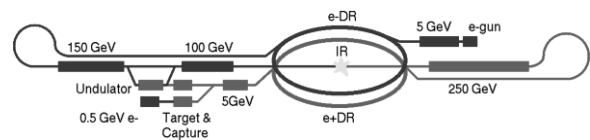


Fig. 11 ILC Positron Source

ILC におけるアンジュレーター方式では、図11のように 150 GeV の電子がアンジュレーターを通過し、発生するガンマ線から陽電子を生成する。

図 12 のようにアンジュレーターを通過した電子ビームは IP へと向かい、生成された陽電子は次の衝突に使われる。

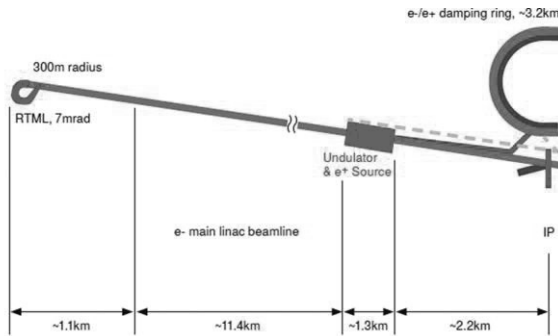


Fig. 12 陽電子源(アンジュレーター方式)

陽電子の捕獲部については図 13、図 14 のように

- PTAPA: 125 MeV NC L-band capture section
 - PCAP : 275 MeV NC L-band linac
 - PBSTR : 4.6 GeV SC L-band linac
- で構成されている。

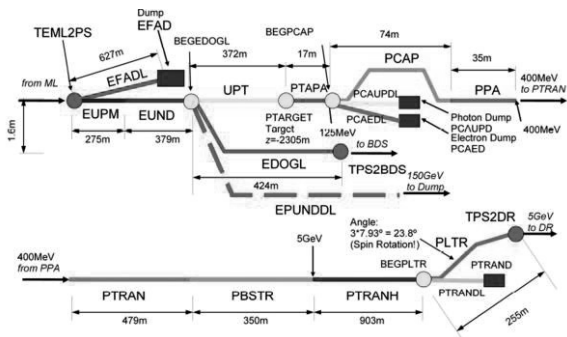


Fig. 13 陽電子捕獲部

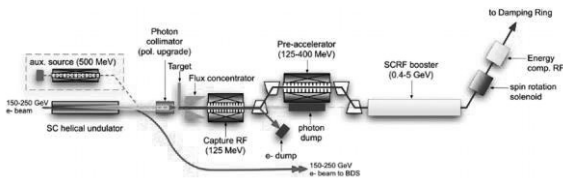


Fig. 14 アンジュレーター方式

偏極陽電子を得るには、 γ 線が円偏光している必要があるため、図 15 のようなヘリカルアンジュレーターを用いる。

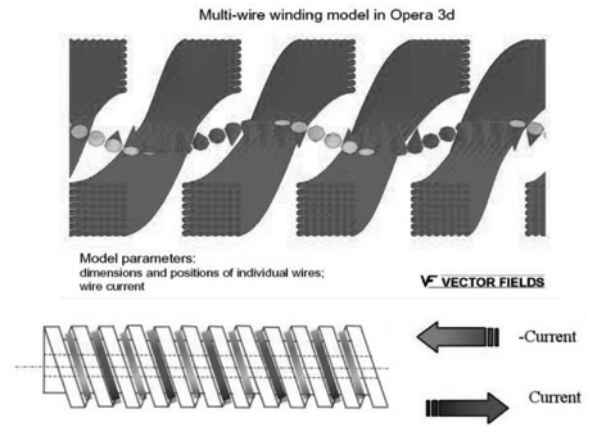


Fig. 15 ヘリカルアンジュレーター

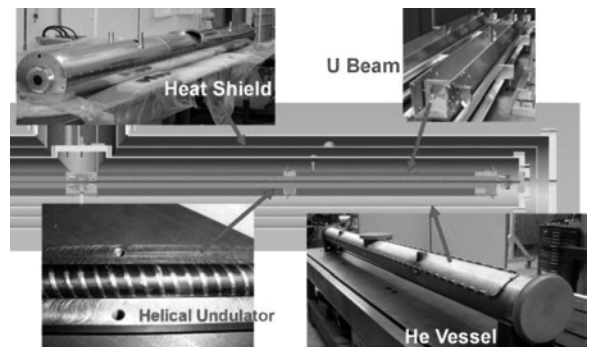


Fig. 16 アンジュレーターとクライオモジュール

図 16 はヘリカルアンジュレーターは超伝導巻き線とクライオモジュールである。

このアンジュレーター方式での偏極度と陽電子捕獲量は図 17 のようになる。

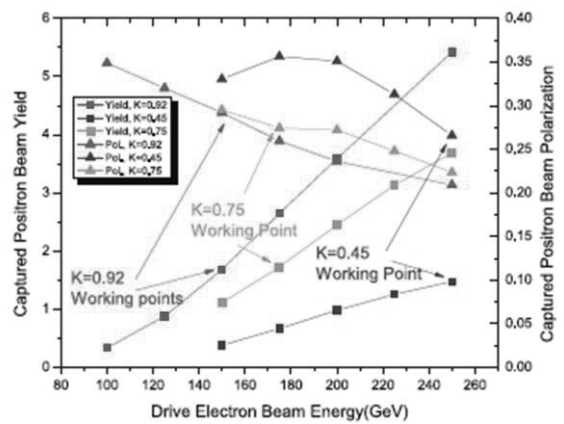


Fig. 17 偏極度と陽電子捕獲量

なお、図 18 のように低エネルギー領域では陽電子生成効率が急激に減少するため、150GeV よりビームエネルギーが下の場合、衝突ビーム 5Hz に加えて、陽電子生成用のビームを 5 Hz、あわせて 10Hz で運転する必要がある。

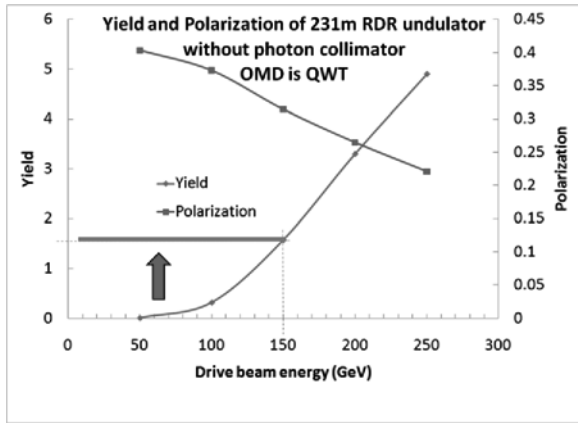


Fig. 18 陽電子生成量

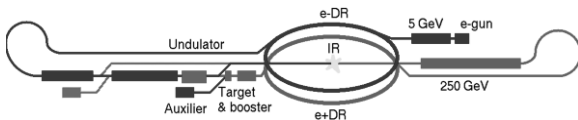


Fig. 19 アンジュレーター方式

Table 2 電子ビームのエネルギー損失

Drive beam energy	Energy lost per 100m	Energy lost for 1.5 yield
50GeV	~225MeV	N/A
100GeV	~900MeV	~9.9GeV
150GeV	~2GeV	~4.6GeV
200GeV	~3.6GeV	~3.7GeV
250GeV	~5.6GeV	~3.96GeV

Table 3 電子ビームエネルギーと生成率、偏極度

Drive beam energy	Yield	Polarization
50GeV	0.0041	0.403
100GeV	0.3138	0.373
150GeV	1.572	0.314
200GeV	3.298	0.265
250GeV	4.898	0.221

アンジュレーターを挿入した場合の電子ビームへの影響も問題であり、表 2 はアンジュレーターによる電子のエネルギー損失、表 3 は得られる陽電子生成量及び偏極度である。

また図 20 は電子ビームの規格化エミッタンスの増加量であり、図 21 はエネルギー分散の増加である。

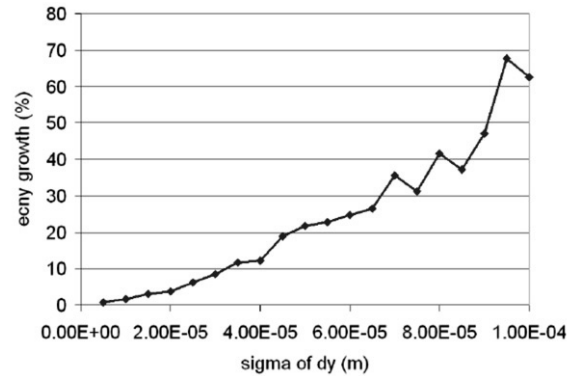


Fig. 20 電子ビームへの影響

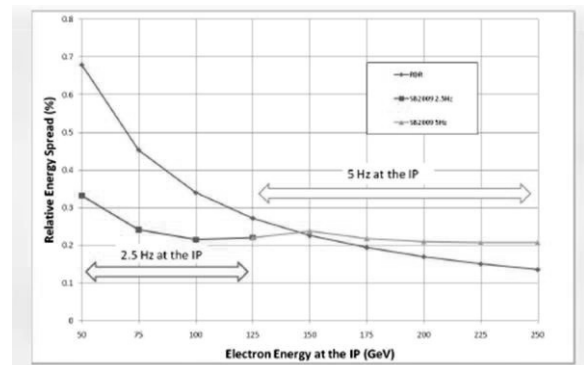


Fig. 21 電子ビームのエネルギー分散の増加

4. 電子ビーム駆動方式

数 GeV のドライブ電子ビームを標的に当て電磁シャワーを起こす図 22 の従来の方式である。

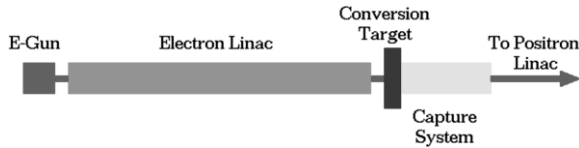


Fig. 22 電子ビーム駆動方式

2.2で説明した通り図 23の通り電磁シャワーの中で制動放射によって生成されたγ線と物質との相互作用で対生成が起き、この陽電子のみを収集する方式である。

ターゲットの厚みは図 24 のようにシャワーマックスになるように最適化される。

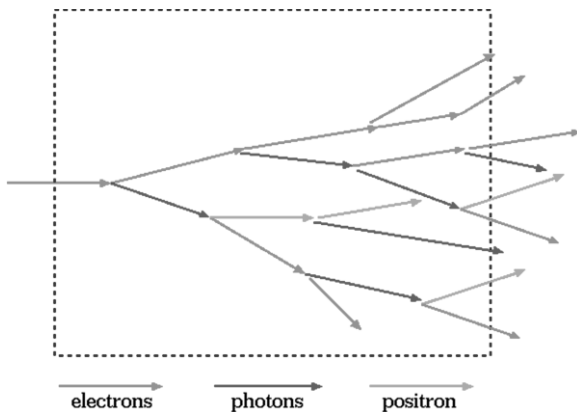


Fig. 23 電磁シャワー

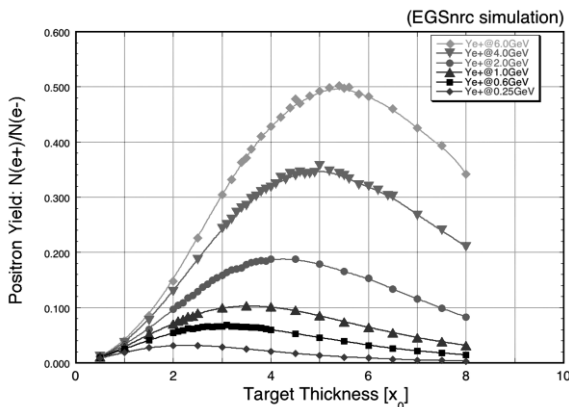


Fig. 24 標的厚みに対する陽電子の生成率

ILCにおいてこの方式の最も厳しいのは標的の破壊である。SLACにおける W-Re 標的に入射した実験[2]が図 23 である。ILC での生成では生成標的の破壊が限界を与える。破壊限界の一般化された指標として、物質密度で規格化された三次元的エネルギーデポジット Peak Energy Deposition Density (PEDD)を導入している。SLAC 実験の閾値は当初 76J/g で、SLC はこの限界以下で運転していたが、図 26 のように標的破壊が発生した。その時の運転パラメーターは 35J/g であった。これが実用的な限界とされているが、PEDD がユニバーサルかどうかは明らかではない。このエネルギー密度に抑えるには例えば 369ns 間隔、バンチ電荷 3.2nC, トータル 2625 バンチ, 1ms 陽電子パルスを生成するには、400m/s という超高速回転標的が必要となる。

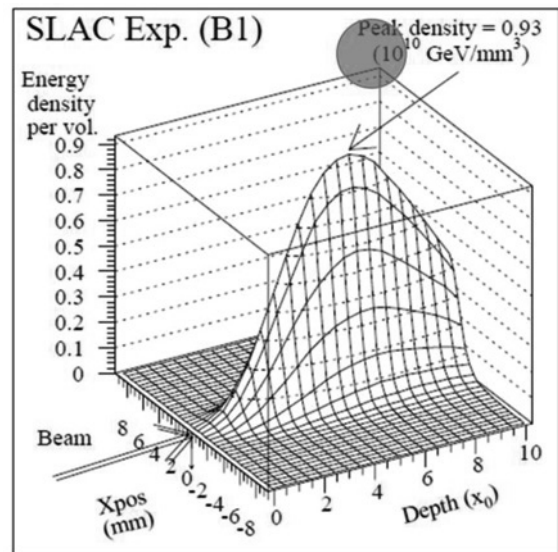


Fig. 25 ターゲットのエネルギー密度

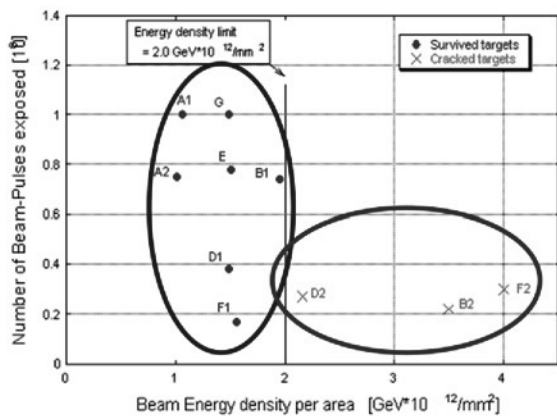


Fig. 26 ターゲットの破壊閾値

Table 4 SLC と ILC の標的負荷の違い

	N_{e^+}/bunch	Reputation(Hz)	N_{e^+}/sac
ILC	2.0×10^{10}	5×2625	2.6×10^{14}
SLC	4.0×10^{10}	120	4.8×10^{12}

このように表4のように ILC 陽電子源は、一秒あたりの数にして、SLC の 50 倍である。

当初陽電子標的として、高熱伝導のチタン合金を使って 100m/s の接線速度の回転ターゲットの開発を行ってきていた。架台は図 28 の真空中における水冷却+高速回転体のデザインが課題であり、試作機(LLNL)の試験は失敗に終わった。

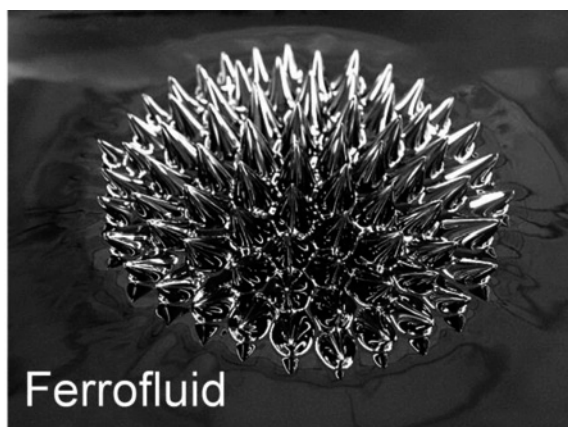


Fig. 27 陽電子生成標的

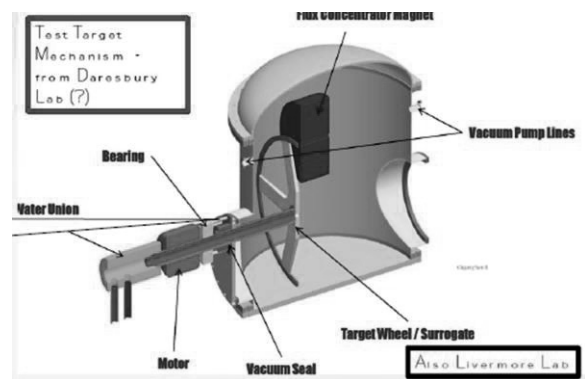


Fig.28 電子生成標的

また固体標的ではなく図 29 の液体金属(Pb-Sn)を使った研究も行われ、BINP(Novosibirsk, Russia)で 20000h を超える試験実績を積んでいる。この方式の課題は真空との遮蔽窓材(BN)がビームの衝撃に耐えられるかと、Pb が沸騰する 2200K になると泡の発生による生成効率の減少、突沸による衝撃などが予想される。

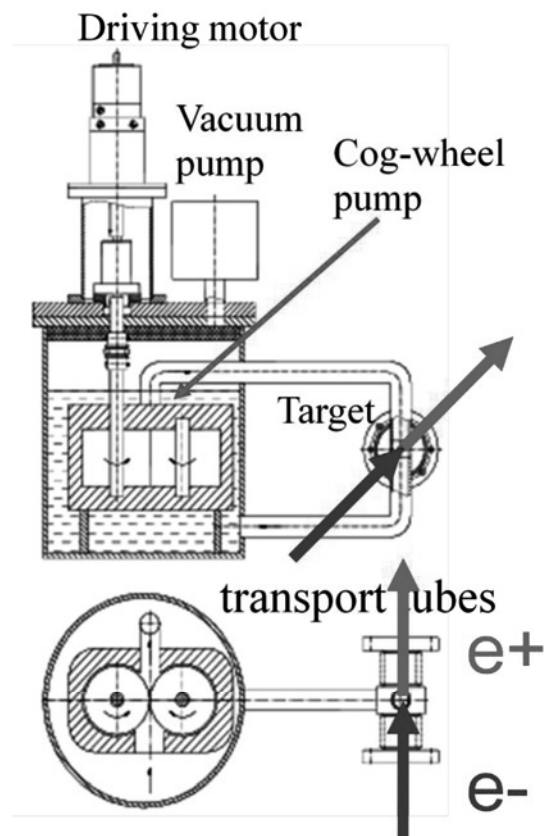


Fig. 29 液体 Pb 標的

4.1. 300Hz 方式

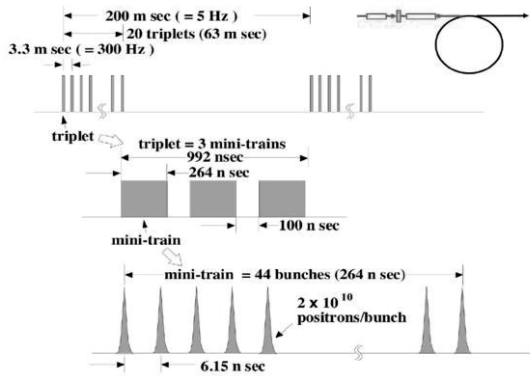


Fig. 30 Electron Driven Scheme

そこで図 30 のようにパルス長を伸ばし、ビームの生成を ILC のパルス幅である 1ms ではなく、63ms で陽電子を作る事で接線速度を遅くする方法が提案されている[3]。これにより 400m/s 必要だった標的の接線速度は数 m/s 程度で良くなり、図 31 のようにビームの方を動かす事も可能になる。10m/s 程度の流速で鉛を流せば図 32、図 33 のように温度上昇は 800K 程度に抑えられる。

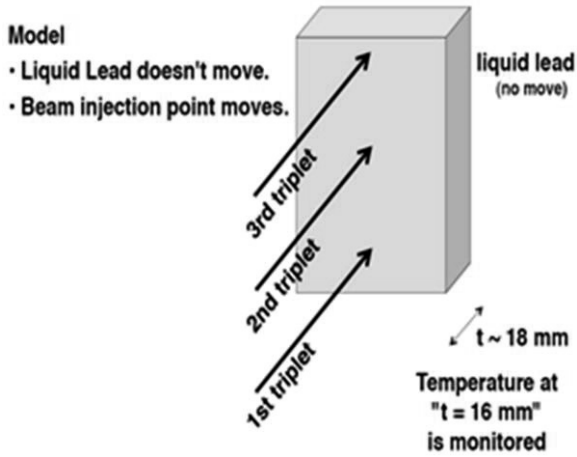
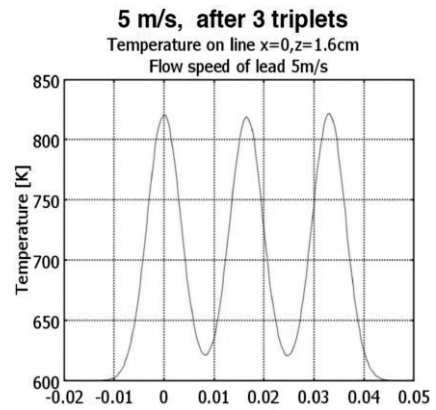


Fig. 31 300Hz 生成方式での標的

陽電子のビーム構造は ILC の主加速器と違って、一旦すべてのバンチを DR に蓄積するので、ML でのビーム構造は取り出しにより決められる。ここで 300Hz で運転可能な S バンド常伝導加速器を使う。



sim. was done with 2.2 GeV and 5.9 nC. y [m]
If 2.2 GeV \rightarrow 3.5 GeV, ΔT change 220 K \rightarrow 350 K Wanning (ANL)

Fig. 32 300Hz 方式での標的の温度上昇

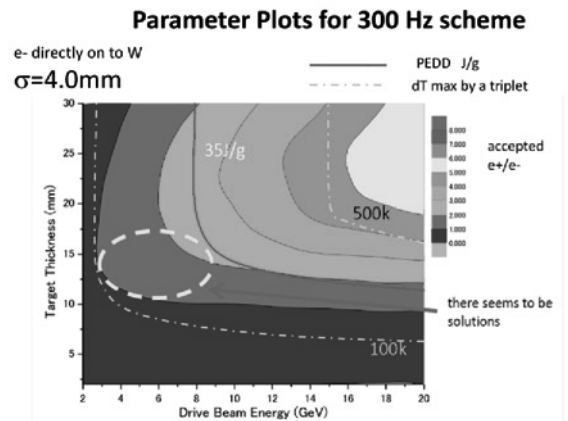


Fig. 33 300 Hz 方式での標的の温度上昇

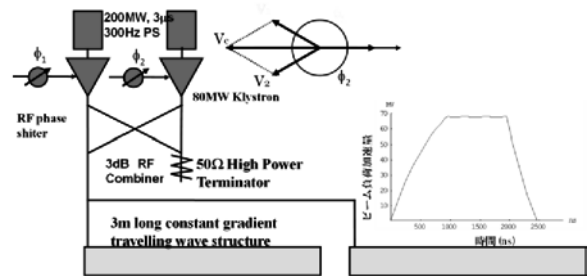


Fig. 34 マルチバンチビーム加速

エネルギーの補償には二つのクライストロン出力を 3 dB カプラーで結合し、早い位相制御により、合成 RF の出力パワーをパルス内で制御する事で、マルチバンチ加速の際のビームローディングを補正し、均一に加速する。

4.2. 陽電子の捕獲

生成標的で発生した陽電子は大きな広がりをもつ。この分布を扱いやすいより平行なビームへと位相空間分布を操作する必要がある。

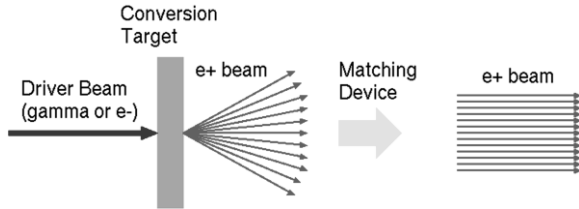


Fig. 35 Positron Capture

この陽電子の捕獲方法として2つの方法がある。

- ・ QWT (Quarter Wave Transformer)
- ・ AMD (Adiabatic Matching Device)

4.2.1. QWT(Quarter Wave Transformer)

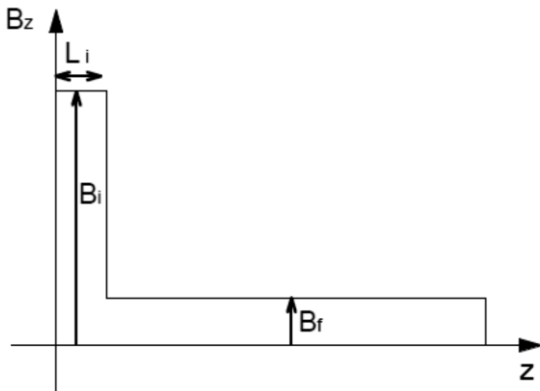


Fig. 36 陽電子捕獲 : QWT

図 36は QWT の典型的な磁場分布である。QWT では 1.0Tesla 程度のパルスソレノイドコイルを使用し、生成標的では磁場を消すためのバックキングコイルを使う。図 37 のように構造は単純だが、捕獲効率は低めである。現状で標準デザインとなっている。磁場は図 37 右のようになる。

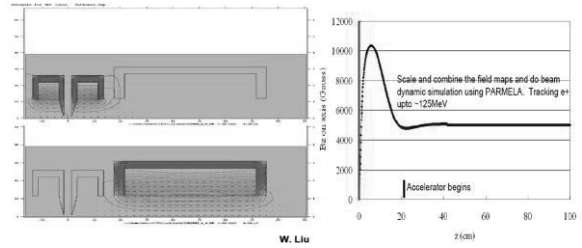


Fig. 37 陽電子捕獲 : QWT

4.2.2. AMD (Adiabatic Matching Device)

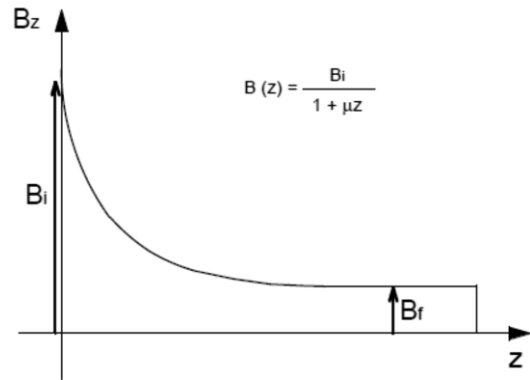


Fig. 38 陽電子捕獲 : AMD

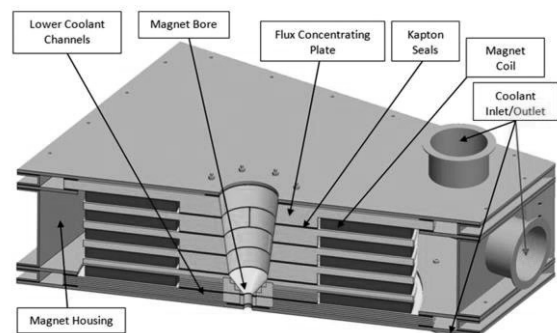


Fig. 39 Adiabatic Matching Device

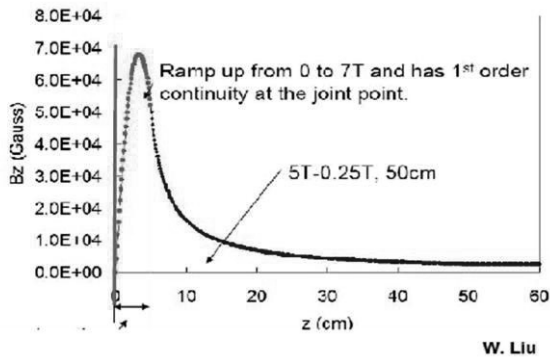


Fig. 40 Adiabatic Matching Devid

一方 AMD は連続的に変化するソレノイド状磁場であり、フラックスコンセンレーターで生成する。断熱保存条件から横方向運動量を抑制する事で、広いエネルギーアクセプタンスがある。この方法は一次コイルによるソレノイド磁場が内導体に渦電流を励起し、内径が狭いところで磁束が密集し、強い磁場が作られる。

捕獲効率は QWT の 50% から 100% 増しとなる。しかし 1ms 程度の長パルスで運転したときの機械強度には大きなリスク。代替デザインとして開発が続けられている。

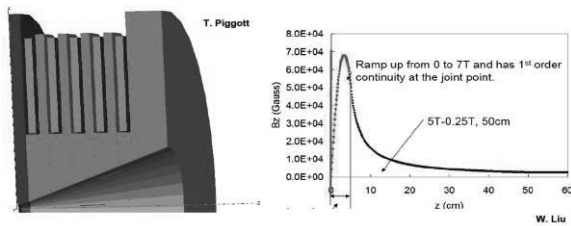


Fig. 41 陽電子捕獲:AMD

これらの QWT、AMD の陽電子のアクセプタンスについては OHO2002 の紙谷氏の陽電子[4]に詳しく書かれているので、それを参照して頂きたい。

5. コンプトン散乱方式

偏極陽電子が得られる別の方法としてコンプトン散乱による方法がある。図 42のようにコンプトン散乱において円偏光レーザーを用いると、発生するガンマ線の偏極はエネルギーに依存する。コンプトン散乱方式は図 43 のように数 GeV の電子ビームとレーザー光子との逆コンプトン散乱により 30 MeV 程度の γ 線を生成する。ここで円偏光レーザー光による偏極ガンマ線から偏極陽電子生成が可能となる。

エネルギー依存性はほぼアンジュレーターと同様である。しかしレーザー波長がアンジュレーター周期長よりも小さいために低いエネルギーの電子でガンマ線を生成できる。

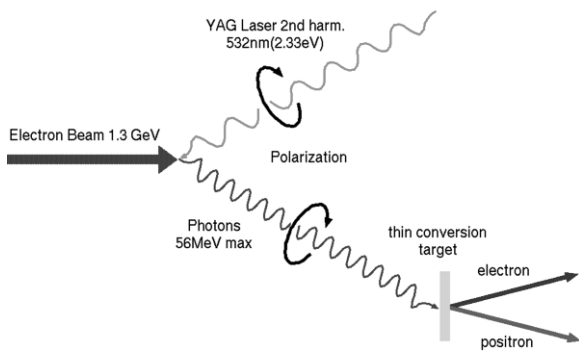


Fig. 42 コンプトン散乱方式

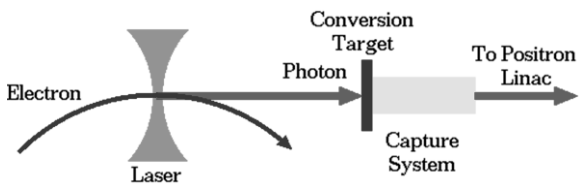


Fig. 43 Compton Scheme

偏極度は図 43、44 のように高エネルギー（超前方）をとることで、偏極ガンマ線-陽電子を生成する事が可能である。

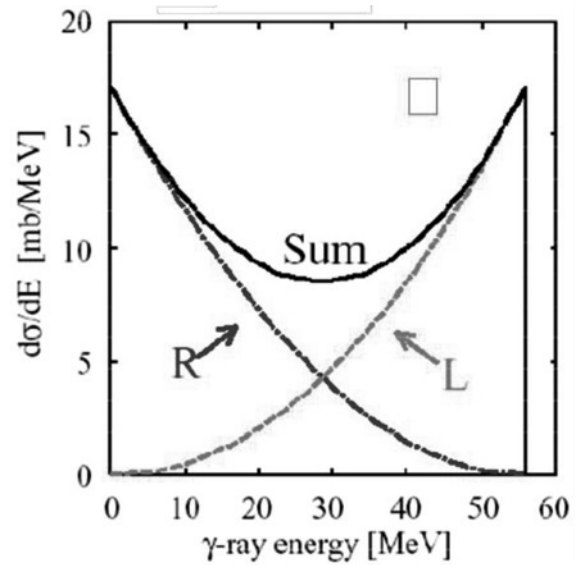


Fig. 41 コンプトン散乱方式での生成断面積

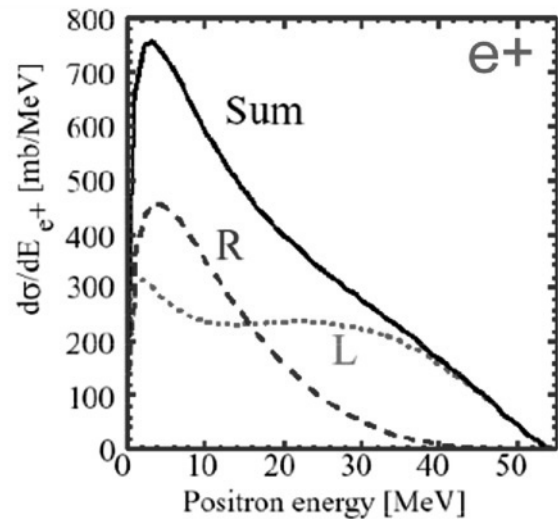


Fig. 45 コンプトン散乱方式の生成断面積

コンプトン散乱方式の問題はレーザー光はレイリー長程度しか収束できないため、反応効率が低い事である。

従って重畳してスタッキングする事が必須となる。

そこで図 46 のように電子ビームとレーザーを蓄積して陽電子を稼ぐ事になる。例えば

- ・電子蓄積リング:5.3nC, 6.2ns, 1ps, 1.8GeV
- ・光学重畳空洞:光を空洞内に蓄積して増倍, 0.6Jx5CP.

の場合で一回あたりの陽電子生成数

$Ne^+ \sim 2.0 \times 10^8$ 個であり、ILC に必要な陽電子数である $Ne^+ \sim 2 \times 10^{10}$ 個には全く足りないので、図 42 のようにさらに生成された陽電子を DR でおなじバケツに貯めていく。陽電子は放射減衰で平衡点へと移動、開いた空間に次々と入射する。このようにダンピングリングで陽電子を重畳して所定の数を実現する事になる。

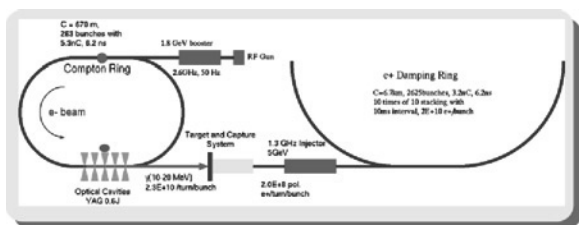


Fig. 46 コンプトンリング

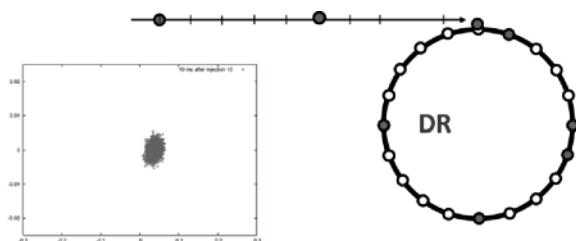


Fig. 47 DR における陽電子スタッキング

このコンプトン散乱方式での γ 線生成については KEK-ATF において図 44 のような予備実験が行われている。

Observed Gamma-ray Spectrum

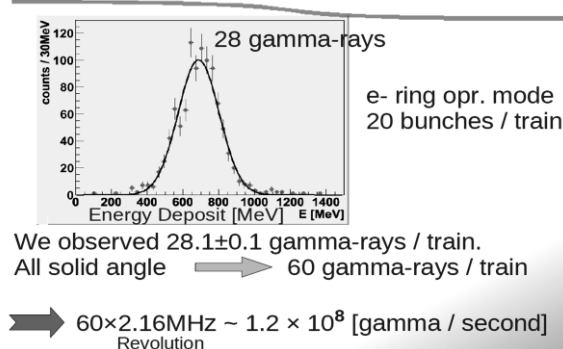


Fig. 48 KEK-ATF experiment

6. まとめ

ILC 陽電子源として、三方式が提案されている。300Hz-電子ビームドライブ方式は、ほぼ現状技術で対応可能である。この方法では陽電子の捕獲部およびターゲットは SLC と同等になる。

アンジュレーター方式は偏極が得られる反面、技術的な課題が多い。

レーザーコンプトン散乱方式はまだ課題が多く高強度レーザー、高 FINESS 光蓄積空洞、バンチ重畳など様々な開発要素がある。

参考文献

- [1] ILC Technical Design Report
<http://www.linearcollider.org/ILC/Publications/Technical-Design-Report>
- [2] S. Ecklund, SLAC-CN-128
- [3] T. Omori et.al, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 672(2012) 52–56.
- [4] 紙谷琢哉、「陽電子源」, OHO 2002,
<http://accwww2.kek.jp/oho/OHOtxt/OHO-2002/txt-mokuji-2002-3.pdf>