

## 1 はじめに

### 1.1 入射器とは何か。

KEKB はこれまでの講義でもうおわかりであると思うが 2 つのリングを持つ衝突型の円形加速器である。8GeV の電子ビームが時計方向に回る HER (High Energy Ring) と 3.5GeV の陽電子ビームが反時計回りに回る LER (Low Energy Ring) があり、ビームは筑波実験室に設置された BELLE 検出器の中で衝突しながらリングの周回を繰り返している。これは電磁場のポテンシャルの壁に押し込めることによりビームを一定の場所にとどめていることになる。ではいったいビームはどこからやってきたのか？ リングの内に電子発生装置を置きそこから 8GeV の電子あるいは 3.5GeV の陽電子を発生させているのだろうか？ 残念ながらそれでは円形加速器は成立しない。ビームはポテンシャルの壁の中を振動しながら周回している。ビームの進行方向に対し直角方向の振動をベータトロン振動というが、リング1周当りのベータトロン振動数 $\nu$  (チューンと呼ぶことが多い) を KEKB では半整数に出来るだけ近づけて運転しているため、ビームは2周するとほぼ同じ位置に戻ってくることになる。すなわちリング内に電子発生装置をおくとビームは2周後には発生装置と衝突して失われる。チューンが半整数でない場合でも同様に何周かした後にはほぼ同じ位置に戻ってくることになるので、リング内に電子発生装置をおくことは出来ない。そこで周回ビームの通らない別の場所で必要なビームを作り出しリングに供給する装置が必要になる。それが入射器である。

### 1.2 KEKB 入射器とは何か。

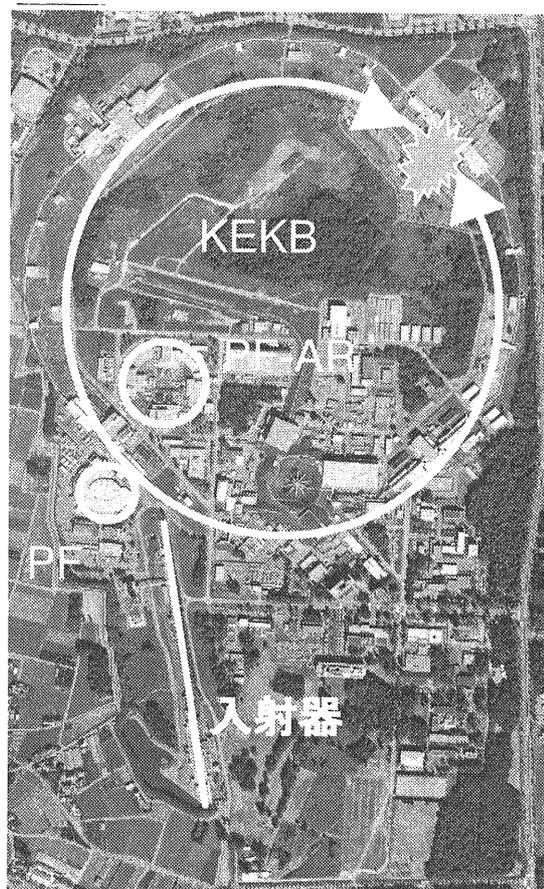


図 1-1 KEK 上空からの航空写真

KEK には純粋な KEKB 入射器は存在しない。ではこの講義の題目はどういうことかと小一時間問いつめられそうであるが、講義時間が1時間×2しかないので、そうなる前にさっさと釈明させて頂く。KEK には電子陽電子入射器棟がありその地下トンネルに加速管が並んでいる。ここで 8GeV の電子ビームと 3.5GeV の陽電子ビーム以外にも 3 GeV と 2.5GeV の電子ビームを作り出し同じく KEK 敷地内にある PF (Photon Factory) リング と PF-AR リングに供給している。現状では要求されたビームごとに入射器の運転モードを切り替えてそれぞれ

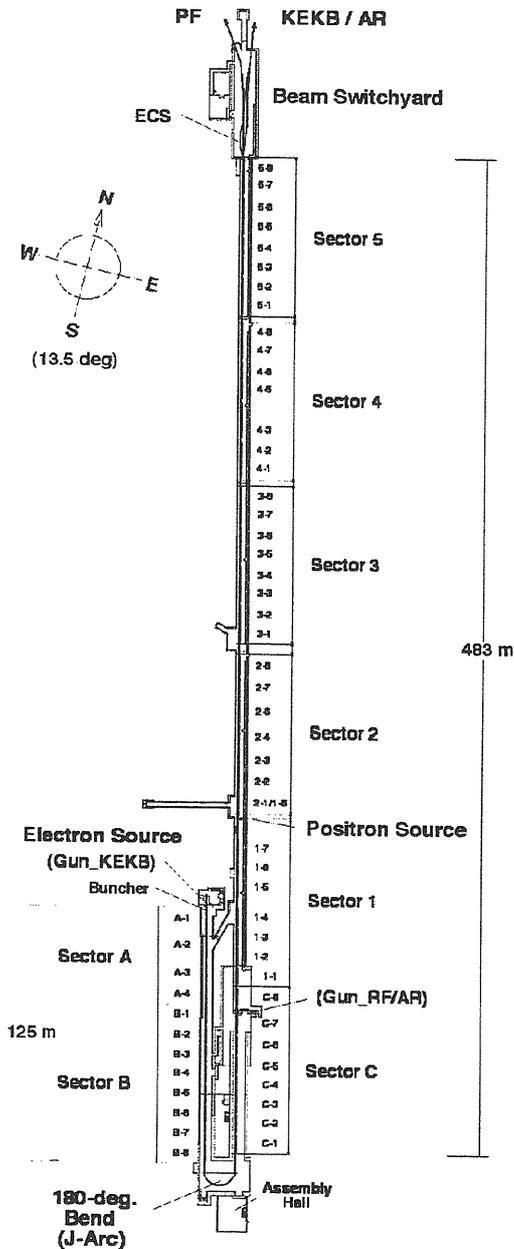


図 2-1 入射器レイアウト 全長 600 m の J のかたちをしている。[1]より引用

のリングにビーム供給を行なっている。すなわちある時は KEKB 入射器でありまたある時は PF 入射器という風になっているのである。本講義は KEKB モードになっているときの入射器について解説を行なっていくので、そういう意味での「KEKB 入射

器」であるということをご理解頂きたい。また単に入射器といった場合この KEKB モードの入射器を指すこととしたい。ただ、最近ではビームを絶えず入射し続ける連続入射を営業運転に取り入れ、ルミノシティーを大幅に向上させた KEKB の成果を筆頭に、世界でもいくつかのリングで連続入射を行ない成果を上げている。リングの性能の向上のため連続入射が必要不可欠になりつつある情勢から PF リングへの連続入射も同時に行なうような入射器の upgrade の検討が始まっているので、そうなった時にはますます KEKB 入射器という枠組みは意味をなさなくなっていくのかもしれない。

## 2. 入射器概観

では具体的に入射器のハードウェアとその役割を見ていこう。図 2-1 に入射器のレイアウトを示す。まず見て判るように J 形をしており全長は 600m に及ぶ。建物内の移動には自転車を使用している。図 2-2 のような電気自動車を通ることもある。

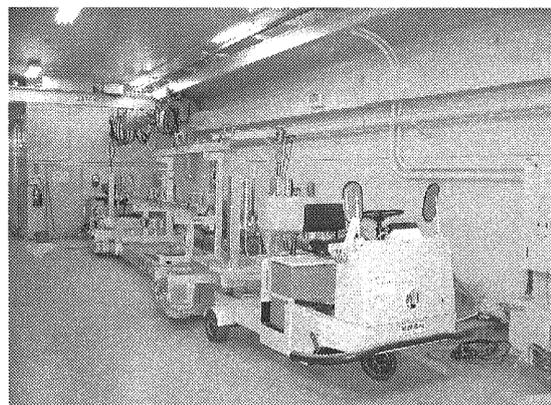


図 2-2 電気自動車

地下トンネル内で加速管を運ぶのに使用する。

入射器を linac と呼ぶことも多いが linac は元々 linear accelerator からの造語であり日本語では線形加速器と訳される。J 形をしていても線形といえるのかは疑問が残る点ではある。当初入射器が建設されたときには J 形でなく真っ直ぐであり、KEKB 向けに upgrade した際に加速エネルギーを得るには土地が不足し J 形に折り曲げることで 8GeV を達成した図という歴史があり、linac は昔の名残を示した呼び方であるということで納得して頂きたい。J の左側の端には電子銃がある。

KEKB のビームは電子、陽電子ともここで発生させる電子がビームの始まりとなる。図に電子銃の写真を示す。ここにある電子銃は熱した金属表面から飛び出した電子に電場をかけて引き出すオーソドックスな熱電子銃を採用している。ビームは連続的に取り出しているのではなく最大 50pps (pulse per second) のパルスで出力している。電子銃を出た直後のビームはおよそ

40cm の細長い形をしている。ビームは電子を出来るだけ失わず効率よくリングに至るまで加速できるようビームの進行方向に 3mm 程度の長さの圧縮のためのバンチングセクションに入る。

バンチングセクションは定在波を利用した

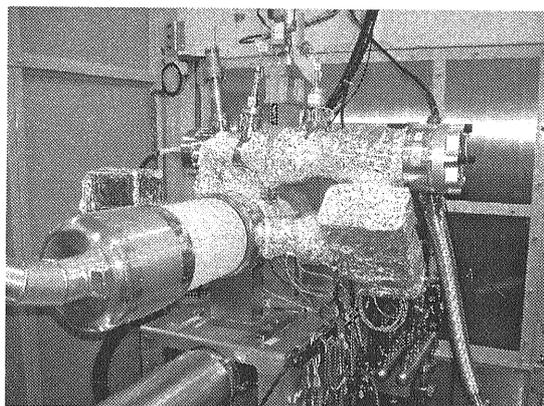


図 2-3 電子銃

左から伸びてくるアルミ製円筒とそれに続く碍子の先当りに電子銃のカソードが位置する。シールドの向こう側は加速管の並ぶトンネルになっている。

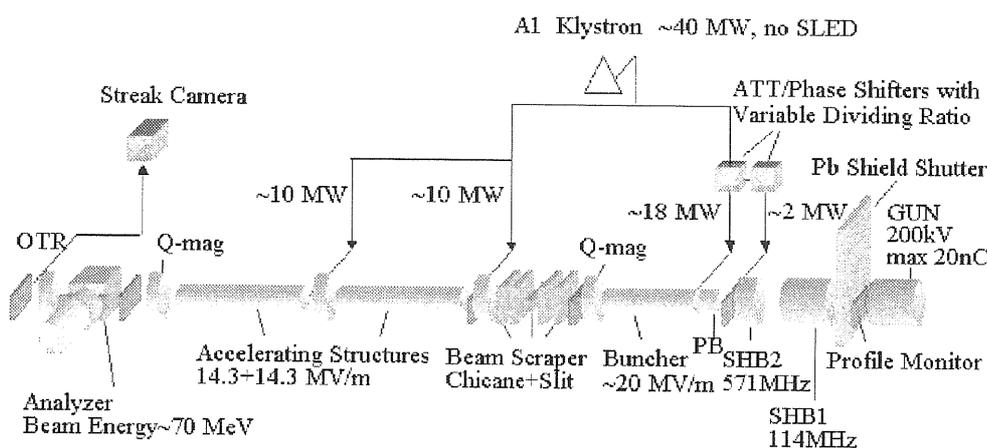


図 2-4 入射部レイアウト 右端の電子銃から出たビームは 徐々にエネルギーと位相をそろえられ、入射部の終わり付近ではほぼ光速になる。[1]より引用

SHB (サブハーモニックバンチャー) 2 台と、進行波を利用したプリバンチャー、バンチャーからなる。このあたりは入射部とも呼ばれる。図 2-4 に入射部のレイアウトを示す。電子銃から出たビームは短パルスであるが DC 的な時間構造を持っている。これがそのまま加速電場に入ってきた場合には電子は広い位相に渡って分布することになる。これを狭い位相範囲に集め、位相およびエネルギーをそろえることが必要になる。バンチャーの RF の位相速度と同じ速度の電子がバンチャーに入ってきたときを考える。図 2-5 で位相 A 付近に入射されたビームは電場で加速され位相が B の方へ進む。D で入射された電子は減速されやがて加速の位相にはいる。C 付近では平均すると加速電場は 0 であるので電子は加速されないため、バンチャーの先に進むに従って漸次位相速度と加速電場を強くなるようにしておけば電子の位相は徐々に遅れ集団の中心は C から B の方に移り電子は次第に加速される。電子が光速に近づくとつれ、また加速されるに従って電子が重くなるにつれ位相振動の振幅と振動数は小さくなる。こうして電子はエネルギーと位相をそろえられるのである。

SHB 1 は最初のバンチャーであるからメインの加速周波数である 2856MHz の 25 倍の周期を持つ RF を用いて広い範囲からビームをかき集め、次に 5 倍の周期を持つ SHB2 でさらに寄せ集め、2856MHz で動作するプリバンチャー、バンチャーにビームを送り出している。

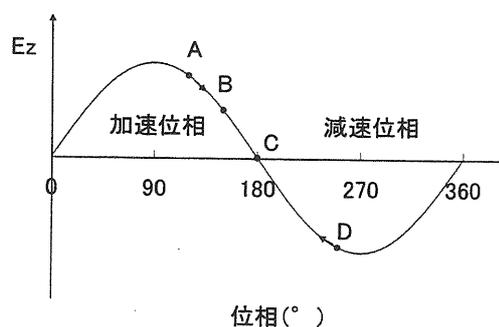


図 2-5 電子ビームの位相変動 0 から 180° が加速位相で、180° から 360° までが減速位相になる。

問: バンチングセクションを出たビームは運動エネルギー  $T=20\text{MeV}$  で、進行方向に約  $3\text{mm}$  の広がりを持つ。電子の静止エネルギー  $E_0=500\text{keV}$  として、ビームは時間にしてどれだけのパルス幅になるか。

答:  $20\text{MeV}$  の電子の速度  $v$  をまず求めよう。電子の全エネルギー  $E$  は

$$E = E_0 + T$$

また

$$E = \frac{E_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} \quad (2.1)$$

であるから

$$\left(\frac{v}{c}\right)^2 = 1 - \frac{1}{\left(1 + \frac{T}{E_0}\right)^2} \quad (2.2)$$

具体的な数値を代入して

$$v = 0.9997c \quad (2.3)$$

$3\text{mm}$  のバンチが通り過ぎるのにかかる時

間は

$$\frac{3 \times 10^{-3}}{0.9997 \times 3 \times 10^8} = 10 \times 10^{-12} \quad (2.4)$$

よってビームは 10psec 程度のパルス幅になる。

KEKB 入射器では 2856MHz の高周波を用いて加速している。この自由空間波長は 10.5cm であるから 3mm のビームは位相にして約  $10^\circ$  に相当することになる。バンチングセクションを出たビームは次に続く加速セクションに入っていく。

加速セクションは A、B、C、1、2、3、4、5 の 8 セクションからなる。ほとんどのセクションはさらに 8 ユニットに分割される。

1 ユニットはクライストロンと呼ばれる大

電力 RF 増幅管 1 本とそこから RF の供給を受けビームを加速する 2m の加速管 4 本から構成される。図 2-6 に RF システムのブロックダイアグラムを示す。RF シグナルが各セクタごとに分けられさらにそこでユニットごとに分けられているのがわかる。

図 2-7 に加速管の 1 ユニットの様子を示す。

通常加速管内の加速電場は平均 20MV/m となっているので 1 ユニット当たり 160MeV の加速ゲインとなる。加速ユニットは現在 59 ユニットあるので電子ビームの場合計算上、最大加速ゲインは約 9GeV である。加速管内やクライストロンから加速管へ RF を伝える導波管には当然のことながら大電力の RF が伝送されているが、そこではほんのわずかなきっかけで大きな放電が起こる。放電が起こるとそれは反射波を起こし大電力がクライストロンに戻りクライ

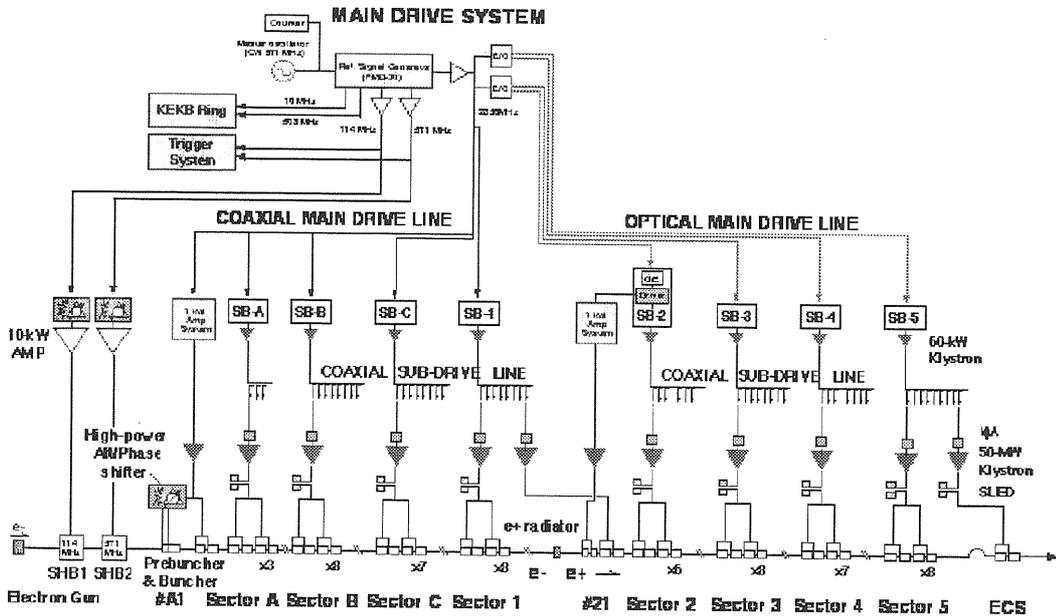


図 2-6 RF システムブロックダイアグラム [1]より引用

ストロンを壊してしまう可能性がある。  
そうならないように反射波の大きさをモニターし反射波の大きさが一定以上になるとクライストロンの高圧電源を落としてしまうようにインターロックがかかっているの  
であるが、調子を崩すとこのインターロックの動作が頻発し安定に動作出来ないユニットが出てくる。こうしたユニットは投入電力を少し下げ  
て運転を続けるか、スタンバイと呼んでいるビーム加速から外したタイミングでかつ投入電力を少し下げた状態で  
運転し徐々に大電力に慣らすエージングという手当を行なう。こういった運用上必要な手当を行なう余裕を見込んで  
いるため最大加速ゲインは 8GeV より大きくなっているのである。

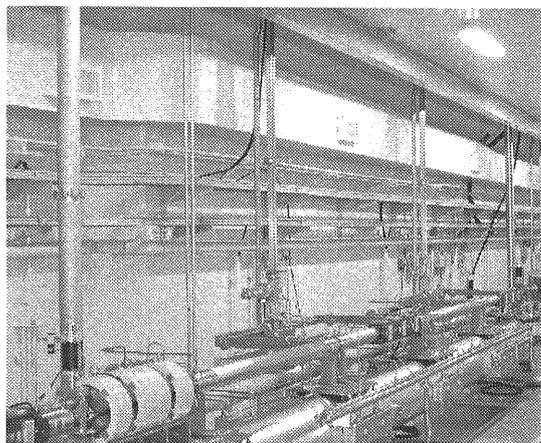


図 2-7 加速管 1 ユニット

天井から 2 本の導波管が降りてきてそれぞれ 2 分割されて計 4 本の加速管につながっている。

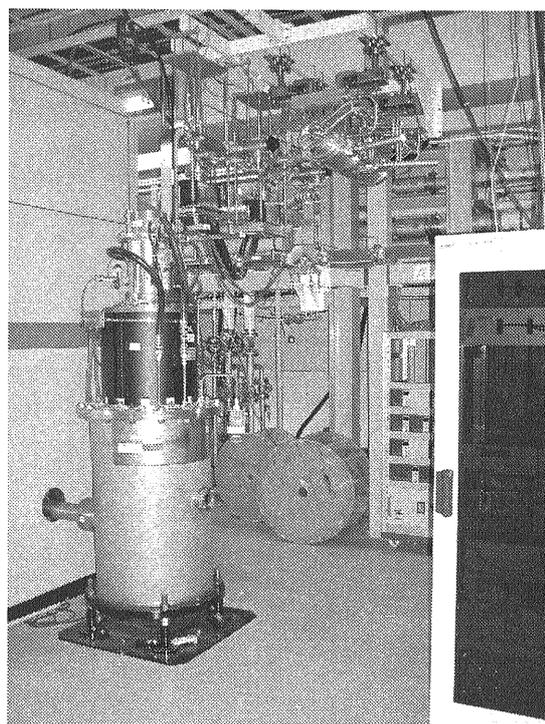


図 2-8 クライストロン

左下の円筒形がクライストロンのオイルタンクでその上に黒い磁石が見える。クライストロン本体はわずかにその上から出てきている。クライストロンからのびる導波管はパルスコンプレッサーを通ったあとに 2 分割されて地下のトンネルに降りていく。

通常夏のシャットダウン中にエージングを十分に行なうため秋の立ち上げ時には余裕がかなりあるのだが 1 年間の運転を続けていくうちに投入電力は徐々に下げられ、今年の例でいくとシャットダウン前には余裕は 1 ユニットのみという状態になる。

加速セクションの B セクタと C セクタの間には J-Arc と呼んでいる 180° の偏向部がある。

問い：Arc 部の偏向電磁石磁場の強さを 1.4T、ここを通過するビームのエネルギーを 1.7GeV とすると Arc の回転半径  $\rho$  はいくらか？

答え：Arc を通る電子の速度を  $v$ 、電子の電荷を  $e$ 、電子の質量を  $m$  とする。ローレンツ力と遠心力の釣り合いから

$$evB = \frac{mv^2}{\rho} \quad (2.5)$$

よって

$$eB = \frac{mv}{\rho} \quad (2.6)$$

$mv$  は電子の運動量であるから  $p$  と書くと

$$p = eB\rho \quad (2.7)$$

超相対論的な場合  $E \cong pc$  であるので

$$\frac{E}{c} = eB\rho \quad (2.8)$$

実用的な単位で書くと

$$p \text{ (GeV/c)} = 0.3 B \text{ (T)} \cdot \rho \text{ (m)} \quad (2.9)$$

よって

$$1.7 = 0.3 \times 1.4 \times \rho \quad (2.10)$$

より  $\rho = 4 \text{ (m)}$  となる。



図 2-9 J-Arc 部

入射器の最南端に位置する Arc 部。ビームは右から左方向にまわる。

Arc の存在は入射器の運転にとって大きな障壁である。偏向電磁石は一種のエネルギー分析器であり、ある決まったエネルギー幅の中に入ったビームしか通さない。ビーム調整を行なっている際に Arc 手前までは電荷量が大きく一見うまく調整出来たように見えても Arc をまわると電荷量が激減してしまうことがある。これはビームのエネルギーやエネルギー分散が大きい場合に起こることであり、RF や、バンチャー系の位相調整をやり直す必要がある。逆に Arc 部で大きく電荷を失うことなくビームが通過している場合は入射部の調整がうまくできていることを示しておりビームの立ち上げ時には一息つけるところである。その意味では Arc はビーム診断の一つの指標となっている。

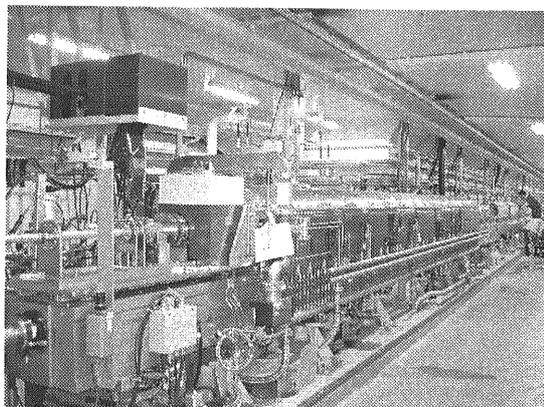


図 2-10 陽電子発生装置付近

左から電子ビームがやってきて導波管が通路側までのびてきている所の下方にある鉛で覆われたところで標的にあたる。その後はすぐにソレノイド磁場で覆われた加速管で加速される。

2 セクタの 1 番目のユニットには陽電子発生装置がある。図 2-10 に付近の様子を示す。また図 2-11 に図 2-10 では鉛に覆われ

ている付近のカットモデルを示す。

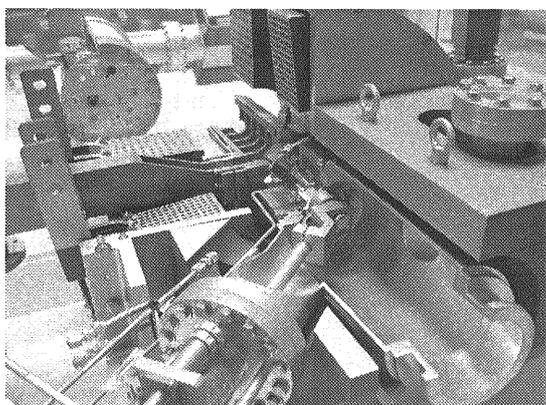


図 2-11 陽電子発生装置カットモデル  
左下から標的を出し入れする。電子ビームは右下からやってきてターゲットにあたる。ターゲット直後にはパルスコイルがあり発生した陽電子を集束する。

これまで電子モードと陽電子モードをあえてあまり区別せずに解説してきたが、ここからは明確に区別する必要がある。陽電子モードの場合ビームラインにタングステンの標的を挿入する。この標的に 4GeV まで加速されたビームが当りエネルギーを失う。その際にいくらかの電子は制動放射により光子を出す。この光子のエネルギーが十分に高い場合この光子のいくつかは電子と陽電子のペアを作り出す。このペアも制動放射により光子を出し電子と陽電子のペアを作り出す。これらの過程が何度も繰り返されることによって電磁カスケードシャワーといわれる現象を起こし大量の電子と陽電子が生成される。図 2-12 にシャワーの様子を示す。

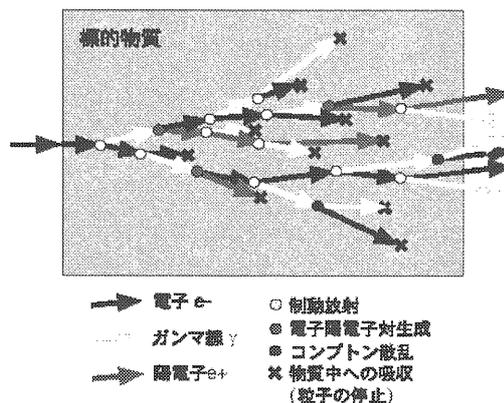


図 2-12 標的内での電磁カスケードシャワーの様子生成された粒子が次々に反応を起して数を増やしていく。[3]より引用

これら 2 次粒子のうち陽電子だけをうまく集めて加速するのが陽電子発生装置である。ここでの変換効率は 4GeV 10nC の電子ビームを当てた場合、得られる陽電子は 0.64nC 程度となっていることから 10% 以下である。電子モードの場合には標的は引き出されビームはそのまま加速を続けることが可能であり、ロスがないことから電子モードでのビームは 1nC 程度で運用している。これは陽電子モードに比べると 1/10 の電荷量である。標的以降 2~5 セクタまで加速セクションが続く。

電子と陽電子は電荷の符号が反対であるだけで電荷の絶対値も質量も等しいためこれらのセクションでは加速位相を  $180^\circ$  変えるだけで加速管の調整は特に必要はない。しかし、加速セクションの要所要所に入っているステアリング電磁石 (図 2-13 参照) や集束用四重極電磁石 (図 2-14 参照) は磁場の強さの切り替えを行なわなければならない。

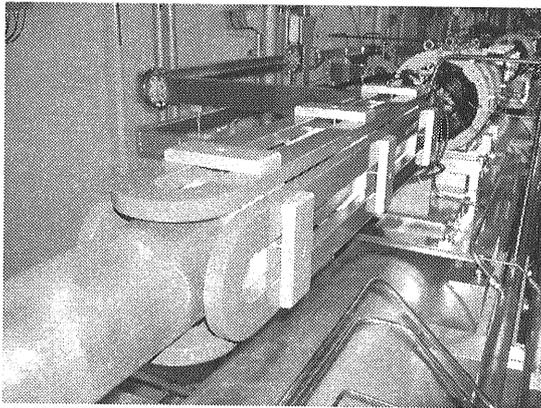


図 2-13 加速管に取り付けられたステアリングマグネット

上下と左右 2 組の磁石をそれぞれ独立に制御できる。この磁場によりビームの軌道を修正する。

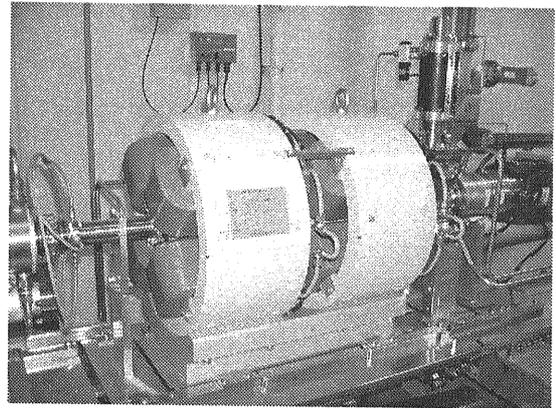


図 2-14 集束用四重極電磁石のダブルレット

集束用四重極電磁石はその名の通り凸レンズのようにビームを 1 方向に集める効果がある。2 台並べてあるのは水平、垂直方向ともに集束させるためである。

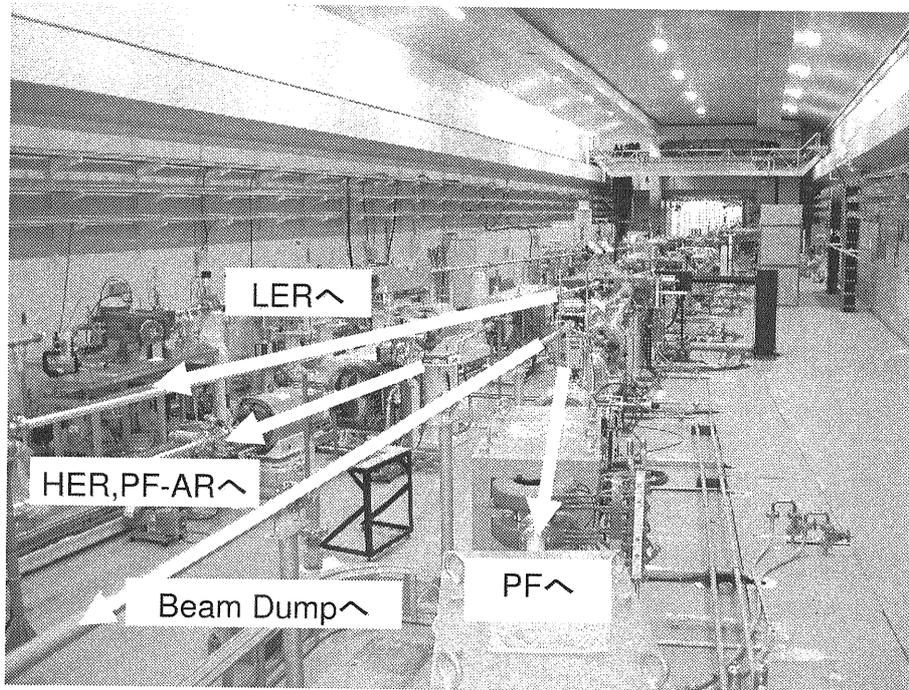


図 2-15 第三スイッチヤード

各ビームはそれぞれのビームラインに分かれて輸送されていく。

標的で生成された陽電子ビームのうち 10MeV までのエネルギーを持つ陽電子を集めているので、ほとんど 2 セクタからの加速分のエネルギーしか持たず、電子ビームとは大きくエネルギーが異なるからである。このような切り替えを適切におこなって加速し、目的のエネルギーに達したビームは、第三スイッチヤードと呼んでいる入射器の終端部でそれぞれのリングに向かうビーム輸送ラインに振り分けられる。

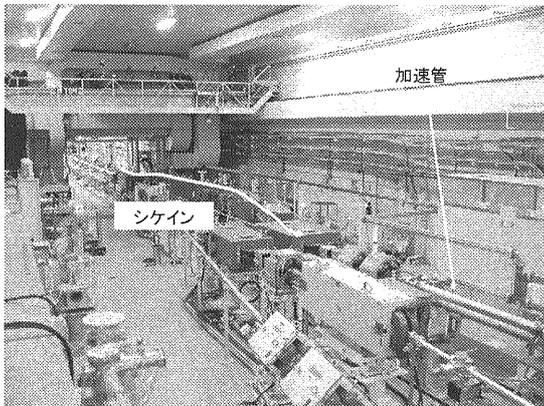


図 2-16 第三スイッチヤードにある ECS

陽電子の場合にはビームのエネルギー広がりが大きくそのままではビーム輸送ラインが輸送出来るビームのエネルギー広がりを超えるため ECS (Energy Compression System) を通すことでビームのエネルギー広がりを小さくしている。ECS はエネルギー差を位相差に変換するシケインと、その後方におかれたエネルギー圧縮を行なう 2 本の加速管から成る。図 2-16 に ECS の様子を示す。

高品質で安定したビームを供給するためには常にビームの品質をモニターし、加速器の運転パラメータにフィードバックしな

ければならない。そのためには各種モニターを設置する必要がある。入射器では電流量を測定するウオールカレントモニター、コアモニター (図 2-17 参照)、ビームの通過位置を測定するビームポジションモニター (図 2-18 参照)、ビームの形状を測定するワイヤ・スキャナモニター (図 2-19 参照)、スクリーンモニター (図 2-20 参照) 等をビームパイプの随所に設置している。

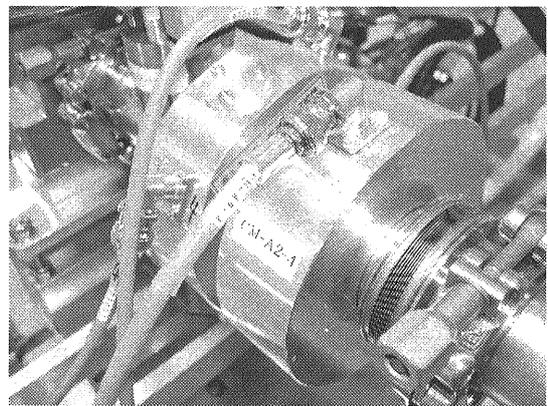


図 2-17 コアモニターとウオールカレントモニター 金属で覆われた太い円筒が 2 つ見えるが右がコアモニターで左がウオールカレントモニター。ビームのパルス幅によって使い分けている。

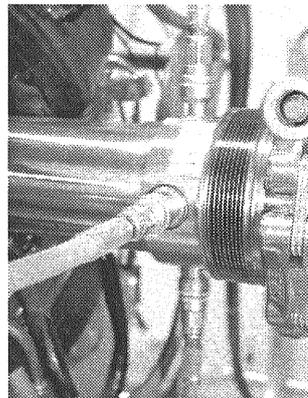


図 2-18 ビームポジションモニター 4 電極からの信号がケーブルで引き出されている。

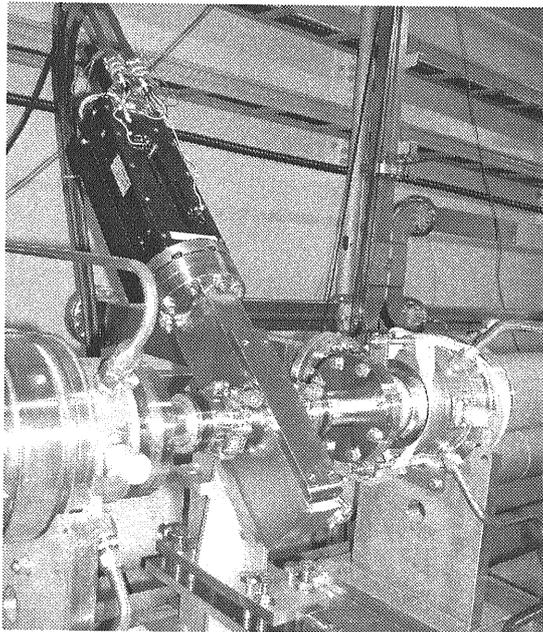


図 2-19 ワイヤスキャナモニター  
 細いワイヤをビームの中に入れること  
 によってビームの形状を非破壊的に測  
 定できる。位相の違うところのワイヤ  
 スキャナを何台か組み合わせることに  
 よりビームの位相空間内での広がり（エ  
 ミッタンス）も測定できる。

電子ビームを加速するためには高真空が  
 必須である。一つにはビームが残留ガスと  
 衝突して失われるのを防止するためであり、  
 もう一つには RF による放電を防止しより  
 高い電界を得るためである。そのために入  
 射器では加速管、導波管、クライストロン  
 の周りに多数の真空引き口を設け SIP  
 (sputter ion pump) を使用して高真空を  
 実現している。SIP は放射化を防ぎかつ交  
 換作業が簡単なように出来るだけ地上のク  
 ライストロンギャラリーに設置している。  
 一般に真空に保ちたい対象から真空ポンプ  
 までの真空系の距離が伸びると排気速度が

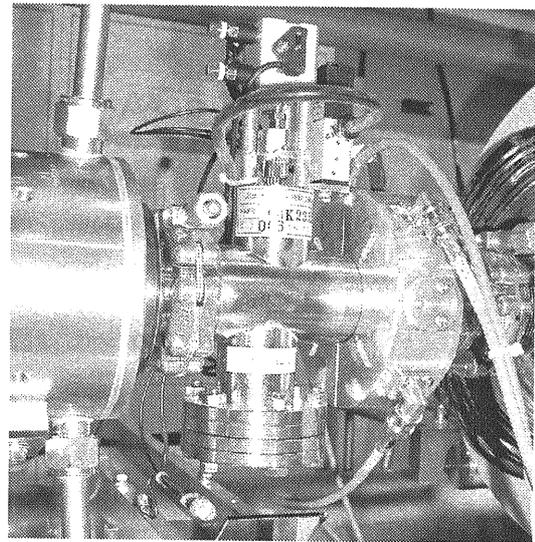


図 2-20 プロファイルモニタ  
 蛍光物質を塗ったセラミック板をビー  
 ムラインに入れ、そこからの蛍光を鏡で  
 導きビデオカメラで観測する。ビームの  
 かたちの直感的理解に優れている。

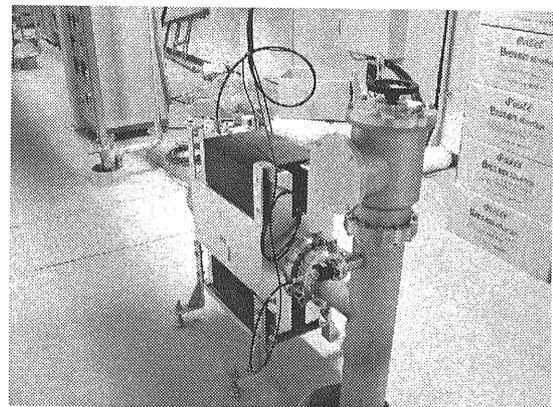


図 2-21 クライストロンギャラリーに  
 置かれたイオンポンプ  
 右にある太いマニホールドは地下トン  
 ネルへのびている。

低下するので、入射器では排気用の太いマ  
 ニホールド(φ145)を使用することで排気  
 速度の低下を抑えるようにしている。

地上階のほとんどは通常クライストロンギャラリーと呼ばれる。ここにはクライストロンとクライストロンに与える高圧パルスを発生させるモジュレーターユニットが1ユニットごとに並び、1つのセクタのクライストロンにまとめて低レベルのRFを送り出すサブブースタークライストロンがセクタごとに並んでいる。またそれらの間には真空系の機器や冷却配管などが効率良く収められている。またSLEDタイプのRFパルス圧縮機もクライストロンの近傍に設置されている。図2-24参照。

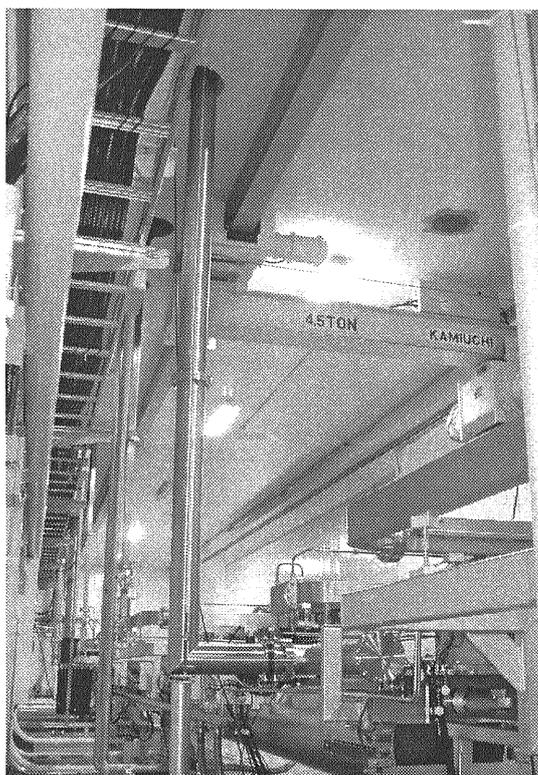


図2-22 クライストロンギャラリーから降りてきたマニホールド  
加速管等地下にある真空系はほとんどこのマニホールドに接続されている。

クライストロンから出力されるRFのパルス幅は $4\mu\text{sec}$ であるが、入射器で使用し

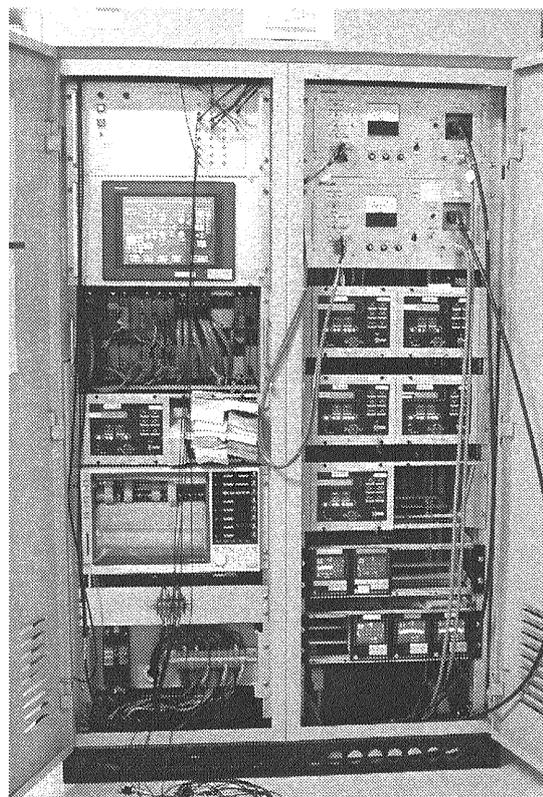


図2-23 クライストロンギャラリーにある真空制御系  
真空計の読み出しやゲートバルブの開閉のシーケンス制御等を行なっている。

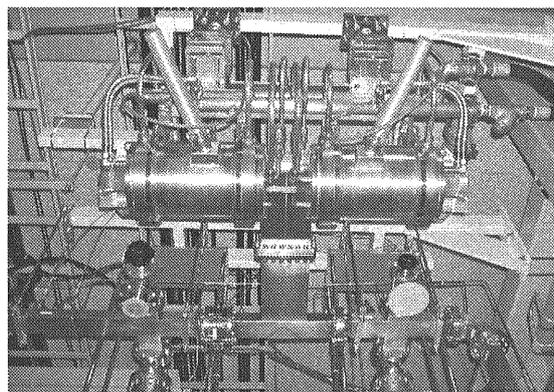


図2-24 クライストロンギャラリーにあるSLEDタイプRFパルス圧縮機  
円筒空洞2個が3dB hybrid couplerで結合されている。

ている 2m 加速管に RF エネルギーが満たされるには 500nsec 程度であり 10psec のパルス幅のビームを加速するのであるから 4 $\mu$ sec は十分に長い。そこで時間軸方向にパルスを圧縮してやることで平均電力は同一でもより高いピーク電力を得ることが出来る。一般にピーク電力の高いクライストロンはほとんどなく、存在したとしても非常に高価であるので、パルス圧縮器は小さいながらも重要な装置である。また SLED タイプのパルス圧縮器は非常に周波数選択性の高い (Q 値の高い) 無酸素銅製空洞共振器を用いているため温度変化に敏感であり、 $\pm 0.35^{\circ}\text{C}$  ずれると 1% のエネルギー減が起きる。よって冷却水は  $30 \pm 0.1^{\circ}\text{C}$  に管理された純水を使用している。

クライストロンで増幅する RF の元になる低電力 RF システムもクライストロンギャラリーにおかれている。すべての RF 系の基準となる 571MHz のマスターオシレーターが恒温室におかれ、10.4MHz, 114MHz, 509MHz, 2856MHz 等の必要な周波数に逡倍 (n 倍) される。これらは位相安定化ケーブルなどを用いて、各ブースタークライストロンや半導体アンプに分配される。これらが不調になるとこれらを受けて働く機器が誤動作することがある。頻発する現象であれば原因を突き止めることは可能であ

るかもしれないが、年に 1 回といったまれな現象でしかも自然復帰するような現象であればそれを突き止めるのは非常に困難である。そういった場合正常な機器の異常が疑われ潔白を証明するには多大な労力と時間を要する。よってこういった RF を常時モニターしておくことは原因究明の手助けになる。入射器では異なる周波数間の位相差のモニターを行なっている。また位相関係がモニター出来ているので、オシレーターの交換を行なった際にも交換前の位相関係調整することは容易である。図 2-25 に逡倍器とモニターシステムのブロックダイアグラムを示す。

入射器は CW (continuous wave) でなく 50pps の間欠運転であるために各機器を同期させるトリガーが必要になる。入射器では電子銃、RF モジュレーターユニット、RF モニター、ビームモニター 陽電子集束用パルスコイル、各リングを入射用の軌道に変えるキッカー等、約 150 点へのトリガーの配信をおこなっている。トリガーシグナルは 571MHz の RF シグナルに重畳して各セクタに送られそこでトリガーシグナルを分離してから再同期を行ない各機器へ適当な遅延回路を通して再分配を行なっている。図 2-26 に重畳したトリガー波形を示す。

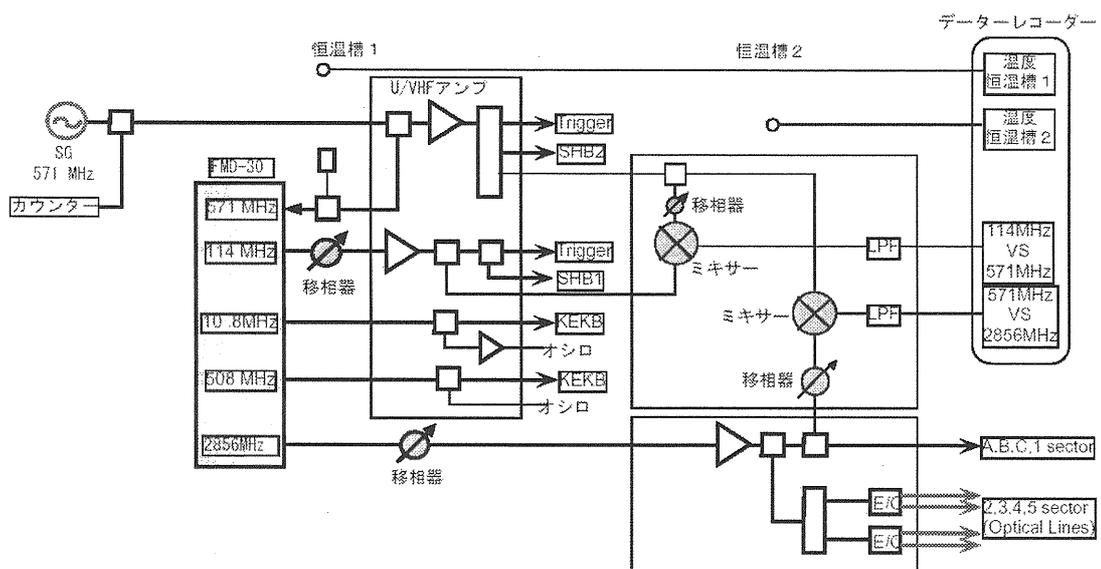
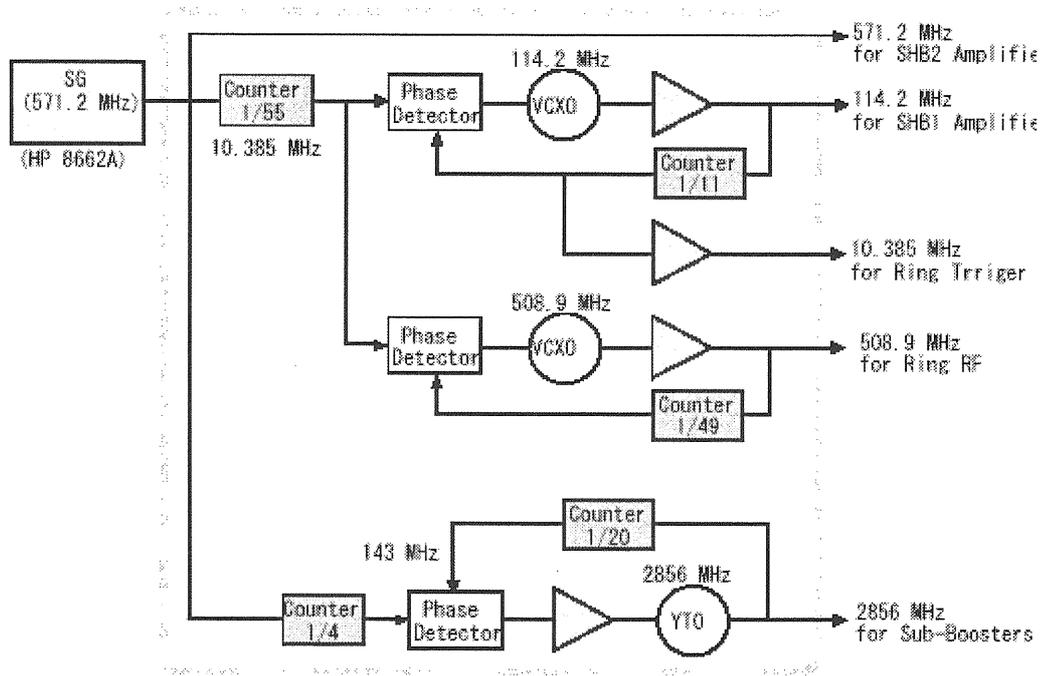


図 2-25 上 RF 通倍器 FMD-30 ブロックダイアグラム

下 RF 位相モニターシステムブロックダイアグラム [4]より引用  
 基準となる 10.4MHz でフェーズロックをかけて各周波数を作り出している。RF の位相を常にモニターしておくことで機器不調の際の原因究明に役立つ。

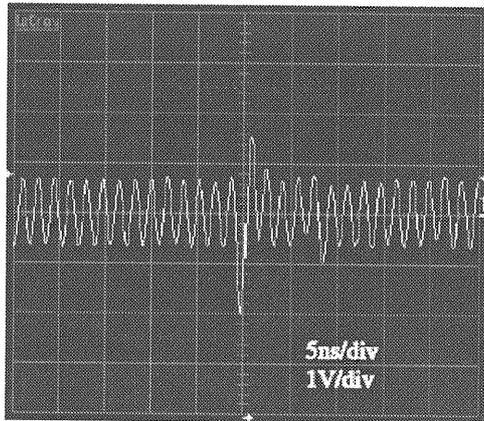


図 2-26 571MHz に重畳されたトリガーパルス[5]より引用

制御システムについては、その中核となるコンピュータの能力がムーアの法則に従って飛躍的に大きくなっているため 1993 年に更新が実施された以降も、毎年改善されてきている。サーバ計算機が PLC 等の現場の装置コントローラーを統括するシステムになっており、それらの間の通信には TCP (Transmission Control Protocol) や UDP (User Datagram Protocol) といったおなじみのトランスポート層プロトコルの上に独自開発の RPC (Remote Procedure Call) を用いている。その設計においては、できるだけ国際標準や業界標準の規格を採用し、現場の装置コントローラーは TCP/IP ネットワークに接続できるようになっている[6]。この分野に関しては佐藤氏の講義でより詳細に明らかにされるであろうから本稿ではこれ以上立ち入らないことにする。

電子（または陽電子）は電荷を持つ粒子であるので電子同士は互いに反発する。ビームの進行方向に関しては、ほとんど光速

なのでバンチの広がりは無視できる。

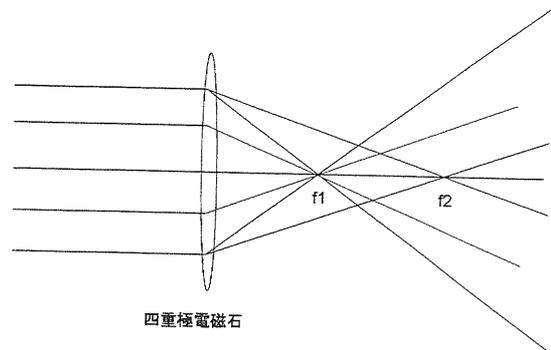
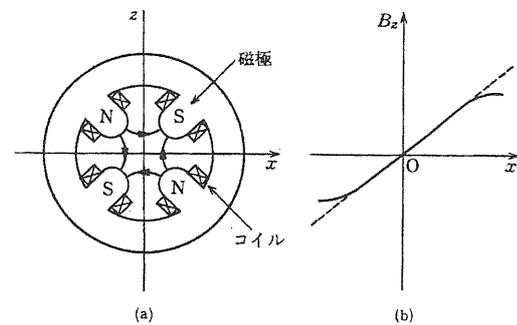


図 2-27 上左: 四重極電磁石の磁極の様子 上右: 水平方向磁場分布 ([7]より引用) 下: 四重極電磁石通過後の軌道の様子 K 値 が同じ場合、軸のそばを通るビームと遠くを通るビームは同じ焦点距離  $f_1$  を持つが、外を通るビームの方が大きく曲げられている。K 値が異なる場合は焦点距離が変わる。K 値が大きいほど焦点距離が短くなり軌道の曲げ角は大きくなっている。

それに対してビームの進行方向に直角な方向の集束には磁場を用いている。磁場のビームに対する影響はレンズの光に対する影響と類似点が多いので、磁場の配置に関して光学 (optics) の用語が多く用いられている。(焦点距離、クロマチシティー、オプティクスコレクション, etc.) 光学の基本的な要素である凸レンズに相当する四重極電

磁石を用いてビームの進行方向に対して直角方向のビームの発散を一定以下に抑えている。

また図 2-27 から判るとおり中心から離れるに従って磁場が強くなっているため、ビームが四重極電磁石の中心からはずれた位置を通るとビーム全体が大きく横方向にキックを受けることになる。運転時の調整ではビームを四重極電磁石の中心を通るようにステアリング電磁石を用いて調整するのが基本である。そのために四重極電磁石にはすべてビームポジションモニターを設置するようにしている。ビームの調整を行なう場合、ある一点のビームのプロファイルだけを見て四重極電磁石を強く設定しすぎないように注意する必要がある。ある一点で絞り込んだビームはそこを過ぎると急激に広がることになりビームの減少につながる。加速器全体でのビームの通過率を見て調整を進めるべきである。

水  
電気  
空調

これらは人間にとって空気がそうであるように入射器においてなくてはならないものでこれらが確実に供給されていないとたちどころに至る所に悪影響が出てしまうが、普段はあるのが当然のように考えてしまいがちである。当然入射器においてこれらはモニターしているが、リアルタイムでのビーム運転パラメータへのフィードバックはこれからの課題であろう。

### 3. 加速器各論

さて、これまで入射器ハードウェアの概観について述べてきた。これからは各機器に

ついて掘り下げて解説を行なっていきたいが筆者の力量と講義時間の制約からすべてをまかなうことは困難に思われるので、選り抜いて解説を行なう。

#### 3.1 電子銃

KEKB 入射器の電子銃は熱電子銃といわれるタイプで図 3-1 のような構成をしている。

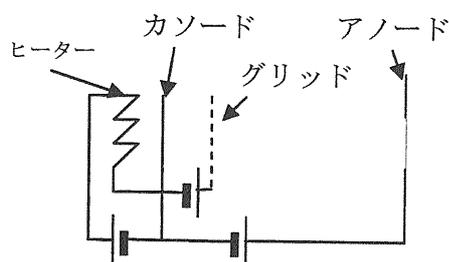


図 3-1 電子銃構成 アノード、グリッド、カソードの 3 極から成り、カソードにはヒーターがついている。

すなわち熱陰極（カソード）、グリッドと陽極（アノード）から成り立っている。これはテレビのブラウン管の電子銃や三極真空管と基本的に同じ構造である。以前は板極管のカソード-グリッドを流用して使っていたということからもおわかりいただけると思う。金属を高温に熱すると金属内の伝導帯の電子の一部が金属表面から飛び出してくる。これを熱電子放出と言う。図 3-2 はカソードの電子分布と熱電子放出の様子を示したものである。

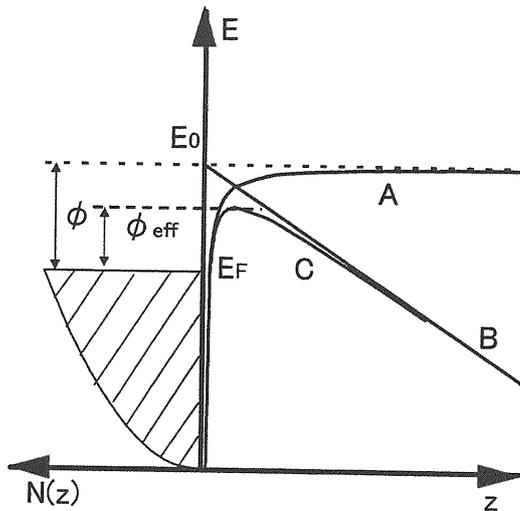


図 3-2 0K でのカソードの電子分布と陰極表面でのポテンシャルの様子

図 3-2 グラフの左側の斜線部はカソード温度が 0K のときのカソード内の電子の存在確率を示している。電子はフェルミ準位  $E_F$  以下に存在している。真空準位  $E_0$  とフェルミ準位の差が仕事関数  $\phi$  である。フェルミ準位にある電子が何らかの方法で  $\phi$  以上のエネルギーを受け取り、 $E_0$  を超えると電子はカソード表面から真空中に放出される。カソードが十分高温になった場合、電子は真空準位を超える準位にも分布するようになり確率的に真空中に放出される。このときのカソードからの放出電流密度  $J_s$  は Richardson-Dushman の式で与えられる。カソードの温度を  $T$  とすると

$$J_s = AT^2 \exp\left(-\frac{\phi}{kT}\right). \quad (3.1.1)$$

ここで  $A = \frac{4\pi emk^2}{h^3}$  であり  $k$  はボルツマン定数、 $e$  は素電荷、 $h$  はプランク定数、 $m$  は電子の質量である。この式によるとカソード表面からの放出電流はカソードの仕事

関数と温度のみによって決まることになる。実際の熱電子銃から得られる電流密度は、あとに述べる空間電荷効果などによってこの電流密度より小さくなる。すなわちこの  $J_s$  は最大放出電流密度を表すもので飽和電流密度とも呼ばれる。

次に放出電子を  $z$  軸方向の電場  $E_e$  で引き出す場合を考える。この電場によるポテンシャルは  $E_0 - eE_e z$  で表される。これは図 3-2 の直線 B で表される。また真空中に電子が放出されたときには金属に鏡映電荷を生じる。この鏡映電子によるポテンシャルは

$$-\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_0^\infty \frac{e^2}{(2z)^2} dz = -\frac{e^2}{16\pi\epsilon_0 z} \quad (3.1.2)$$

である。よって真空のポテンシャル  $V(z)$  は

$$V(z) = E_0 - \frac{e^2}{16\pi\epsilon_0 z} - eE_e z \quad (3.1.3)$$

となる。これは図 3-2 の曲線 C で表される。電場  $E_e$  が無いときには真空準位  $E_0$  に漸近していたポテンシャル (曲線 A) が電場  $E_e$  によるポテンシャル (直線 B) に漸近するように変化することになる。

$$\frac{dV}{dz} = 0 \text{ を解くと}$$

$$z = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{e}{\pi\epsilon_0 E_e}} \quad (3.1.4)$$

となり、このとき  $V(z)$  は最大値

$$E_0 - \frac{e}{2} \sqrt{\frac{eE_e}{\pi\epsilon_0}}$$

をとる。よって外部電場で電子を引き出すときの実効的な仕事関数  $\phi_{\text{eff}}$  は

$$\phi_{\text{eff}} = \phi - \frac{e}{2} \sqrt{\frac{eE_e}{\pi\epsilon_0}} \quad (3.1.5)$$

となり、仕事関数  $\phi$  より小さくなる。この効果を schottky 効果と呼ぶ。schottky 効果をいれたカソードからの放出電流密度  $J_c$  は、

$$J_c = AT^2 \exp\left(-\frac{\phi}{kT}\right) \exp\left(\frac{e}{2kT} \sqrt{\frac{eE_e}{\pi\epsilon_0}}\right) \quad (3.1.6)$$

となる。

カソードから放出された電子をアノード-カソード間に電圧をかけて引き出しているときのアノード-カソード間の電場の様子は、その空間に存在する電子（空間電荷という）の分布によって変わる。アノード電圧によって出来た電場と空間電荷によって出来た電場が重なり合っカソード表面ではちょうど電場を打ち消すことも起こりうる。これを空間電荷制限状態という。こういった空間電荷によって引き起こされる様々な効果を空間電荷効果（space charge effect）と呼んでいる。

それでは平行平板 2 極管の空間電荷制限状態について定量的に考察してみよう。アノード-カソード間には一定の電流  $J$  が流れ、この電子による電場と、電極の作る電場がカソード表面でちょうど打ち消しあいカソード面で電場の強さが 0 となっている準静的状態を考える。z 方向の 1 次元モデルを考える。空間の電位  $V(z)$  と電荷密度  $\rho(z)$  は Poisson 方程式を満たすから

$$\frac{d^2V(z)}{dz^2} = -\frac{\rho(z)}{\epsilon_0}. \quad (3.1.7)$$

また電子の速度を  $v(z)$  とすると電流の連続の式から

$$J = \rho(z)v(z). \quad (3.1.8)$$

カソードから放出された電子の初速度を無

視すると

$$\frac{mv^2}{2} = eV(z). \quad (3.1.9)$$

$\rho, v$  を消去して

$$\frac{d^2V(z)}{dz^2} = \frac{J}{\epsilon_0 \sqrt{2(e/m)V}}. \quad (3.1.10)$$

これを  $z=0$  で  $V=0, \frac{dV}{dz}=0$  の境界条件の下で解けばよい。両辺に  $2\frac{dV}{dz}$  をかけると左

辺が  $\frac{d}{dz}\left(\frac{dV}{dz}\right)^2$  に等しくなることに注目す

ると、

$$\left(\frac{dV}{dz}\right)^2 = \frac{4J}{\epsilon_0} \sqrt{\frac{mV}{2e}} \quad (3.1.11)$$

となる。積分定数は境界条件より消えた。両辺の平方根をとって変形すると、

$$V^{\frac{1}{4}} \frac{dV}{dz} = \sqrt{\frac{4J}{\epsilon_0}} \sqrt{\frac{m}{2e}} \quad (3.1.12)$$

となる。これを  $z$  に関して積分すると

$$\frac{4}{3}V(z)^{\frac{3}{4}} = \sqrt{\frac{4J}{\epsilon_0}} \sqrt{\frac{m}{2e}} z. \quad (3.1.13)$$

ここで再び積分定数は境界条件より消えた。J について解きなおして

$$J = \frac{4\epsilon_0}{9} \sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{V(z)^{\frac{3}{2}}}{z^2} \quad (3.1.14)$$

を得る。これにはカソードの状態によらず空間電荷制限電流密度が決まっていることを示している。アノード電圧一定の場合を考える（バンチャーセクションに送り出す

ビームのエネルギーはアノード電圧で決まっているので一定にしておくのが通常である。カソードのからの電流密度が小さいときにはカソードをでた電子はすべてアノードに到達する。電流密度はカソードの温度によって変化するため温度制限の状態という。その領域を過ぎて電流密度が大きくなるとカソードの温度をいくら上げても空間電荷制限の状態になりそれ以上電流が流れなくなる。図 3-3 参照。

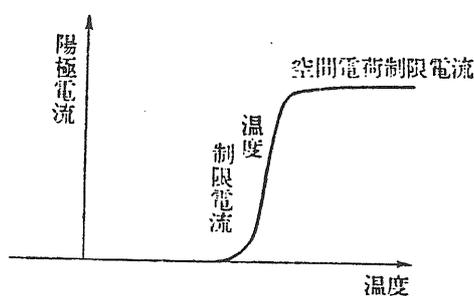


図 3-3 アノード電圧一定のときのカソード温度とアノード電流の関係[10]より引用

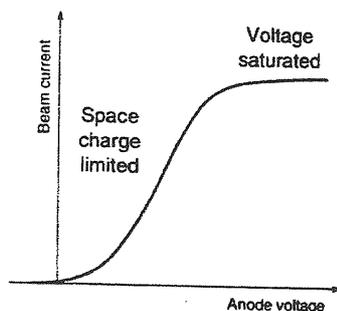


図 3-4 アノード電圧とビーム電流の関係 [11]より引用

平行平板 2 極管の距離を  $d$  (m)、アノード電圧を  $V_a$ (V)と表すと、式(3.1.14)は

$$J = 2.33 \times 10^{-6} \frac{V_a^{3/2}}{d^2} \text{ (A/m}^2\text{)} \quad (3.1.15)$$

となる。この式を Child-Langmuir law あるいは 2 分の 3 乗則という。

アノード電圧  $V_a$  とカソードから放出されるビーム電流  $J$  の関係を見るとおよそ図 3-4 のようになる。アノード電圧の低い領域が 2 分の 3 乗則の当てはまる領域で空間電荷制限領域となる。それに対して  $V_a$  の大きい領域では  $V_a$  の変化に対して  $J$  の変化の穏やかな領域がある。この領域は電圧飽和領域あるいは schottky 領域と呼び、式(3.1.6)で表される。この領域のビーム電流  $J$  はカソード温度でおもに決まる。

熱電子銃の運転には空間電荷制限領域で行なうことが多い。それはカソード表面の状態や温度を一定にコントロールするのは難しく、印加電圧をコントロールするのは容易であるからである。

2 分の 3 乗則における電流と電圧の 2 分の 3 乗の間の比例定数

$$P = \frac{J}{V_a^2} (A \cdot V^{3/2}) \quad (3.1.16)$$

をパービアンズといい、電子銃の性能の指標となる。

高いパービアンズの電子銃の設計法に関しての研究は Pierce と Wehnelt に始まるのでその原理に基づく電子銃を Pierce 型電子銃という。平行ビームの場合の Pierce 型電子銃の考え方は以下の通りである。

電子の軌道は直線であり、ビームのあるところでは Poisson 方程式を満たす。

ビームの存在しないところでは Laplace 方程式を満たす。

平行ビームになるためにビームの境界面では軌道に垂直な方向の電場は0となる。

以上のような条件を満たす電場を形成するためにカソードに電場形成用電極を設置する。

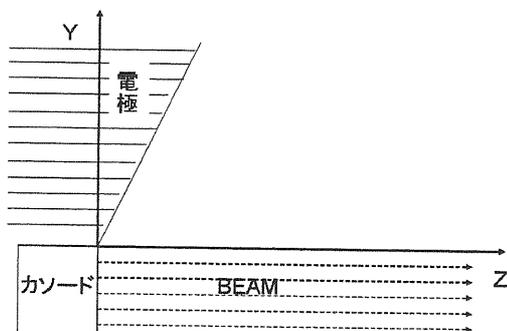


図 3-5 Pierce 型電子銃の様子 カソードから出たビームが平行になるようにカソードに電極を取り付ける。

これを解くため図のように座標系をとる。式(3.1.14)を式(3.1.15)で割って

$$V = V_a \left( \frac{z}{d} \right)^{\frac{4}{3}} \quad (3.1.17)$$

これはすでに Poisson 方程式を満たしているので  $y=0$  で Laplace 方程式がこれを満たしていることが境界条件の一つとなる。

また平行ビームの条件から  $y=0$  で

$$\frac{\partial V}{\partial y} = 0 \quad (3.1.18)$$

これらの境界条件のもとで解くべき Laplace 方程式は

$$\frac{\partial^2 V}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} = 0 \quad (3.1.19)$$

となる。ところで、

$w=z+iy$  の関数  $f(w)=u(y,z)+iv(y,z)$  が解析関数ならば  $u(y,z)$  または  $v(y,z)$  は Laplace 方程式を満たす。そこで

$$f = \frac{V_a}{d^{\frac{4}{3}}} (z+iy)^{\frac{4}{3}} \quad (3.1.20)$$

を考える。実数部  $u$  は  $y=0$  のとき

$$u = \frac{V_a}{d^{\frac{4}{3}}} z^{\frac{4}{3}} \quad (3.1.21)$$

となり、また同じく  $y=0$  のとき

$$\frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{\partial v}{\partial z} = \text{Im} \left( \frac{df}{dz} \right) = 0 \quad (3.1.22)$$

となり境界条件を満たすので、 $u$  が求めるべき電位  $V$  を表す解である。 $f$  を極座標  $(r, \theta)$  で表すと

$$f = \frac{V_a}{d^{\frac{4}{3}}} (re^{i\theta})^{\frac{4}{3}} = \frac{V_a}{d^{\frac{4}{3}}} r^{\frac{4}{3}} \left( \cos \frac{4\theta}{3} + i \sin \frac{4\theta}{3} \right) \quad (3.1.23)$$

となる。よって電位  $V$  は

$$V = u = \frac{V_a}{d^{\frac{4}{3}}} r^{\frac{4}{3}} \cos \frac{4\theta}{3} \quad (3.1.24)$$

と表せる。 $V=0$  の等ポテンシャル面は

$$\theta = \frac{3\pi}{8} = 67.5^\circ \quad (3.1.25)$$

となる。よってカソードに傾きが  $3\pi/8$  の電極を取り付けることで電場を形成する。この電極を Wehnelt 電極という。このような Pierce 型電子銃ではカソードの大きさを変えることによって任意のパービアンズを持つ電子銃を作ることが出来る。

入射器ではカソードとアノードの間にグリッド電極を配した 3 極管構造の電子銃を使用している。グリッド・カソード間にパルス電圧を印加することにより取り出しビームの電流値やパルス幅の制御を行なっている。

る。図 3-6 に Y796 カソード-グリッドアッセンブリを示す。

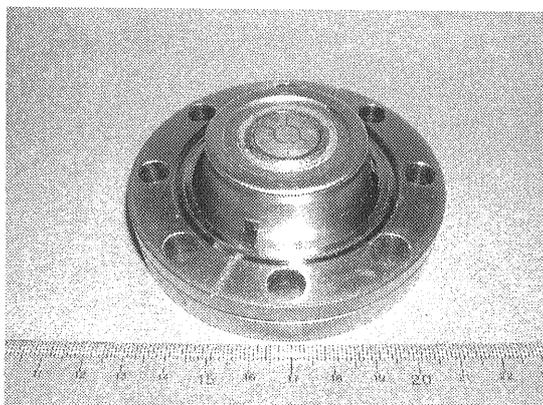


図 3-6 Y796 カソード-グリッドアッセンブリ

カソード-グリッド間の距離は約  $200\mu\text{m}$  で、カソードの直径は  $17\text{mm}$  である。このアッセンブリは市販されているもので、入手性がよく、保守についても1年または2年に1度の定期交換を行なうだけで年間7000時間以上の運転をこなしている。

このカソード-グリッド間にはビームを出さないときには  $100\text{V}$  程度の逆バイアスがかかっており不要な電子が放出されないようになっている。ビームが必要なときにはカソード-グリッド間に数  $100\text{V}$  の高圧パルス印加し電子を引き出す。

図 3-7 にグリッドパルサーの出力波形を示す。半値幅で  $1\text{nsec}$  ほどのパルスとなっているのがわかる。

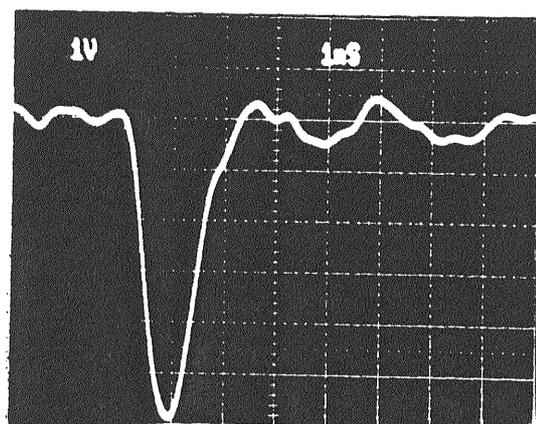


図 3-7 グリッドパルサー出力波形

この電子銃からの最大ピーク電流は KEKB 陽電子モードのときであり  $14\text{A}$  にも達する。

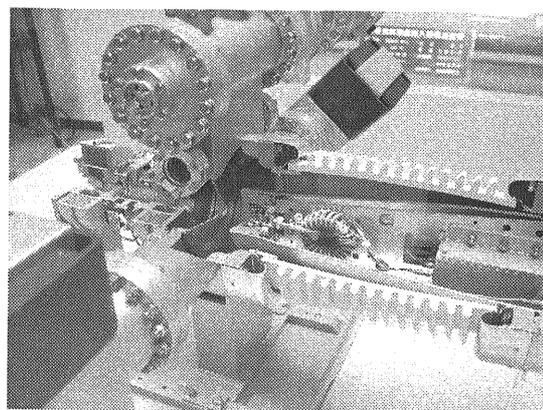


図 3-8 電子銃カットモデル 白い碍子の中にステムがありその中にグリッドパルサーが入っている。ステムの先端には Y796 が取り付けられている。

問い: アノード-カソード間には電子を引き出すため高圧電源を使う。このとき使用する高圧電源は正電圧出力か? 負電圧出力か?

答え: マイナスの電荷を持つ電子を引っ張るので当然正電圧出力の電源をつかう、

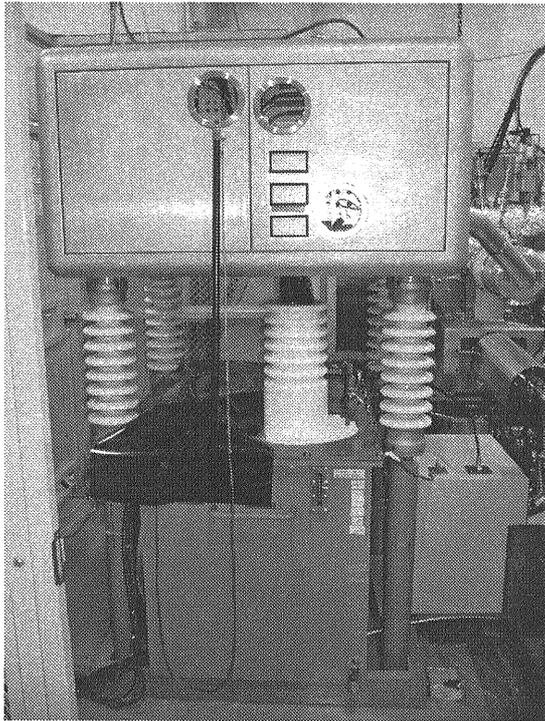


図 3-9 電子銃のヒーター電源やグリッドパルサーのコントローラーの入ったアルミのケースが碍子に支えられている。碍子の下はパルスコイル用のオイルタンクである。

のではない。その場合、カソードが GND レベルで加速管側が +200kV になることになる。すなわち加速管につながるすべてのものが 200kV になるよう絶縁しなければならないからである。しかもうかつに何かに触りでもしたら、即感電。よって加速管側が GND レベルでカソード側が負になるよう負電源を使うのが通常である。当然この場合でもカソードが -200kV になっているので運転中はくれぐれもカソード付近には近づかないように!

図 3-8 に現在の入射器の電子銃のカットモデルを示す。碍子<sup>がいし</sup>の中にはグリッドパルサーが 2 台収められておりカソードはその

奥に位置している。カソードのヒーターおよびグリッドパルサーのコントローラーはアルミ製の箱のなかにおさまられており、これら全体にパルスコイルで昇圧された -200kV が印加されている。図 3-9 参照。

### 3.2 加速管

ビームを加速するには電場を使う。それは

$$\vec{F} = e(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (3.2.1)$$

の式からも明らかであろう。磁場では進行方向に対して直角方向にしか力が発生しないからである。ではこの電場をどうやって発生させるか? 自由空間内の電磁波は平面波であり電場の向きは常に進行方向に対して直角な方向を向いている。これではやはり加速に使えない。では導波管はどうかであろうか? 確かに TM モードと呼ばれる伝搬モードでは磁場は進行方向に対して直角な方向にのみ成分を持ち、進行方向に対しては電場のみ成分を持つ。(TM は transverse magnetic の頭文字である。) しかし波の位相速度  $V_p > c$  となり光速以下の電子は加速できない。加速しようとした場合には電子の乗っている電場の位相がどんどんずれていくので積分すると 0 になってしまう。では位相速度を電子の速度 ( $\approx c$ ) に合わせるにはどうすればいいのか。それは図 3-10 のように穴の開いた円盤を円形導波管の中に周期的に装備すれば良いのである。ではなぜそうすれば良いのか順に見ていこう。

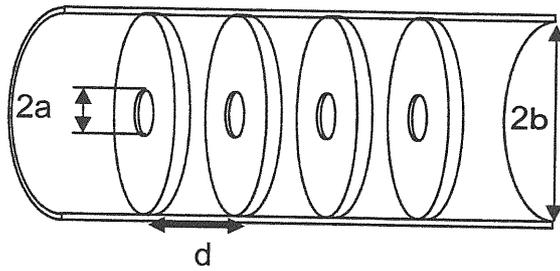


図 3-10 disk-loaded type の加速管

まずは導波管内での電磁波の伝わり方を簡単に押さえておこう。平面波が完全導体板にあたって跳ね返るところを考える。電磁界の向きは図 3-11 のようになっているとする。導体内での電場は 0 になることから、入射波の電場と反射波の電場はちょうど逆位相で大きさが等しくなっている。図 3-11 のように座標軸をとる。

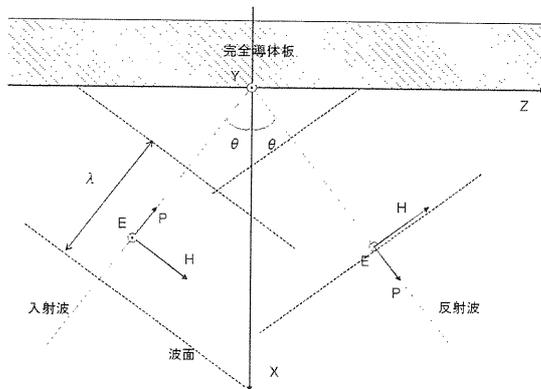


図 3-11 完全導体板で反射される平面波の様子

z 方向の波面の間隔  $\lambda_g$  と x 方向の波面の間隔  $\lambda_s$  は入射平面波の波長  $\lambda$  と入射角  $\theta$  を使うと幾何的に

$$\lambda_g = \frac{\lambda}{\sin \theta} \quad (3.2.2)$$

$$\lambda_s = \frac{\lambda}{\cos \theta}$$

となることがわかる。

また原点をうまく選んでやると入射波、反射波の電場の強さ  $E_{yin}$ 、 $E_{yref}$  についてそれぞれ

$$E_{yin} = E \sin \left( \frac{2\pi}{\lambda_s} x - \omega t - \frac{2\pi}{\lambda_g} z \right) \quad (3.2.3)$$

$$E_{yref} = -E \sin \left( -\frac{2\pi}{\lambda_s} x - \omega t - \frac{2\pi}{\lambda_g} z \right)$$

$$= E \sin \left( \frac{2\pi}{\lambda_s} x + \omega t + \frac{2\pi}{\lambda_g} z \right) \quad (3.2.4)$$

とかける。三角関数の和・積の公式を使うと合成波は

$$E_y = 2E \sin \left( \frac{2\pi}{\lambda_s} x \right) \cos \left( \omega t + \frac{2\pi}{\lambda_g} z \right) \quad (3.2.5)$$

とかける。これは  $n$  を整数としたとき

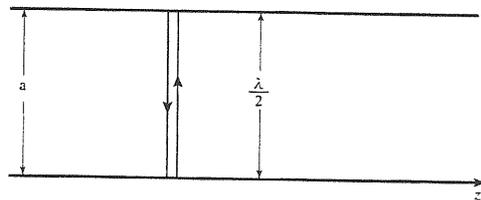
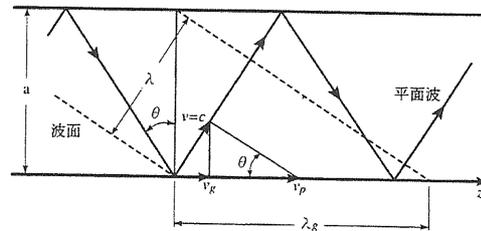


図 3-12 平行板導波管を伝わる電磁波の様子 上:  $2a > \lambda$  のとき。  
下:  $2a = \lambda$  のとき。

$$x = \frac{\lambda_s}{2} \cdot n \quad (3.2.6)$$

では常に  $E_y=0$  の節が出来ていることを示す。では  $n=1$  の位置にも完全導体板を置いた場合の電磁場はどうかであろうか？ 完全導体板をおいても境界条件は変わらないので、導体板に挟まれた領域では電磁場に変化は生じないのである。このとき電磁場は導体板に挟まれた空間を反射を繰り返しながら進んでいることになる。

これは平行板導波管となっている。平行板の距離を  $a$  とすると式(3.2.2),(3.2.6)より

$$2a = \frac{\lambda}{\cos \theta} \quad (3.2.7)$$

$\cos \theta \leq 1$  であるから

$$(0 <) \lambda \leq 2a \quad (3.2.8)$$

すなわち短い波長はいくら短くても大丈夫であるが長い波長には限界があることを示している。この限界の波長  $\lambda_c = 2a$  遮断波長という。遮断波長の平面波が導波管に入ろうとしたときは図 3-12 のようになり板の間を往復するだけで  $z$  方向には波は伝搬しない。

当然遮断波長より波長の長い波も導波管内を伝搬することは出来ない。

次に  $z$  方向の波長  $\lambda_g$  について見ていこう。式より

$$\begin{aligned} \lambda_g &= \frac{\lambda}{\sin \theta} = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \cos^2 \theta}} = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}} \\ &= \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^2}} \end{aligned} \quad (3.2.9)$$

とかける。この  $\lambda_g$  は管内波長と呼ばれる。

また位相速度  $v_p$  は

$$\begin{aligned} v_p &= f \cdot \lambda_g = \frac{c}{\lambda} \cdot \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^2}} \\ &= \frac{c}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^2}} \end{aligned} \quad (3.2.10)$$

となる。分母は常に 1 より小さいので導波管では常に  $v_p > c$  である。また  $z$  方向の群速度  $v_g$  は平面波の速度の  $z$  方向成分であるから

$$v_g = c \cdot \sin \theta = c \frac{\lambda}{\lambda_g} = c \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^2} \quad (3.2.11)$$

とかける。 $v_g$  は常に  $c$  より小さい。ここで自由空間と導波管内の分散関係を見ていこう。分散関係とは波の角周波数  $\omega$  と波の伝搬定数  $\beta$  ( $\beta = 2\pi/\lambda_g$ ) との関係である。自由空間中の平面波では  $\lambda = \lambda_g$  であるので、

$$v_p = \frac{\omega}{\beta} = c \quad (3.2.12)$$

となる。よって分散曲線は図のようになる。

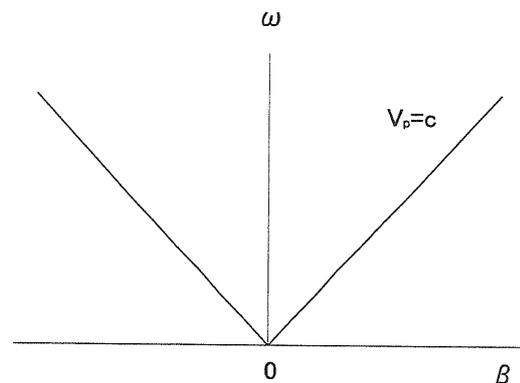


図 3-13 自由空間を伝わる電磁波の分散関係

次に導波管の場合は

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda_g} = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^2} \quad (3.2.13)$$

ここに  $\lambda = 2\pi c/\omega$  を代入して整理すると

$$\omega = c \sqrt{\beta^2 + \left(\frac{2\pi}{\lambda_c}\right)^2} \quad (3.2.14)$$

となる。これは図 3-14 に示すように  $\omega = c\beta$  を漸近線とする双曲線となる。

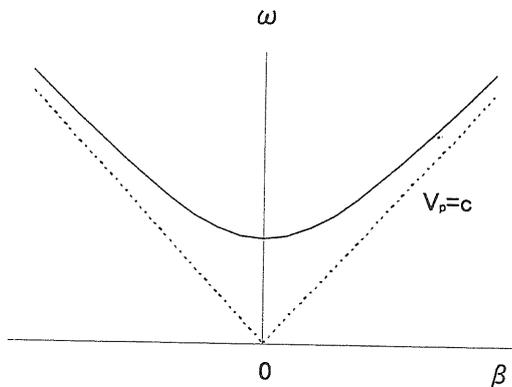


図 3-14 導波管を伝搬する電磁波の分散関係 伝搬出来る周波数には上限と下限が現れている。

分散曲線状のある一点と原点を結ぶ直線の傾きは  $\omega/\beta = v_p$  であるから位相速度を表している。またその点での接線の傾きは  $d\omega/d\beta = v_g$  であるから群速度を表している。自由空間では分散性は見られなかったのであるが、導波管の中に RF を通そうとするとこのような分散性が現れるのである。ここまでの議論では平行導波管を仮定しているが、これらは矩形導波管でも同様に成り立つ。平行導波管の上下にさらに平行板を追加して矩形導波管にした場合、電界は追加した導体に垂直であり接線成分を持たないので、境界条件は変わらず元の電磁場分布

が保たれるからである。

ところでここで取り扱っている電磁場は磁場については  $z$  方向成分を持つが電場は  $z$  に対して直角方向成分しか持たない。すなわち TE(transverse electric)波を扱ってきたことになる。もちろん入射平面波の磁場が導体に対して平行で電場が  $z$  方向成分を持つ場合もあり得る。この場合には TM モードとなって電磁波は伝搬する。

円形導波管の場合も同様である。最も遮断波長が長い伝達モードである  $TE_{11}$  モードと呼ばれるモードでは導波管半径を  $a$  としたときに

$$\lambda_c = 3.413a$$

で表せる遮断波長が決まる。これをもちいていままでの議論と同じように分散関係が成り立つ。

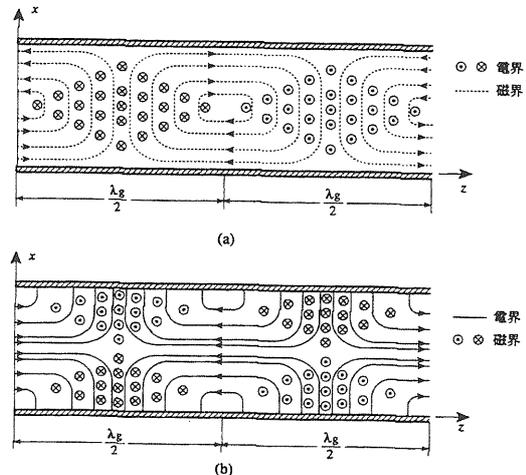


図 3-15 平行板導波管の TE モード(a)と TM モード(b) [13]より引用

図 3-15 に平行板導波管、図 3-16 に矩形導波管、円形導波管の代表的なモードの電磁場分布を示す。

では最後に Disk-loaded type の加速管の場合を考える。これについては等価回路で考えていこう。



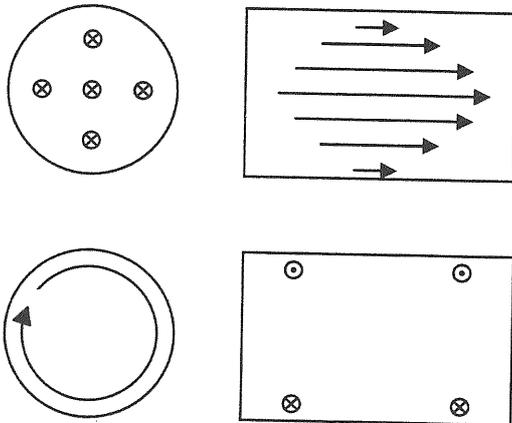


図 3-17 円筒空洞の  $TM_{010}$  モードの電磁場の様子

まず単純円筒空洞の  $TM_{010}$  といわれるモードを考える。これは図 3-17 のような電磁場分布を持つ。  $TM_{mnl}$  と書いた場合、添え字  $m$  は円筒軸方向の電場  $E_z$  の回転方向に対する対称性の数を示し、添え字  $n$  は半径方向の節の数を示し、添え字  $l$  は円筒軸方向の定在波の山の数を示している。  $TM_{010}$  での電磁場分布は円筒座標系  $(r, \theta, z)$  では以下の式で表される。

$$E_r = E_\theta = H_r = H_z = 0,$$

$$E_z = E_0 J_0 \left( \frac{\chi_{01} r}{b} \right) \cos(\alpha z) \quad (3.2.15)$$

$$H_\theta = -H_0 J_1 \left( \frac{\chi_{01} r}{b} \right) \sin(\alpha z)$$

ここで、  $b$  は円筒の半径、  $E_0/H_0=367.7\Omega$ 、  $J_0, J_1$  は 0 次 1 次のベッセル関数、  $\chi_{01}$  は  $J_0=0$  の 1 番目の根で約 2.045 ある。

このような電磁場分布を持つ空洞の等価回路は空洞での損失を無視すると図 3-18 の様な LC 共振回路となる。

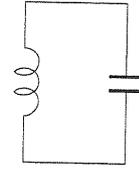


図 3-18 円筒空洞の等価回路 LC 共振回路となっている。

これは以下のように考えると良い。まず図 3-19 左上の LC 共振回路を考える。高周波になった場合インダクタンスの効果（インピーダンス  $=\omega L$ ）を同じにしようとした場合  $\omega$  が非常に大きいのでインダクタンス  $L$  を小さくしなくてはならない。それにはコイルの巻き数をどんどん減らしていった場合には 1 本の導線にしてしまっても良い（図 3-19 左下）。さらに減らすにはこの一本線インダクタンスを沢山並列につなげば  $L$  はもっと下がる（図 3-19 右上）。極限までいけばそれは単なる円筒になっている（図 3-19 右下）。

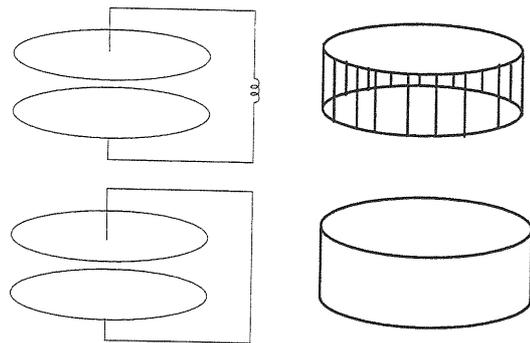


図 3-19 LC 回路から円筒空洞へ

よって単なる円筒の等価回路は LC の共振回路である。この円筒の回転軸付近はキャ

パシティブな働きをし、外縁付近はインダクティブな働きを持っている。加速管はこのキャパシティブなところに小さな穴をあけた空洞を沢山つなげたことになる。空洞に開けた穴によって、となりあう電場同士が干渉し穴の付近では電場は弱くなる。この効果を等価回路で考えるとキャパシタが直列につながってCが小さくなっていると考えればよいから、加速管の等価回路は図3-20のようになる。

この回路を解くことで加速管の分散曲線を得よう。

n 番目の空洞にキルヒホッフの法則を適用すると

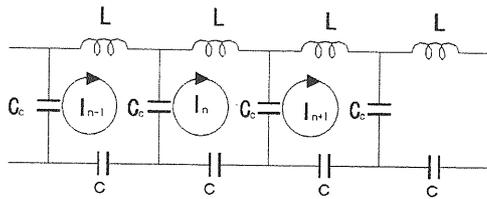


図 3-20 加速管の等価回路 LC 共振回路がカップリングコンデンサ  $C_c$  で結合されている。

$$\frac{-I_{n-1}}{i\omega C_c} + \left( \frac{2}{i\omega C_c} + \frac{1}{i\omega C} + i\omega L \right) I_n - \frac{I_{n+1}}{i\omega C_c} = 0 \quad (3.2.16)$$

これを解くにはフロケの定理を使う。この定理によると z 方向に周期性を持つ系を z 方向に伝わる波の解 w は

$$w = w(z) \exp(-\gamma z) \quad \gamma \text{ は複素数}$$

で表せるので、

$$I_{n+1} = I_n \exp(-i\beta d) \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (3.2.17)$$

とする。d は円筒空洞の高さである。この関係式をつかって式を整理すると自明ではない解は

$$\frac{-e^{i\beta d}}{C_c} + \frac{2}{C_c} + \frac{1}{C} - \omega^2 L - \frac{e^{-i\beta d}}{C_c} = 0 \quad (3.2.18)$$

より

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}} \sqrt{1 + \frac{2C(1 - \cos \beta d)}{C_c}} \quad (3.2.19)$$

となる。加速管の場合  $C_c \ll C$  が成り立つので

$$\begin{aligned} \omega &\cong \frac{1}{\sqrt{LC}} \left( 1 + \frac{C(1 - \cos \beta d)}{C_c} \right) \\ &= \omega_0 \left( 1 + \frac{C(1 - \cos \beta d)}{C_c} \right) \end{aligned} \quad (3.2.20)$$

とかける。ただし  $LC = \omega_0^{-2}$ 。よって Disk-loaded type の加速管の分散関係は図3-21のようになる。図からわかるとおり加速管の場合には通過できる周波数に上限と下限が出来ている。この帯域は入射器で主に使われている S-band (2856MHz) の加速管では約 40MHz であり非常に狭い帯域幅を持つ。

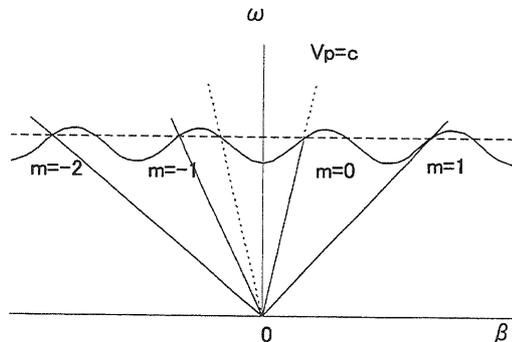


図 3-21 加速管の分散関係

また図からわかるとおり加速管内には多く

の空間高調波を含む。通常電子ビームの加速には  $m=0$  の基本波を用いる。このとき  $v_p=c$  であり電子は長距離にわたって加速される。その他の高調波では  $V_p < c$  であり長距離にわたり平均するとビームの加速には寄与しない。群速度に関してはすべての高調波に関して同一である。

加速管の 1 空洞当りの位相の進む量は様々に選ぶことが出来る。管内波長の中に disk を何枚入れるかによりモードが変わる。1 波長に 2 枚の disk を入れたものは 1 空洞当りの位相の進む量がちょうど  $\pi$  になり  $\pi$  モードと呼ばれる。この場合隣り合う 2 枚の disk からの反射波の位相はちょうど  $2\pi$  になるので同位相で重なり合う。加速管が無限に長くかつ管内での損失が 0 の場合、定常状態では入射波と反射波の大きさが等しくなるので加速管内には定在波が立つことになる。よってこれを定在波型加速管と呼ぶこともある。1 波長に 3 枚の disk を入れたものは  $2\pi/3$  モード加速管と呼ばれる。入射器で使用しているのはこのタイプである。同様に 4 枚入れたものは  $\pi/2$  モード加速管と呼ばれる。これらのモードでは群速度が 0 でないので進行波となっており、進行波型加速管とよぶ。加速管のエネルギー効率を表す量としてシャントインピーダンス  $R_{sh}(\Omega/m)$  という量がある。

$$R_{sh} = \frac{E_{acc}^2}{\left(-\frac{dP}{dz}\right)_{wall}} \quad (3.2.21)$$

ここで、 $E_{acc}$  は加速電場の強さ、 $dP/dz$  は単位長さ当りに空洞壁で失われる電磁場のエネルギーである。つまり  $R_{sh}$  が大きいほど、同じエネルギー損失でも大きな加速電場を

得られるのである。この  $R_{sh}$  と 1 波長当りの disk の数  $n$  は図 3-22 のような関係がある。よって  $2\pi/3$  モードの加速管が選ばれることが多い。

では S-band (2856MHz)  $2\pi/3$  モードの加速管の素管をどのように作っていくのか見ていこう。

$$f(2\pi/3) = 2856 \text{ MHz}$$

$2\pi/3$  モードであるから disk 間隔  $d$  は

$$d = 3 \times 10^8 / 2856 \times 10^6 / 3 = 0.035 \text{ (m)}$$

そこで図 3-23 のような 6 セルの基準空洞を作る。

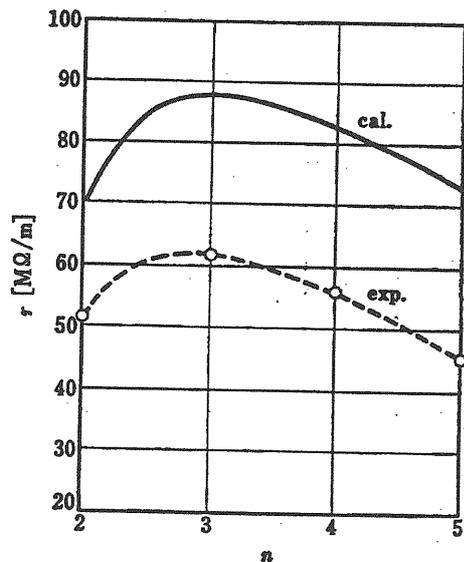


図 3-22 一波長当りの disk の枚数  $n$  とシャントインピーダンス  $r$  の関係 [8] より引用

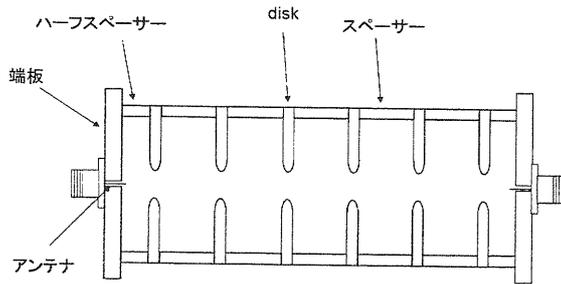


図 3-23 6セル基準空洞断面図

この基準空洞は disk とスペーサー、ハーフスペーサーとアンテナのついた端板からなり、これらをくみ上げて左右から押さえつけて測定を行なう。基準空洞では一体化は行なわない。ここで取得したいのは disk の穴径  $2a$  とスペーサー内径  $2b$  の関係である。入射器の S-band 加速管では disk の厚さ  $t$  は  $t=5\text{mm}$  を採用している。 $2a$  に関しては何種類か用意しておく。この基準空洞をネットワークアナライザにつないで  $S_{21}$  を観測すると  $0, \pi/6, \pi/3, \pi/2, 2\pi/3, 5\pi/6, \pi$  モードに相当する 7 つのピークが見える。このうち  $2\pi/3$  モードの周波数  $f_{2\pi/3}$  が  $30^\circ\text{C}$  真空中で  $2856\text{MHz}$  になるようにスペーサー  $2b$  を削っていく。 $30^\circ\text{C}$  というのは実際に使用する時の加速管の温度であり、測定時の物温とは違う場合には補正しなければならない。また測定時の空洞内の気体の状態によっても周波数が変わるのでその分の補正も必要である。空気の場合、湿度や組成による周波数変化があるので、出来れば真空中で測定するのが理想的であるが、それが出来ない場合には乾燥窒素中で測定するのが望ましい。以前 C-band 用の基準空洞を測定していたとき埃をとばすためにフロンガスの入ったエアダスターを使っていた

ところ周波数が  $10\text{MHz}$  以上も変化して正しい測定結果が得られなかったことがある。原因を突き止めるまで非常に時間がかかった。わかってしまえば当たり前のことであるがなかなか気付かないものである。そういった不確定要素をあらかじめ少なくするためにも出来るだけ真空中での測定をすることをお勧めしておく。何種類かの  $2a$  寸法の違う基準空洞を測定することで、 $2a$  と  $2b$  の関係が得られる。また同時に、 $0, \pi/6, \pi/3, \pi/2, 2\pi/3, 5\pi/6, \pi$  の各モードの周波数を測定しておく。これらは  $f$  と  $\theta$  でかきなおした分散関係を満たすはずである。式より

$$f = A - B \cos \theta \quad (3.2.22)$$

$$\theta = \beta d$$

の形にかけるとする。

$$v_g = \frac{d\omega}{d\beta} = \frac{d(2\pi f)}{d\left(\frac{\theta}{d}\right)} = 2\pi d \frac{df}{d\theta} \quad (3.2.23)$$

$$= 2\pi dB \sin \theta$$

であるから  $\theta = 2\pi/3$  のとき

$$v_{g \frac{2\pi}{3}} = \sqrt{3}\pi dB \quad (3.2.24)$$

を得る。

$A, B$  は各モードの周波数を fitting することで得られる。これらの測定より

$2a \cdot v_g$  の関係を得られる。

同じ形状の空洞を並べた加速管を定インピーダンス型 (Constant Impedance) 加速管という。この CI 管に高周波電力を印加した場合を考える。現実の加速管では電力は各空洞で消費され徐々に減少していき、加速管出口ではかなり減っている。このときの減衰率  $\alpha$  を

$$-\frac{dE}{dz} = \alpha E \quad (3.2.25)$$

で定義する。ここで  $E$  は加速電界を示す。定インピーダンス型加速管では  $\alpha$  は  $z$  によらない定数となっている。これを解くと

$$E = E_0 \exp(-\alpha z) \quad (3.2.26)$$

となる。ただし  $E_0$  は  $z=0$  での電界である。これは加速電界が指数関数的に減少していることを示している。逆に言えばその加速管の平均加速電場に対し入り口付近での加速電場は指数関数的に強いということになり、放電を起しやすくなるというデメリットが存在する。これに対し入射器の S-band 加速管では加速電界の変化を少なくした準定電界型加速管 (quasi-constant gradient) を採用している。準定電界型加速管では 2a 寸法を 1 空洞ごとに  $75 \mu\text{m}$  小さくしている。これによりほぼ定電界な加速管が得られ、定電界からのずれは全 54 空洞 (=2m) で数%である。こうして得られた 2a-2b 関係と準定電界型にするための 2a の変化から各 disk とスペーサーの加工寸法が決まる。

入射器の S-band 加速管は電鍍法と呼ばれる接合方法をもちいて disk とスペーサーの一体化を行なっている (図 3-24 参照)。この方法は disk とスペーサーを心棒を通して締め上げ表面に厚いメッキ層をつける工法で機械的強度やガス放出の少なさなどメリットは大きい。とりわけロウ付け法などに比べひずみが小さいことが最大のメリットである。それでも入射器の S-band 加速管では平均 140KHz 程度の電鍍応力の効果が見られることからこれを加工寸法に反映させる必要がある (電鍍法をもちいた加速管では、電鍍前の機械加工のみで位相調整を行ない電鍍後には調整を行なわないた

め)。また加工時の温度 ( $25^\circ\text{C}$ ) と使用温度 ( $30^\circ\text{C}$ ) の違いも加工寸法に反映させる必要がある。

このようにして出来たスペーサーや Disk はそれぞれ単品の状態と後に組み上げた状態で、RF 検査をする。その後電鍍槽に入れて電鍍を施す。電鍍にはおよそ 1 週間かかる。

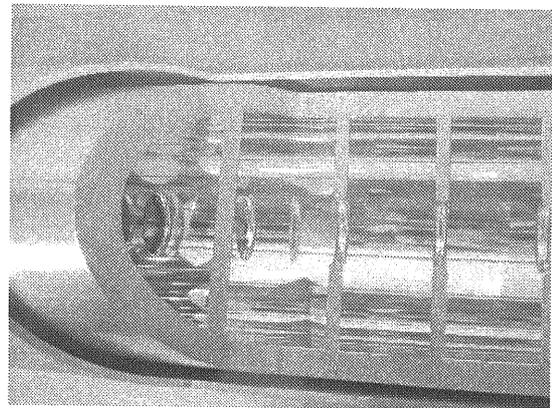
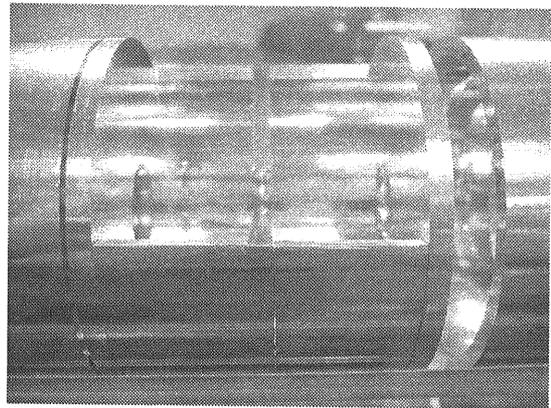


図 3-24 加速管電鍍前と完成後のカットモデル バラバラであった disk とスペーサーが電鍍後は一体化されて継ぎ目も肉眼ではわからなくなっている。加速管のさらに外側にあるのがウォータージャケット。

電鍍層から引き上げた加速管は場所によって電鍍層の厚みが違うので少し厚めに電鍍層を形成し、あとから機械加工によって表

面を仕上げる。このようにして加速管の素管が作られている。この後素管に RF の出入り口であるカップラー(図 3-25 参照)や、冷却水を通すためのウォータージャケットを溶接して完成する。この溶接の際にもひずみが生じ周波数が狂う。これらの補正量もあらかじめ織り込んでおかなければならない。これらは統計をとって初めてわかる量である。初めての加速管を作る場合には他での経験から類推するほかはない。しかし残念ながら類推は大きくはずれる場合もある。そこが難しいところである。

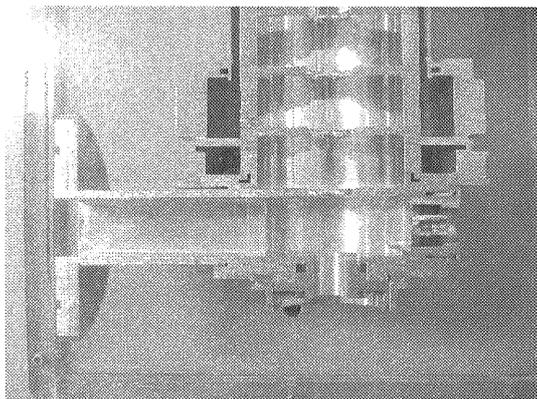


図 3-25 加速管カップラー部断面

#### 4.終わりに

そろそろページと時間が尽きてきた。このあたりで筆をおかねばならなくなった。解説出来たのは電子が出てくるところと加速管の素管の部分だけである。クライストロンや立体回路などの解説もせねばなるまいと思っていたのだがそこに行くまでに思ったより時間とページがかかってしまった。これはひとえに私の手際の悪さであり、力量不足であろう。猛省する次第である。

## References

### 2 章

- [1] 小川雄二郎「電子線形加速器の概要」、OHO'02 テキスト
  - [2] 佐藤勇他、「放射光入射器増強計画 ---KEKB にむけて---」、KEK report 95-18, Mar. 1996 A
  - [3] 紙谷琢哉、「陽電子源」、OHO'02 テキスト
  - [4] Y.Yano 他、「MASTER OSCILLATOR OF THE KEKB INJECTOR」、Proceedings of the 25th Linear Accelerator Meeting in Japan
  - [5] 諏訪田剛他、「KEK 電子陽電子入射器におけるトリガー信号配信システム」、The 14th Symposium on Accelerator Science and Technology, Tsukuba, Japan, November 2003
  - [6] 古川和朗他、「制御システムと加速器運転」、Proceedings of the 28th Linear Accelerator Meeting in Japan
  - [7] 亀井亨、木原元央、「加速器科学」、丸善
  - [8] 熊谷寛夫他、「加速器」、共立出版
  - [9] I,Abe 他、「The KEKB Injector Linac」 KEK preprint 2001-157, Dec. 2001 A
- ### 3-1 章
- [10] 大沢哲、「電子銃」、OHO'90 テキスト
  - [11] 栗木雅夫、「電子源」、OHO'02 テキスト
  - [12] 道園真一郎、「高周波源」、OHO'02 テキスト
- ### 3-2 章
- [13] 絵面栄二、「マイクロ波伝送と信号解析の基礎」、KEK internal 2003-3
  - [14] 山口誠哉、「加速管・立体回路」、OHO'02 テキスト