

広島大学 VBL 超高速電子周回装置に
おける引出しビームの特性

山田史郎

広島大学理学部物理科学科

u1179071

高エネルギーハドロン実験

2003 年 2 月 10 日

目次

目次	2
要旨	3
第 1 章 加速器.....	4
1.1 加速器とは.....	4
1.2 基本的機能.....	5
1.2.1 加速.....	5
1.2.2 ビームの発生源.....	6
1.2.3 ビームの集束.....	7
1.2.4 真空.....	7
1.3 様々な加速器	8
1.3.1 コッククロフト・ウォルトン型加速器	9
1.3.2 バン・デ・グラフ型加速器	10
1.3.3 線形加速器	14
1.3.4 サイクロトロン	15
1.3.5 ベータトロン.....	18
1.3.6 シンクロトロン	21
1.3.7 マイクロトロン	24
第 2 章 REFER 実験.....	28
2.1 目的	28
2.2 広島大学 VBL 超高速電子周回装置.....	28
2.4 測定機器	30
2.4 実験方法とデータ	34
2.5 考察	43
第 3 章 まとめ.....	46
謝辞.....	46
参考文献	46

要旨

原子核や素粒子の研究のために開発された加速器は、現在、工学、医学、生物学等の応用分野で幅広く利用されている。広島大学ベンチャービジネスラボラトリーの150MeV超高速電子周回装置(REFER)では、パラメトリックX線や逆コンプトンレーザー線の発生、あるいは新しい放射線検出器の開発や性能評価など様々な研究がおこなわれている。これらの研究をさらに推進するためには、時間的そして空間的に性質の優れた安定したビームを引き出す必要がある。

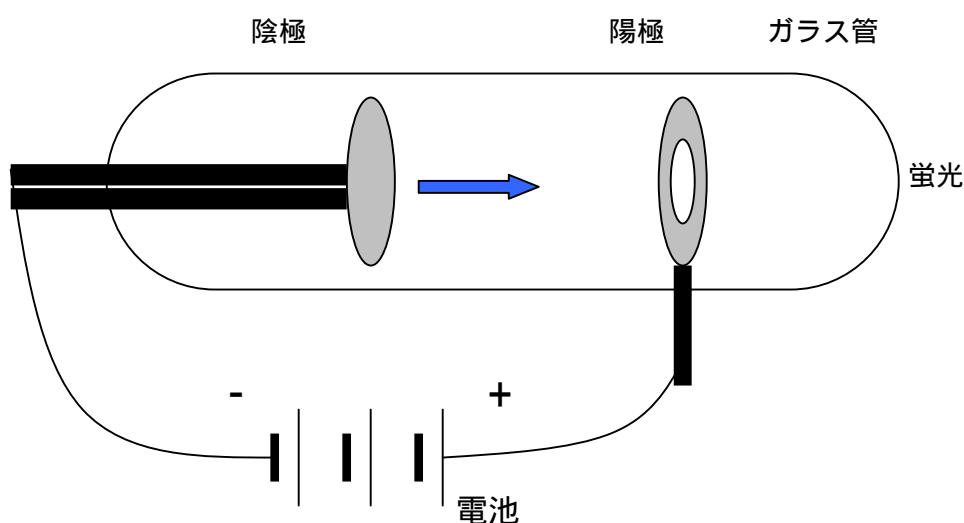
本研究を始めるに当たって、REFERから電子線ビームの引き出しパラメータは十分に検討されたことがなく、また遅い引き出しは実現できていなかった。そこで、本研究ではまず様々な加速器の加速原理について理解を深め、次に空間的に扱いやすい電子ビームを引き出す手法の検討、および新たに導入されたRF加速空洞を使った遅い引き出し手法の開発を行った。

第 1 章 加速器

1.1 加速器とは

アトムという言葉は原子のことを言うが、今から 2400 年ほど前に、デモクリトスというギリシア人によって名づけられた。ラテン語の、不可能な状態を意味するア (a) と切断することを意味するトム (tom) とから成る「これ以上きることの出来ないもの」という意味の言葉である。ところが 20 世紀になって、これ以上切れないはずの原子をきってしまったのが加速器という装置なのであった。原理的な話をすれば人類最初の加速器は 19 世紀半ばに創られたいわゆる陰極管といえる。図 1 のようにガラス管に 2 つの金属の電極を封じ込め、ガラス管の中を真空にし、一方の電極に穴を開ける。これらの電極に高電圧をかけると陰極でできた電子が 2 つの電極にかけられた電場によって加速されるのである。

図 1.1



電子や陽子などの素粒子あるいは原子核に、主に電場を使って運動エネルギーを与える装置のことを加速器というが、荷電粒子に与えるエネルギーを高くするために、当時はいかに電極間の電圧を上げるかということに技術者の関心はあった。そして開発されたのが、倍電圧整流回路で直流高電圧を実現したコッククロフト・ウォルトン加速器や、絶縁ベルトで電極に大量の電荷を運び入れ高電圧を発生させたバンデグラフ加速器であった。しかし、このような粒子の加速を 1 度しか行わない静電高圧装置による加速器の開発は、絶縁耐圧の限界に対する挑戦の連続であった。そこで試みられたのが交流電場を利用し繰り

返し粒子を加速する方式で、線形加速器(リニアック)がその最初の例である。その後サイクロトロンにはじまる円形加速器の開発の道をたどり、位相安定性の原理や強集束の原理などが発見され、より高いエネルギーの加速器が実現していった。元来、原子核や素粒子を研究するために開発された加速器だが、今日では物質科学だけでなく、生物学、医療、工業など幅広い分野で利用されるようになっている。

1.2 基本的機能

1.2.1 加速

陽子や電子などの荷電粒子の加速は電場によって行われる。電荷 e を持った粒子が電場 E の中で eE の力を受ける。図 1.2 のように電位差 V に保たれた陰極から陽極までの間を電荷 e の粒子が通過すると、その荷電粒子は eV の大きさのエネルギーを得られ、その結果荷電粒子は加速されるのである。また、ある電位差で加速された粒子のエネルギーは、粒子の電荷のみによって決まり、質量にはよらないことが分かる。粒子のエネルギーを表すのに電子ボルト (eV) という単位がある。1 電子ボルトは、単位電荷 ($e = 1.602 \times 10^{-19}$ [C]) を持つ粒子が電位差 1V から得るエネルギーに等しく、そして 1 クーロン (C) の電荷が電位差 1V から得るエネルギーが 1 ジュールなので、 $1[\text{eV}] = 1.602 \times 10^{-19}$ [J] と表せる。

図 1.2

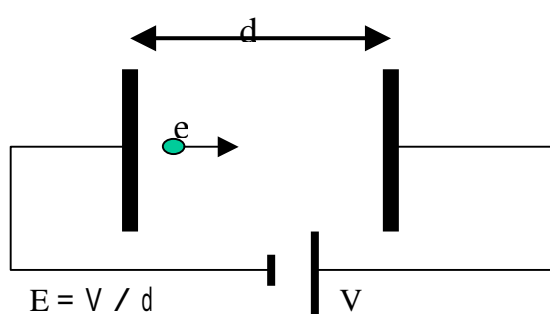


図 1.2 のような電極間の電場のほか、高周波電場や誘導起電力による加速方法もあるが、それについては 1.3 で触れる。

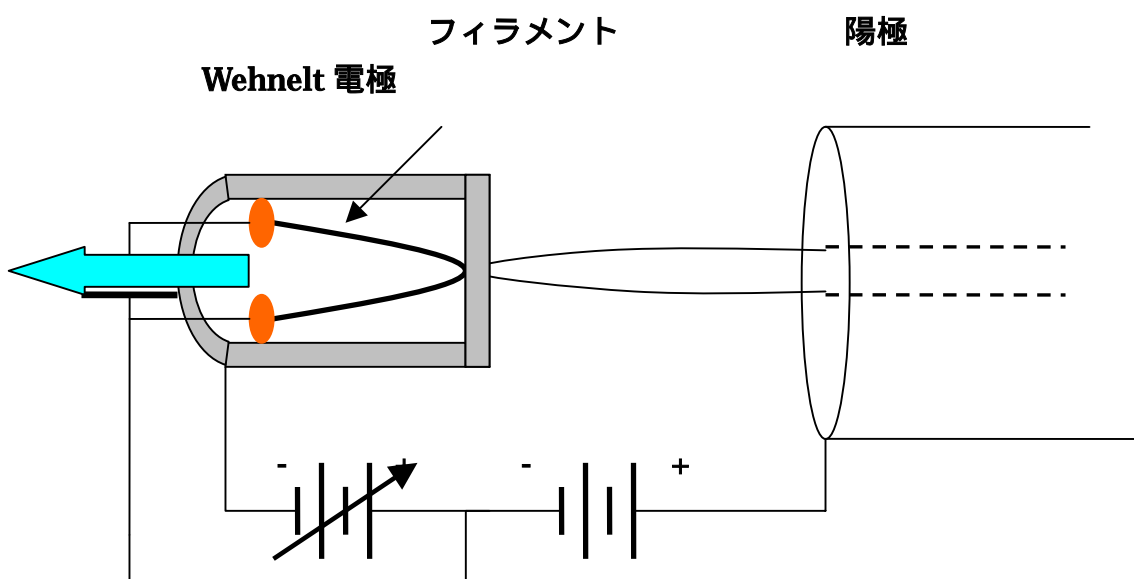
1.2.2 ビームの発生源

発生は大きく分けて2つあり、1つはイオン源でもう1つは電子ビームを発生する電子銃である。イオン源は通常、気体プラズマを利用して原子から軌道電子を取り除くか、または逆に電子を付与して正あるいは負イオンを発生させる装置である。

一方電子銃は、熱陰極からの熱電子放出により電子を取り出す。金属内の自由電子が金属の表面から外へ飛び出すには、その金属に固有の仕事関数に打ち勝つだけの運動エネルギーを持たなければならないが、これは常温の電子のエネルギーでは全く足りない。そこで金属（下図のフィラメント）を熱することで金属中の自由電子に十分な運動エネルギーを与え、表面から飛び出させるのである。

一般には、電子顕微鏡、陰極線管などに使用されている。電子顕微鏡を例にとると、電子銃は次のような構造になる。

図 1.3



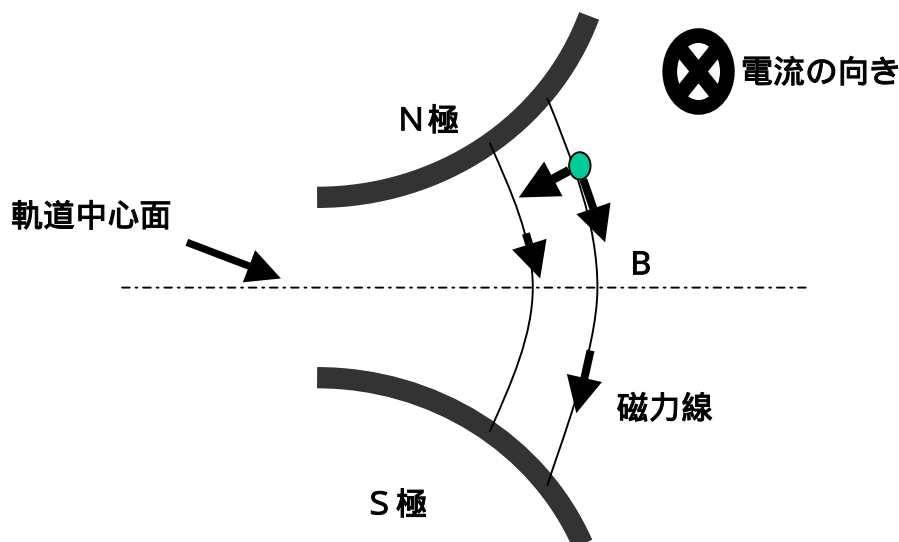
熱電子を放出するフィラメントまたは、陰極線、ウェーネルト（Wehnelt）電極またはグリッドおよび陽極から構成されているのが普通である。ウェーネルト電極とは、陰極よりもわずかに負の電位に保たれて電子流の集束、制御に用いられる電極である。

1.2.3 ビームの集束

ビームの中には多くの粒子が含まれており、1.2.2 で述べた発生源で生まれたときすでにそれらの粒子の出る位置や方向にばらつきがある。さらにビームを進行方向に直角な断面で切った断面は、ビームが進むにつれて次第に広がってしまう。なんらかの集束力を働かさない限り長い距離を走らせることは出来ない。そのため、どの加速器も理想の軌道に乗せるために電場、磁場を用いてビームの集束を行っている。

円形加速器を例に挙げる。図 1.4 は加速器の中心軌道を通り軌道面に垂直な断面を示している。

図 1.4



図のように磁極を配置すれば、磁力線は弧を描き紙面に垂直に走る荷電粒子に対して軌道中心面から外れたものを中心面に引き戻す力が働くので、粒子は中心面のまわりを安定して運動する。

1.2.4 真空

加速器ではビームの通る経路を真空に保つ必要がある。もし、ビーム軌道の

中にガスがあると、ビームがそれと衝突して軌道からはずれ、ビームの中の粒子数が減少してしまうからである。加速器の真空システムには真空ダクトと呼ばれる非磁性の金属でつくられた容器があり、放射光が真空ダクトの中の壁に吸収された際に発生する吸着ガスや壁の熱を除去するために材質や、表面処理などの物理的・冶金学的特性を考慮してつくられている。

1.3 様々な加速器

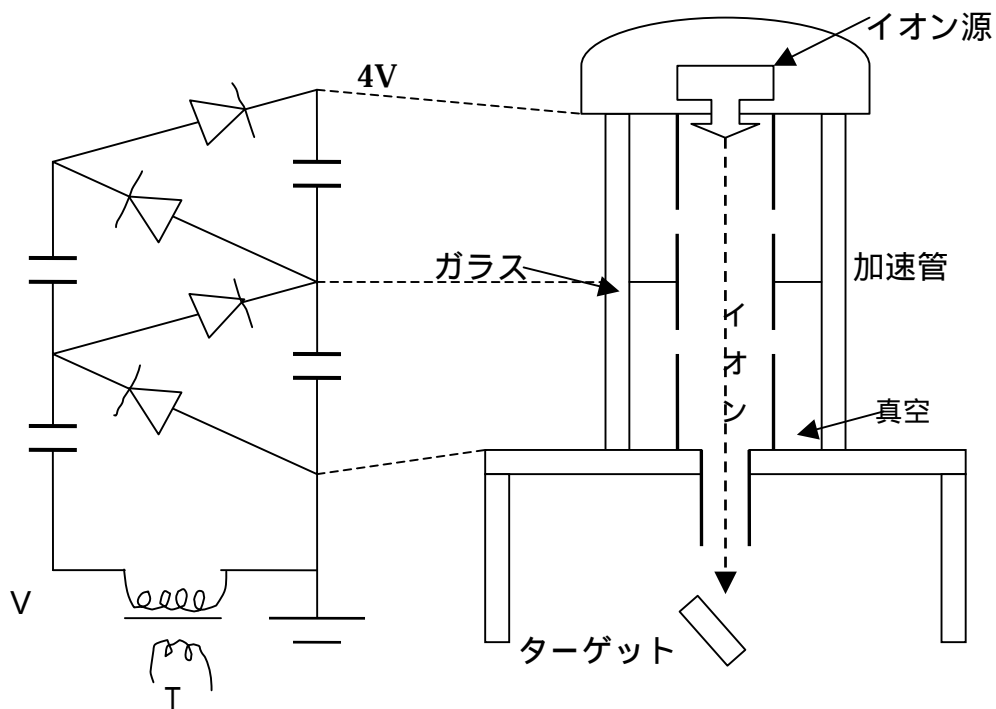
加速器には直流電圧で一気に加速する直線型のものと、高周波電圧で繰り返し加速する円形のものがある。この章で述べる様々な加速器の加速する粒子等、それらの特徴を次の表にまとめた。

種類	加速粒子	加速電場	磁場
コッククロフト型	電子、陽子、 粒子など	静電場	無し
バンデグラフ型	電子、陽子、重 陽子、 粒子	静電場	無し
線形電子加速器	電子	高周波(マイクロ波)	無し
線形陽子加速器	陽子、重イオン	高周波(~ 200MHz)	無し
サイクロトロン	陽子、重陽子、 粒子、重イオン	高周波	一定
陽子シンクロトロン	陽子	高周波	時間変化
電子シンクロトロン	電子	高周波	時間変化
ベータトロン	電子	磁場誘導の電場	時間変化

1.3.1 コッククロフト・ウォルトン型加速器

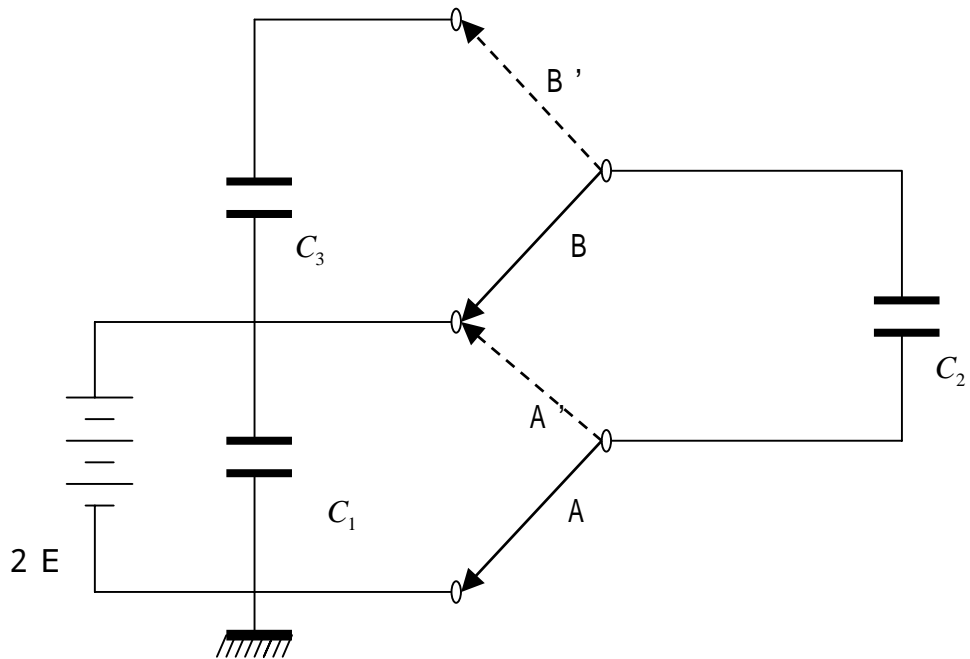
この加速器の大きな特徴は、倍電圧整流回路を何段にも重ねることにより、入力電圧よりはるかに大きな電圧を発生させることである。

図 1.5



上図の左側の倍電圧整流回路は2段重ねられており、変圧器Tの出す尖頭電圧がVならば、直流4Vを出すものである。これを一段にして、下図のように整流器をスイッチA、B、最初の交流電源Tと整流回路を適当な直流電源2Eで置き換えると、一種の静電的な直流電圧変圧器と考えることができる。

図 1.6



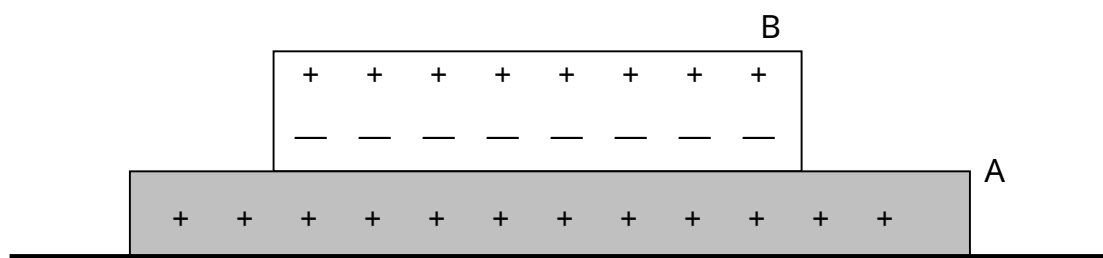
今、スイッチを A, B のように閉じておくと、 C_2 は C_1 と並列に入って $2E$ に充電される。そこで、次にスイッチを A' , B' の方に倒すと、 C_3 の電荷の半分が C_3 に移って、 C_3 が E に充電される。そこで再び A, B の方にスイッチを戻すと、 C_2 は再び $2E$ に充電される。そして、スイッチを A' , B' に倒すと C_3 はついに $2E$ に充電される。このようにして全部が $2E$ に充電されて、高い電圧を得ることができる。直流の代わりに交流を、スイッチの代わり整流器を用いて、このきりかえを速やかにしたのがコッククロフトの倍電圧整流回路というわけである。

1.3.2 バン・デ・グラフ型加速器

正電荷を一箇所に集めると、そのクーロン力によって近くにある負の荷電粒子が強い吸引力を受ける。この原理を利用して強い電界をつくる装置を静電起電機というが、この加速器ではこれを応用して高電圧を発生させている。

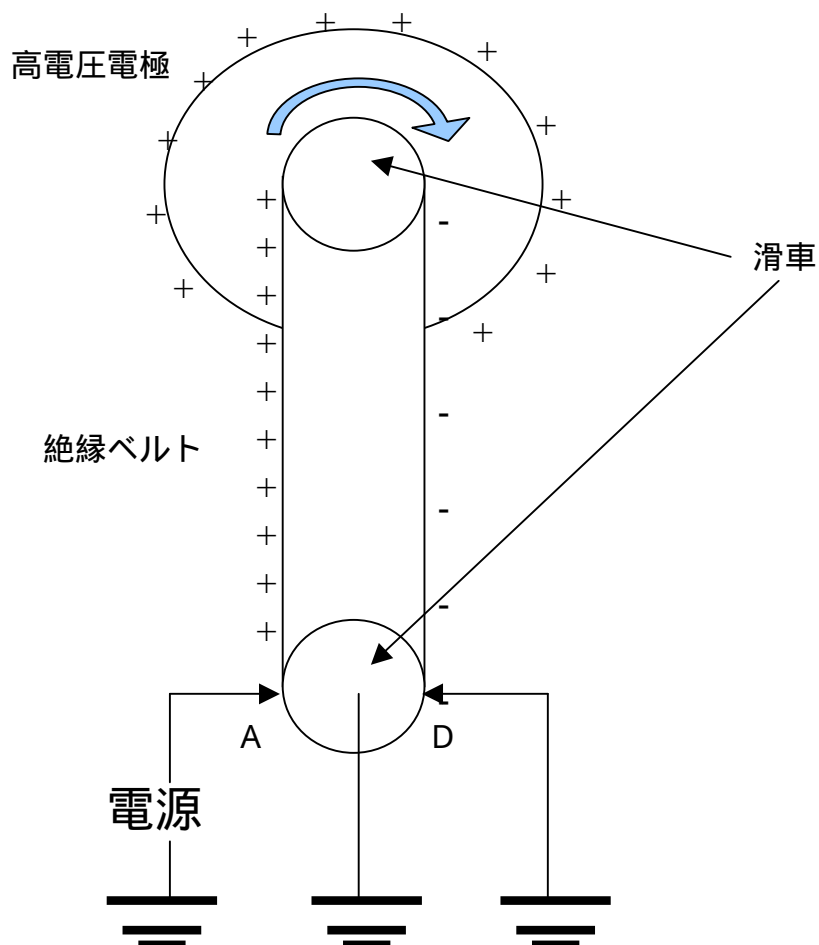
静電起電機の原理は簡単で、二つの板を考える。一つは電気絶縁の良い絶縁体 A、もう一つは絶縁された金属 B である。A を動物の皮などでこすり帯電させ、それに B を近づけると静電誘導によって電荷が生じる。(下図 1.7)。

図 1.7



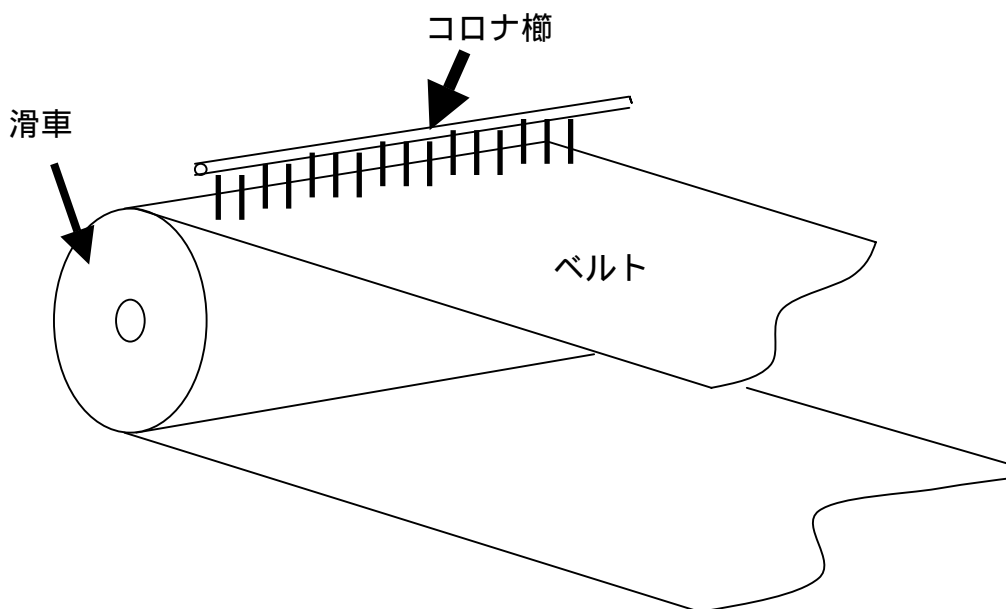
このとき B を接地させ B の上面にある電荷を取り除く。そして今度はこの B を A から離してやると、B は A と反対符号に帯電したままその電荷を運んで、別の金属 C (集電極) に電荷を与えることができる。その後再び B を A につけて帯電させ同じ作業を繰り返せば、C にいくらでも電荷を蓄えることができ、その結果、高電圧を得ることができる。バン・デ・グラフ型加速器は、幅が広く絶縁性の良いベルトを用いて電荷を運び高電圧を得ているのが特徴である。

図 1.8 原理図



上方の大きな球が高電圧電極（集電極）であり、この中に滑車がある。下方にも設置された滑車があり、両方の滑車の間には幅の広いベルトがかかっている。この絶縁ベルトに下端で電荷を与えると、駆動モーターで回転するベルトの運動とともに電荷が上方に運ばれ、そこで取り除かれ高電圧電極にたくわえられる。ベルトに電荷を与えたり、またベルトから取り除いたりする際には、ほとんどの場合コロナ放電を利用する。コロナ放電とは針状電極や2本の平行電線に高電圧をかけた場合など、強い電場の領域が存在するときにおこる、その領域に限定された局所的な放電のことである。上の原理図のAにはコロナ櫛とよばれる下図のようにレコードの針のような金属針を櫛のようにならべたものがあり、そこでコロナ放電を起こす。放電によってイオン化された気体のうち、正の電荷を持つイオンは負の電位の方へ、負の電荷を持つ電子やイオンは正の電位の方へと移動する。そこでAにおいて滑車を負の電位にしておけばイオンは滑車の方へ移動するが、ベルトがよい絶縁体であるかぎりこのベルト面に遮られて滑車の方へは入れない。従って矢印の方へ進むベルトの面に付着したまま、正イオンは上方へ運ばれていくのである。

図 1.9



上方にはもう一つの滑車があって、それを高電圧電極（集電極）が囲んでいる。この高電圧電極は大地に対してよく絶縁しておく。高電圧電極の内側にはAと同じようなコロナ櫛があり、電荷を持つベルトがBに近づくとき静電誘導によって、その針の先に負の電荷が、高電圧電極の外側に正の電荷が生じ、Bの針の

先とベルトの間には強い電荷が生じる。そこで、再びコロナ放電が起こって、イオン化された気体の負の電荷はベルトの上の正の電荷を打ち消し、正のイオンはBの針先の負の電荷を打ち消す。そうして、結局ベルトから高電圧電極に正の電荷が移動して、これに貯えられたことになる。

次に最高電圧に地手考える。高電圧電極から全く電流を取り出さないとする、運び上げた電荷は次々に貯えられるわけである。従って周囲の壁、床などに対する高電圧電極の静電容量C、これに集まった電荷量をQとすれば、高電圧電極の電位は

$$V = \frac{Q}{C} \quad \text{式 1.1}$$

で与えられ、高電圧電極の電位は電荷量Qとともにいくらでも上昇するはずであるが、これには限度がある。実際には、高電圧電極の電位が非常に高くなると高電圧電極の電場の強さが大きくなって、接地に対してコロナ放電したり、絶縁物の表面を伝わって電荷が逃げたりする。このような漏洩電流が電位の上昇とともに増加して、対には絶縁ベルトで運び上げられる電流と等しくなって、それ以上電位が上昇しなくなる。また、高電圧電極の電位が高くなると、接地との間で空気を破って放電が起こる。いま接地から遠く離れた位置にある半径r

の球面が接地に対して持つ静電容量は $4\pi\epsilon_0 rV$ であるから、式 1.1 は高電圧電極を完全な球面であるとするれば

$$Q = 4\pi\epsilon_0 rV$$

で近似できる。一方、一様に帯電した球の表面に帯電した垂直な電場の強さは

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q}{r^2} = \frac{V}{r}$$

で与えられるから、空気の絶縁破壊を起こす電場の強さを30 kV/cm とすると、 $V=1\text{MV}$ にするには、rを30cm以上にする必要がある。できるだけ高い電位をえるためには、電極をなめらかにつくるとともに、できるだけ曲率半径の大きい曲面、すなわちできるだけ大きい球形か円筒形にする必要がある。

1.3.3 線形加速器

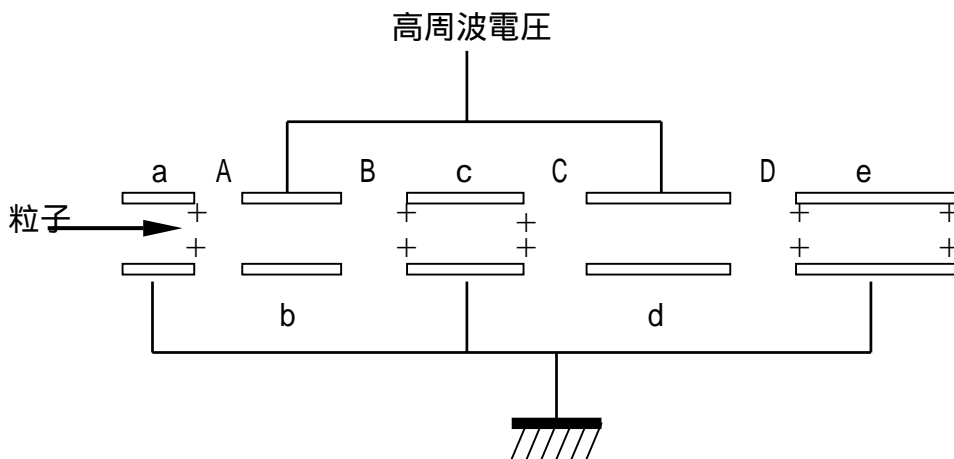
この加速器は、コッククロフト型加速器やバンデグラフ型加速器と同様に荷電粒子を直線状に走らせながら加速するが、特徴は高周波電場を利用して加速することである。図 1.10 のように真空中に一直線に並べられた電極から成り、電極は一つおきに共通に接続する。a、c、e・・・は接地され、b、d・・・は高周波電圧につなぐ。

電極（円筒形）は一つおきに接続されているので、ギャップ（電極間の間隙）に発生する電場は一つひとつ逆になる。従ってそのまま荷電粒子が電極の中を走っても加速はされない。しかし、粒子の飛行時間に比べて十分に短い周期 T の高周波で向きの変わる電圧をかけてやれば、粒子に毎回同じ方向に力を与えることが出来る。ある瞬間 t に、各円筒電極のギャップ A、B、C・・・には一つおきに加速、減速電界が生じる。そこで、半周期たつて時刻 $t+T/2$ になると、はじめは減速電界がかかっていたギャップ B、D・・・には加速電界がかかる。円筒電極内は電界から遮断されているので粒子は影響を受けない。そこで、円筒電極間のギャップの距離 a、b、c・・・を粒子が通過する時間が高周波の半周期に一致するように選ぶ（電極は徐々に長くなる）。

$$\frac{a}{v_a} = \frac{b}{v_b} = \dots = \frac{T}{2}$$

すると、最初のギャップ A で加速電界を受けた粒子は、つぎのギャップ B に到達する間は b の距離を飛行しており、こうして各ギャップではいつも加速電界を受けエネルギーを増していく。ここで、エネルギーを増すごとに粒子は速度を上げていくので、各ギャップの間における粒子の平均速度を v_i とした

図 1.10

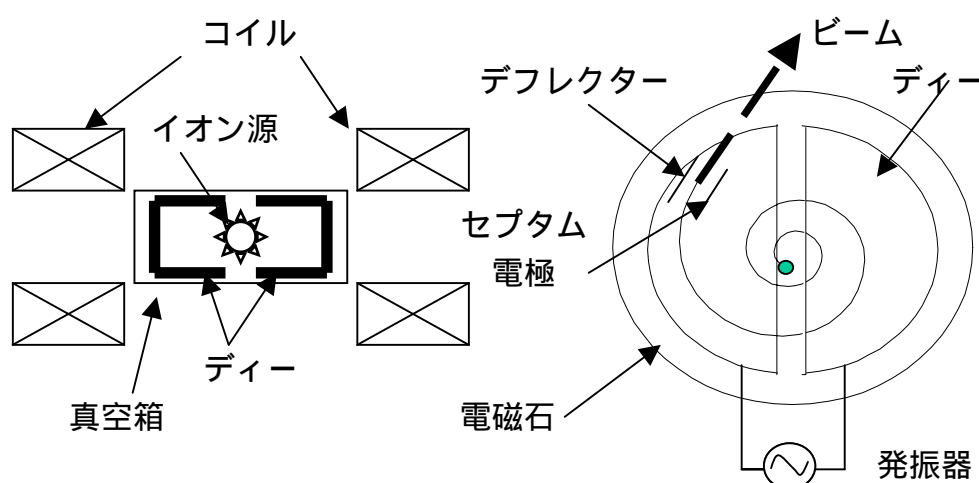


この高周波加速の原理によって、電極一つひとつの電圧が小さくても十分に粒子にエネルギーを与えることが出来、直流電圧による加速管にあった絶縁耐圧の問題を簡単にすることとなった。

1.3.4 サイクロトロン

サイクロトロンの最も大きな特徴は、一様磁場内における荷電粒子の円運動の周期がその速度によらず一定であることを利用し、高周波電場による共鳴加速を行う点である。図 1.11 のようにその主要部は一様な磁場を作るための電磁石、互いに向き合ったディーと呼ばれる加速電極（Dに形が似ているので）そして発振器からなっている。この2つのディーの間に粒子の回転周波数に等しい一定周波数の高周波加速電圧をかけておくと、ある時間に電極間ギャップで加速された荷電粒子はディーの中に入り、ローレンツ力を受けて円運動し半周期後に反対側のギャップに現れるが、このとき2つのディーの電位は逆になっているので粒子は再び加速される。電場はディー電極の内部に深く入り込むことはないので、粒子の円軌道は電場の影響を受けない。このようにして、サイクロトロンの中心部から出発した粒子は半周ごとに電場で加速され、次第に軌道半径を大きくしていく。従って加速粒子の軌道はらせん状となる。

図 1.11



質量 m 、電荷 e 、の荷電粒子が、速度 v で磁束密度 B の中を、磁場に直角に運動するとき、粒子に働くローレンツ力 F は、

$$F = e v B$$

である。このとき軌道の曲率半径 r は、ローレンツ力と遠心力のつりあいの条

件から、

$$m v^2 / r = e v B$$

つまり、

$$p = m v = e r B \quad \text{式 1.2}$$

で与えられる。ここで p は粒子の運動量である。

荷電粒子が半径 r の円軌道を一周するのにかかる時間 T は、

$$2 \pi r / v = 2 \pi m / e B$$

従って周回周波数 f は、

$$f = e B / 2 \pi m \quad \text{式 1.3}$$

とかけ、これはサイクロトロン周波数と呼ばれる。

式 1.2 を実用単位を用いて表すと、

$$p [\text{Mev}/c] = 300 \cdot B [\text{T}] \cdot r [\text{m}]$$

そして、式 1.3 は荷電粒子の全エネルギー E を用いて表すと、

$$f [\text{MHz}] = 14300 \cdot B [\text{T}] / E [\text{Mev}]$$

となる。

v が光速 c に比べて十分に小さいときは、 m はほとんど静止状態 m_0 に等しいので、サイクロトロン周波数はエネルギーによらずほぼ一定であるといえ、磁場の強さと質量のみによって決まる。

相対論によると、粒子の質量 m はエネルギーとともに

$$m = m_0 \left(1 + \frac{K}{m_0 c^2} \right)$$

の関係によって大きくなる。ここで、 m_0 は粒子の静止質量、 K は運動エネルギーである。従って加速が進むにつれて粒子の角速度が減少し、ギャップを通過するときの高周波に対して粒子の位相が遅れついには減速を受けるようになる。そこで、粒子が減速する前になるべく高いエネルギーまで加速するために最大軌道半径の半分より少し外側のところでの粒子の角速度に同期した高周波をかける。すると加速の初期には位相は進んでいき、中央部あたりで進みは最大になり、それを過ぎたら遅れ始め、減衰領域に入る前に粒子を取り出すことができる。

サイクロトロンの空洞共振器は、同軸共振器と呼ばれる。図 1.12 (a) のように円筒形の導体の中に棒状の導体がある伝送同軸線路を考える。この同軸線路の一端を導体でふさいで短絡し、他方を開放したままにすると $S = n / 4$ (n : 奇数) のとき、波長が λ の高周波に対して定常波が起こり共振することが知ら

れている。このとき (a) を横から見た図 1.12 (b) で示すように電場強度の分布は右端でゼロ、左端で最大となり磁場は右端で最大、左端で最小となる。このような共振器の場合、同軸線路の長さ L が高周波の波長の $1/4$ になっているので「 $1/4$ 同軸共振器」と呼ばれている。サイクロトロンの場合、図 1.13 に示すように加速ギャップの部分が $1/4$ 同軸共振器の開放端に相当し、そこで電場を発生させる。高周波加速空洞の基本は導体の壁によって囲まれた空洞共振器であるが、その原理はインダクタンス L とコンデンサー C からなる共振器である。

図 1.12

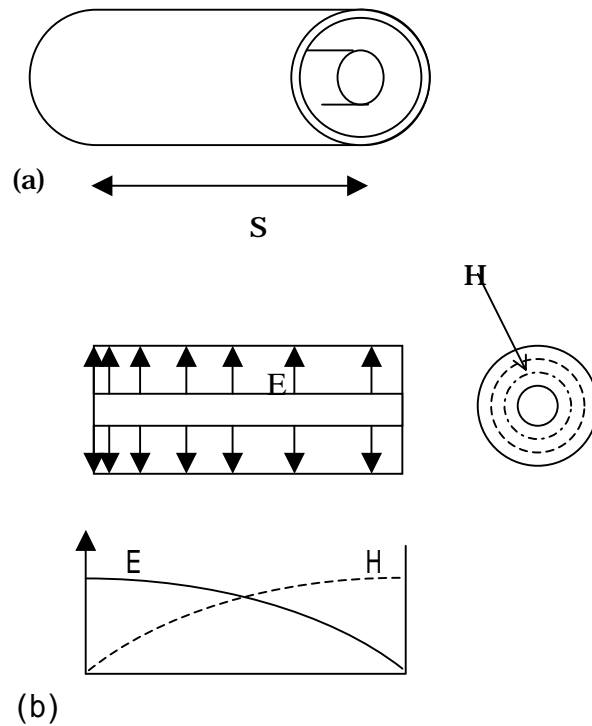
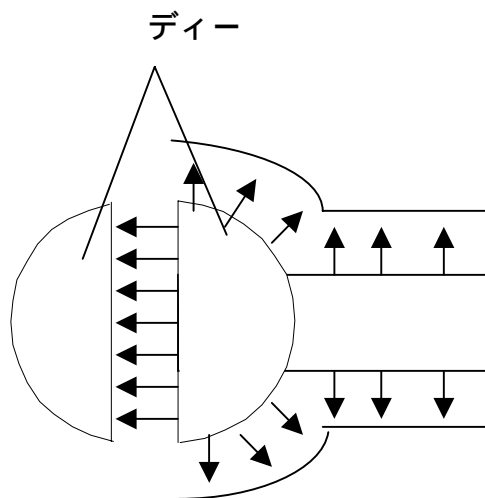


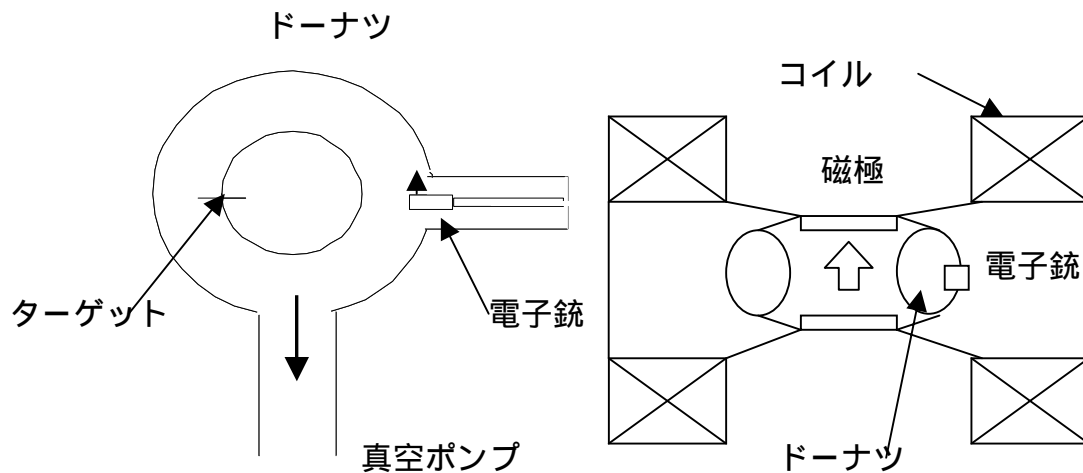
図 1.13



1.3.5 ベータトロン

サイクロトロンのように回転周期の一定性を必要とせず、軌道内部を貫く磁束の時間変化によってできる誘導電場を利用して電子を加速する方法がある。ベータトロンはこの加速原理に基づいて造られている。図 1.14 は簡単な構造原理である。電磁石、リング状の真空ダクト（ドーナツと呼ばれる）、電子を発生する電子銃からなる。電子はドーナツ中を運動量 P_0 と磁場密度 B できまる半径 R_0 の円軌道上を運動する。

図 1.14



加速電場 E はこの軌道内の磁束 Φ の時間的变化に比例し、方向は軌道の接線方向にできる。この電場は、

$$E_{\theta} = \frac{1}{2\pi R} \frac{\partial \Phi}{\partial t}$$

と表せ、運動量の増加の割合に直せば、

$$\frac{dP}{dt} = eE = \frac{e}{2\pi R} \frac{\partial \Phi}{\partial t} \tag{式 1.4}$$

である。ところで、軌道半径 R_0 は加速時間中一定である必要があるので、加速電場をつくる軌道内磁束と電子の円運動のための周回磁場の間に一定の関係を

保たなければならない。それをベータトロン条件というが、それは 式 1.4 と式 1.2 から時間積分することにより、

$$2\pi R_0^2 B = \phi - \phi_0$$

と導ける。ここで ϕ_0 は磁束の初期値である。この式の意味は、平衡軌道内の磁束の変化量は、平衡軌道内の磁束密度が一定で平衡軌道上の値に等しいとしたときの、全磁束の 2 倍になるということであるが、ここでさらに磁場の角座標成分を $A(r, t)$ とおいて、軌道面内の磁束密度の垂直成分 B_z を表現すると、

$$B_z = \frac{1}{R} \frac{\partial(RA)}{\partial R} = \frac{A}{R} + \frac{\partial A}{\partial R}$$

となる。また、このとき電場は

$$E_\theta = -\frac{\partial A}{\partial t}$$

と書け、先のベータトロン条件は

$$\frac{\partial A}{\partial R} = 0$$

となる。つまり、平衡軌道はベクトルポテンシャルが極値を取る半径のところであって、そこでは E_θ も極値をとる。そして、軌道を安定させるにはこの極値が極小値でなければならないから、 E が極小値をとる半径 R をみつけてやれば、電子の平衡軌道の位置を定めることができる。

ベータトロンでは、電子の運動量と磁場の強さによって定まる半径を持つ円軌道があるが、円形加速器の場合、周回する電子は平衡軌道（ある決まった運動量の粒子に対して、1 週で閉じるような軌道）からずれたとしても電子はこの軌道のまわりを振動しながら運動する。このような振動が最初に理論的に取り扱われたのがベータトロンであったので、これをベータトロン振動という名がついている。この振動は粒子の運動方向に対して横向き方向であるから横振動とも呼ばれる、加速される粒子のエネルギーが増すとともにその振幅は減衰していく。ここではベータトロン振動が安定するための条件について議論する。

荷電粒子の磁場中の運動方程式は、一般に

$$m \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} = e \left[\frac{d\mathbf{r}}{dt} \times \mathbf{B} \right] \quad \text{式 1.5}$$

で与えられる。粒子の座標 \mathbf{r} として極座標 (r, θ, z) を用いると、式 1.5 から、

$$m(\ddot{r} - r\dot{\theta}^2) = e(r\dot{\theta}B_z - \dot{z}B_\theta)$$

$$m \frac{d}{dt}(r^2 \dot{\theta}) = er(\dot{z}B_r - \dot{r}B_z)$$

$$m\ddot{z} = e(\dot{r}B_\theta - r\dot{\theta}B_r)$$

が得られる。ただし、 \cdot は時間 t についての微分を表わす。そして円周方向の磁場が $B_\theta = 0$ であり、かつ粒子軌道の円軌道からのずれが小さいものとするとき $v \cong r\dot{\theta}$ であるから、上の式は

$$\ddot{r} \cong \frac{ev}{m} B_z + \frac{v}{r}$$

$$\ddot{z} \cong -\frac{ev}{m} B_r$$

となる。さらに磁場の性質を表す n 値を使えば、

$$\ddot{x} \cong -\omega^2(1-n)x$$

$$\ddot{z} \cong -\omega^2 n z$$

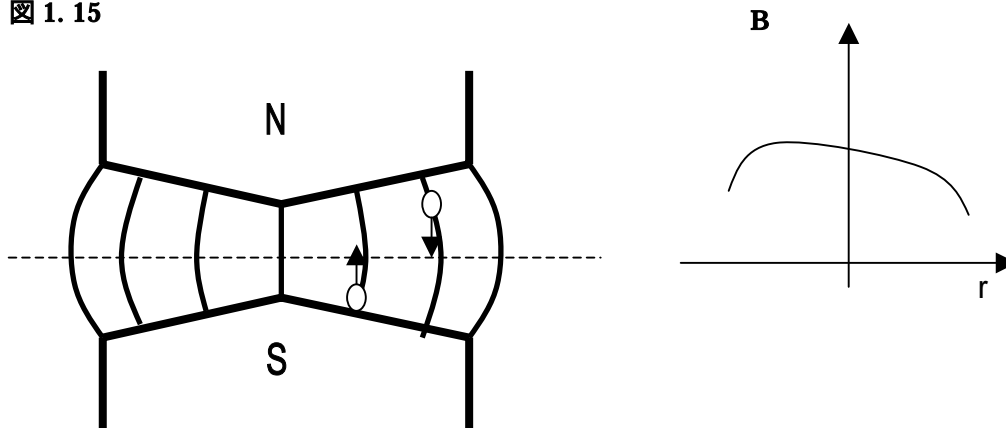
が得られる。ただし x は平衡軌道からの半径方向のずれである。運動が安定なときにはこの2式において x 、 z が振動解を持つことから、安定条件として $0 < n < 1$ を得ることが出来る。

n 値とは、円形加速器で用いられる電磁石において、半径方向の距離の微小変化に対する磁場の変化の割合を表す量であり、 r 方向の位置の関数でそれぞれの場所での磁場の変化の大きさを与える。

$$n = -\frac{r}{B} \frac{dB}{dr}$$

により定義され、図に示すように磁極間のギャップが外側になるほど広がっていくような電磁石では r が大きくなるにつれて磁場が弱くなるので $n > 0$ となる。

図 1.15

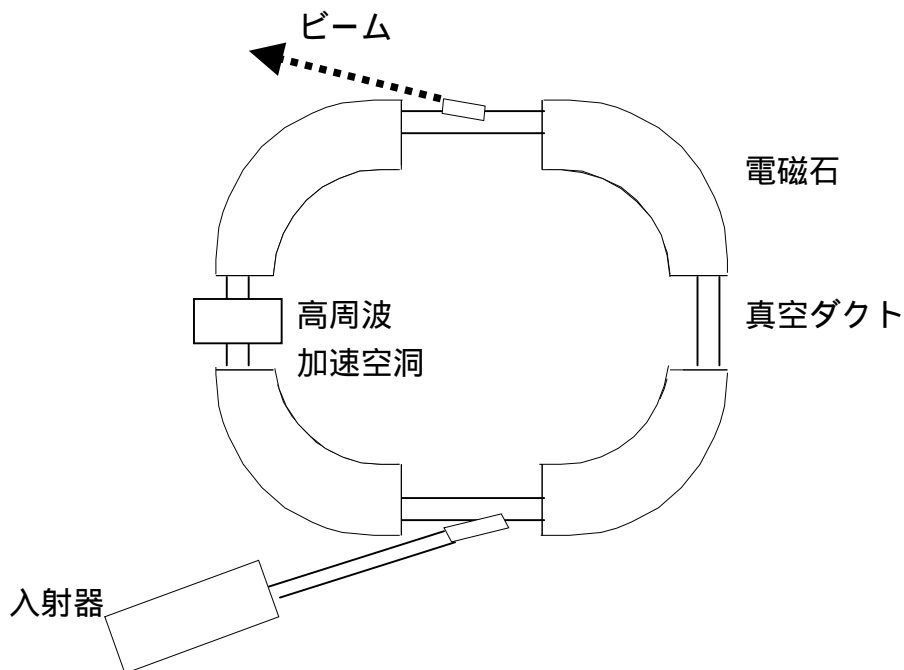


1.3.6 シンクロトロン

シンクロトロンは荷電粒子の円運動の半径が一定で、初めからドーナツ状の真空管の中を回る。ドーナツに沿って電磁石が分布しており、粒子を軌道に乗せる。粒子を加速するのは軌道に分布している高周波加速空洞である。粒子は加速されるに従って運動量が増えるので、一定の半径で回すために磁場を大きくしていく。このとき、粒子の周回周波数も変わるので加速空洞の周波数もそれと同調するように変化させる。

初期のシンクロトロンは電子銃がドーナツの中に組み込まれており、そこから約 50keV のエネルギーで発射された電子は光の速さに近づくまでベータトロン方式で加速され、その後高周波加速に切り換えていたので、構造はベータトロンに似ていた。後に造られた大型のシンクロトロンでは、電子は入射器ですでに加速されてリングに飛び込む。そして電磁石はいくつかの部分に分けられ、その間を直線にするという形をとった(図 1.16)。直線部分(電磁石のギャップ)に入射装置や真空ポンプ、加速空洞などを組み込むことで、空間的制約なしにそれらの装置が設計出来るようになり、シンクロトロンの設計が容易になった。

図 1.16

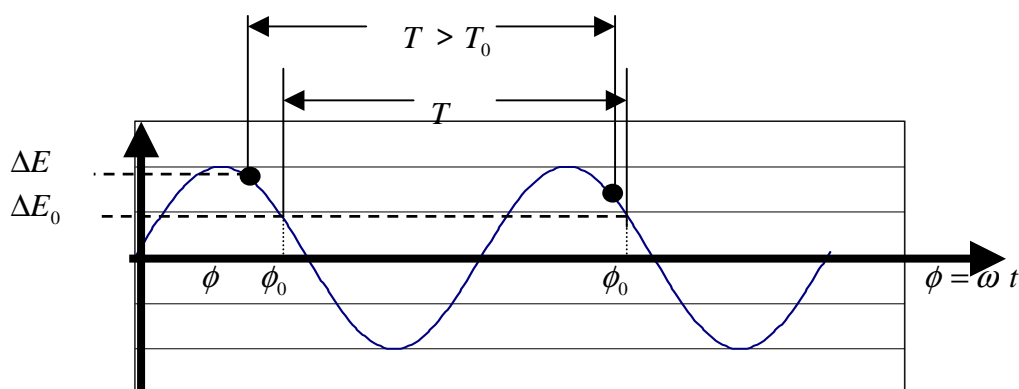


高周波加速を行う円形加速器では、粒子の回転と加速用高周波が正確に同期しなければ粒子を加速することは出来ないのであるが、ビームの中のそれぞれ

の粒子には、エネルギーにばらつきがあり高周波加速に対する位相も一定ではない。このため、サイクロトロンではせいぜい 40MeV が最大であろうと言われたが、粒子と加速電圧との間の位相関係に位相安定性の原理が発見され、サイクロトロンにおける加速エネルギーの上限を超える、シンクロサイクロトロンやシンクロトロンが開発された。

粒子の速度は十分に光速に近づいており、エネルギーによってその速度はほとんど変わらないものとする。ドーナツの中を何周しても、毎回、高周波加速電圧から受けるエネルギーが同じであるような周期で回転する中心軌道の粒子を同期粒子と呼ぶことにし、それが実現する位相を平衡位相 ϕ_0 とする。

図 1.17

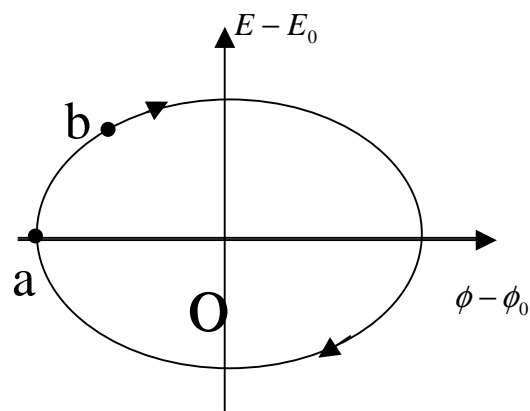


今、考えるのは同期条件を満たさない粒子の運動である。まず、平衡位相 ϕ_0 が、高周波電圧が時間とともに減少しつつある点にあり、粒子は平衡位相 ϕ_0 より進んでいる。この粒子がギャップ通過時に加速空洞から受けるエネルギー ΔE は、同期粒子が受けるエネルギー ΔE_0 よりも大きいので、この粒子の持つエネルギー E は、同期粒子の持つエネルギー E_0 よりも大きくなる。エネルギーが高い粒子は、より半径の大きい円軌道をとるので、1 周の周期も長くなる。すると、次にギャップを通過するときには位相が遅れ、始めにいた a 点よりも平衡位相 ϕ_0 に

近づく（点 b）ところが、已然 $\Delta E > \Delta E_0$ なので粒子のエネルギー E はさらに大きくなり、より E_0 から遠ざかり位相は ϕ_0 に近づいていく。 ϕ_0 に等しくなるまでこの過程は続き、遂に ϕ_0 を越すと今度は $\Delta E < \Delta E_0$ となり粒子の持つエネルギーは減少し始める。先ほどまでは大きかった E が減少し E_0 との大小関係が逆転すると、遅れていく一方だった位相は逆に進み始める。位相 ϕ とエネルギー E の関係をまとめて描くことが出来る（図 1.18）。

このように同期条件から外れた粒子の位相とエネルギーは ϕ_0 と E_0 のまわりを振動し（シンクロトロン振動）同期粒子のエネルギーから離れすぎることなく安定して加速される。

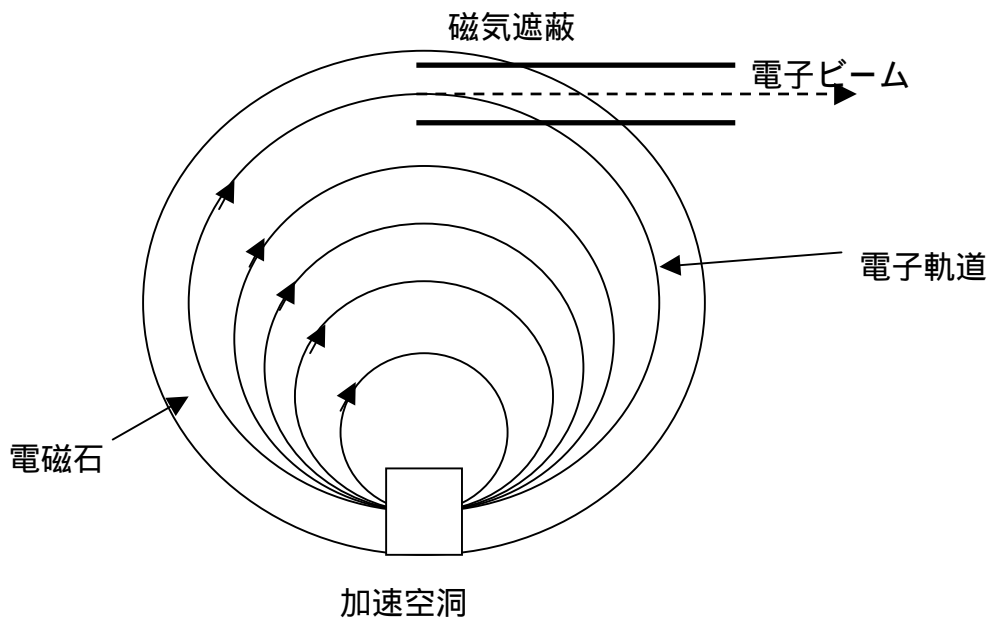
図 1.18



1.3.7 マイクロトロン

電子の静止質量は小さいので、低いエネルギーから相対論的質量増加がともない、サイクロトロンの加速方式では、電子を加速することが出来なかった。この点を解消したのがマイクロトロンで、後に述べる同期条件のもとでサイクロトロンと類似した加速方式で電子の加速が可能になった。ビーム軌道のピッチが大きいので、電子の取り出しが容易であるが、欠点として磁場を高くすると始めの軌道が小さくなって電子が加速空洞の影響から逃れられないことや、エネルギーが高くなると電子の角速度と高周波の周波数との比が大きくなって加速することが困難になることなどがある。

図 1.19



加速空洞内で電子が加速され、一定磁場内でローレンツ力を受け一周して再び加速空洞で加速される。そのたびに電子のエネルギーは増すので、円軌道は次第に膨らみ周期は長くなるが、一定の周波数で振動する高周波加速電圧のいつも同じ位相に同期する。以下ではそのための条件を議論する。

粒子の周回運動と高周波とが同期するためには、周回運動の周期が高周波の周期の整数倍でなくてはならない。空洞で1回に加速されるエネルギーを ΔE とすると、質量変化 Δm は相対論により $\Delta m = \Delta E/c^2$ なので、まず一周したときの周回周期 T_1 は

$$T_1 = \frac{2\pi(m_0 + \Delta m)}{eB}$$

であり、これが高周波周期の整数倍になるので

$$T_1 = \gamma T_0$$

すなわち、

$$\frac{2\pi(m_0 + \Delta m)}{eB} = \gamma T_0 \quad \text{式 1.6}$$

ここで m_0 は粒子の静止質量、 T_0 は高周波の周期、 B は磁束密度、そして e は電荷素量、 γ は任意の整数である。次にそれ以降に同様の同期条件が成り立つように n 周目、 $n+1$ 周目の周期の差 ΔT も高周波周期の整数倍になる必要がある。よって、

$$\Delta T = \eta T_0$$

η も任意の整数である。 ΔT と Δm の間にある関係、

$$\Delta T = \frac{2\pi\Delta m}{eB}$$

を用いて 1 回の加速における粒子質量の変化分は

$$\frac{2\pi\Delta m}{eB} = \eta T_0 \quad \text{式 1.7}$$

の条件を満たす必要がある。式 1.6 と式 1.7 から

$$\Delta m = \frac{m_0\eta}{\gamma - \eta} \quad \text{式 1.8}$$

2 式の差から、

$$\frac{2\pi m_0}{eB} = (\gamma - \eta) T_0 \quad \text{式 1.9}$$

と、二つの同期条件式が導き出される。

式 1.9 において m_0 、 T_0 は与えられるものとして、右辺をみると $\gamma - \eta$ が最小の値をとるとき電磁石の磁束密度 B は最大となり、電磁石の半径が最も小さく出来る。そこで、 $\gamma - \eta = 1$ と定める。式 1.8 からは、 $\eta = 1$ を選ぶと Δm が最小値をとることが容易に分かる。 Δm が最小ということはつまり、高周波加速電圧が最

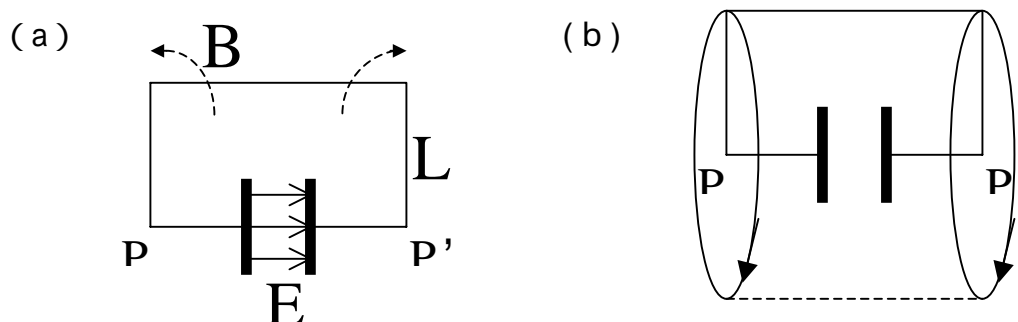
も小さくて済むということである ($\because \Delta m = \Delta E/c^2$)。加速が安定に行われるためには平衡位相からずれたものをひき戻す必要がある。位相の安定性はマイクロトロンにおいても成り立ち、ベータトロン振動の安定性については、適当な偏向電磁石における磁場分布や加速空洞の電磁場によってこれを満足させることができる。

加速空洞の原理はインダクタンスLとキャパシタンスCの共振回路であり、共振周波数は

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}}$$

であり、周波数を高くするにはLとCを小さくする必要がある。図 1.20-(a)のようにコイルを引き伸ばし1本の線にして、キャパシタンスとつながった導線自体を1巻きのコイルとして扱えば高周波が可能になる。そして、この線の代わりとしてPP'のまわりに1回転して出来る金属の壁を用いたもの(b)も同じ共振回路である(図 1.21)。このようにしての加速空洞の高周波は実現している。

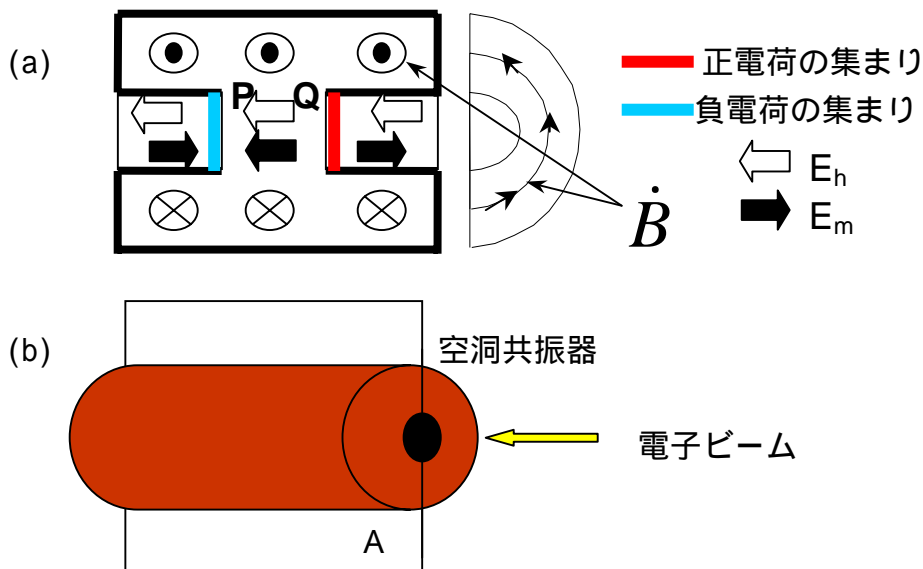
図 1.20



空洞の中で粒子は加速されるのだが、その外側では電場が存在しないため減速されることはない。これには2つの理由があり、一つはこの装置の材質が良い電導性のもので中の電場を遮蔽するためで、もう一つは電場同士の相殺のためである。図 1.21-(a)は空洞共振器を図 1.21-(b)にある面Aで切った断面図であり、高周波電場は向かい合った電極P,Q間に発生する。磁気誘導の時間変化分 \dot{B} が図 1.21-(a)のように分布していると、図の左向きに電場 E_h が生じる。すると、その電場によって移動し電極の淵に貯えられた電荷は図のような電場 E_m をつくる。その結果 E_h と E_m はP、Q間ではたし合わさり、空洞の外ではあらゆる点で

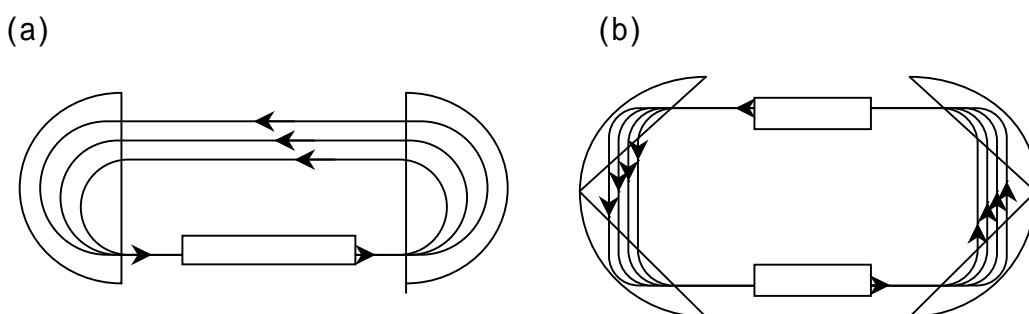
消しあうので粒子は減速されることなくただ加速される。

図 1. 21



マイクロトロンには上のような単一空洞を用いるものの他に、長い直線部分をつくりそこに強力な加速空洞を置いた racetrack1 型 (図 1.22-a) や電磁石をさらに分割することによって加速空洞を複数個設け、エネルギー効率を上げた double-sided 型マイクロトロン (図 1.22-b) がある。

図 1. 22



第 2 章 REFER 実験

2.1 目的

広島大学 VBL の超高速電子周回装置 (REFER) では、パラメトリック X 線や逆コンプトンレーザー線の発生、あるいは新しい放射線検出器の開発や性能評価など様々な研究がおこなわれており、これらの研究では入射電子の位置や角度が重要になってくる。そのためビーム中の電子一つひとつのエネルギーや向きにばらつきがあり、ビーム全体として空間的に広がっていても良いデータは得られない。REFERからの電子線ビームの引き出しパラメータは、未だ十分に検討されたことがなく、また遅い引き出しは実現できていなかった。そこで、本研究では引き出された電子ビームを最も集束させる引き出し手法の検討、および新たに導入されたRF加速空洞を使った遅い引き出し手法の開発を行った。

2.2 広島大学 VBL 超高速電子周回装置

図 2.1



本装置は超高速電子ビーム技術の基礎と応用に関する教育・研究を実施するために導入された。ほぼ円周上に配属された 8 台の偏向電磁石を通る真空パイプ

中を、高エネルギー電子が周回するで、放射光原装置の電子線利用ラインから供給される電子をリングに入射するための入射装置、及び電子を周回させる周回リング、X線発生実験のための内部標的装置、制御装置からなる。10Hz から20Hz で電子を入射することが出来、周長は 13.7 mである。周回電流の時間変化は図 2.3 のように入射直後に急減し、その後なだらかに減少するとおよそ2秒後に消失する。電子のバンチ長は周回装置の周長よりも十分に長いので電子ビームはリングを直線的に回っていると考えられる。バンチ長とは、リング内のビームが進行方向に区分されいくつかの群になって走るのだが、その粒子群の長さのことをいう。図 2.2 は周回中の電子を0度ビームラインから出てくるシンクロトロン放射光を高周波加速空洞（RF）でエネルギー供給をしない場合に CCD カメラでモニタしたもので、電子がエネルギーを失い軌道次第にリングの内側に移動しているのが確認出来る。

図 2. 2

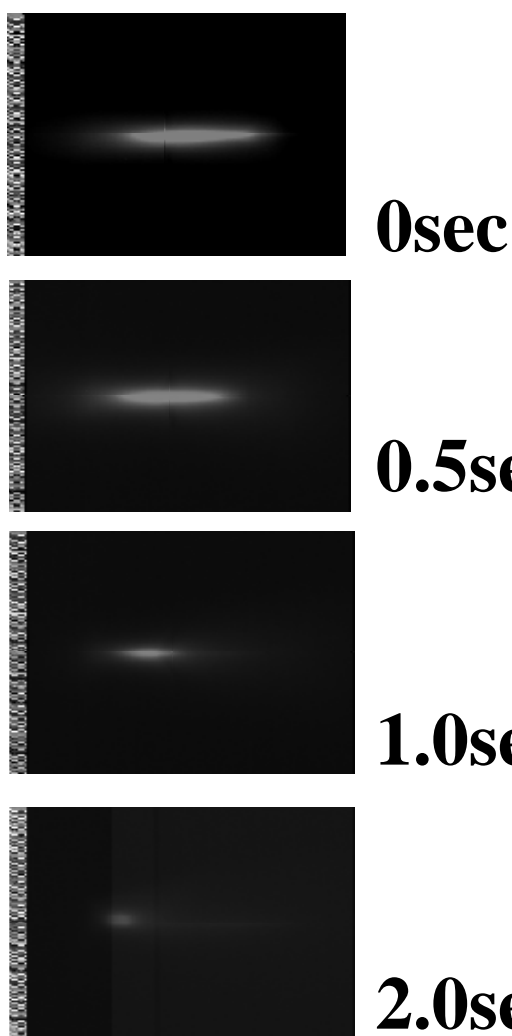


図 2. 3

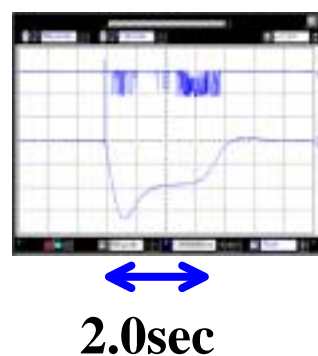
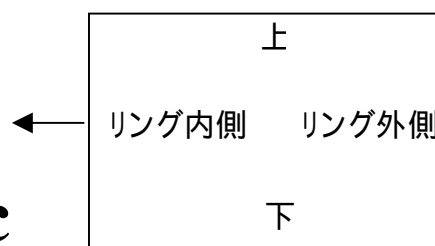


図 2. 4



RF が導入されてから、入射と引き出しを止めたときの周回電子の寿命は 2 msce から 2 0 sec に、また 1 0 Hz で入射したときの引出し時間は 1 msec から 9 0 msec に伸びた。

2.4 測定機器

今回の実験に使用した実験装置の原理や特性を簡単に紹介する。

図 2.5

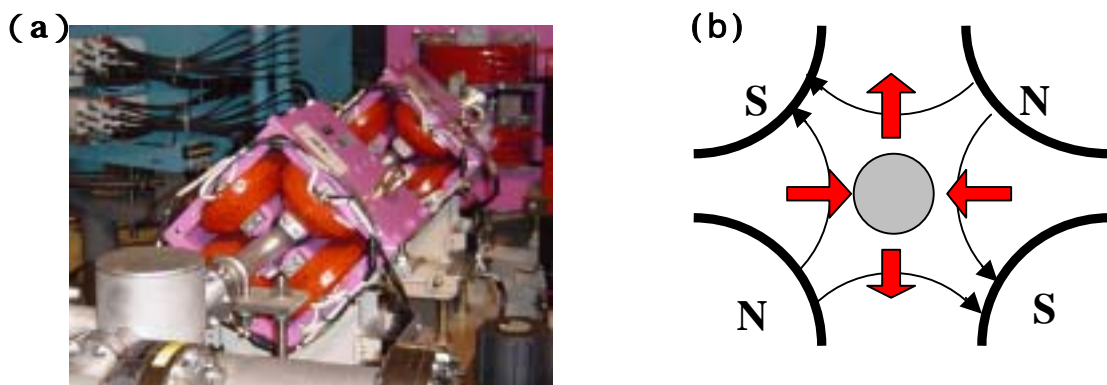


図 2.5 - (a)は引き出しラインの写真であり、2つの四極電磁石を写している。の写真手前から QM2、QM1 であり電子は QM1、QM2 の向きに流れる。図 2.5 - (b) は (a) と同様に電子が紙面から手前に向かって進むときの、4つの電磁石がどのように配置されるかを示している。磁力線は黒い矢印のとおりに描け、磁束密度は中心から遠ざかるほど増加する。中心軌道からずれた電子は、赤い矢印の向きに力を受ける（フレミングの法則より）ので縦に発散し水平方向には集束される。

図 2.6

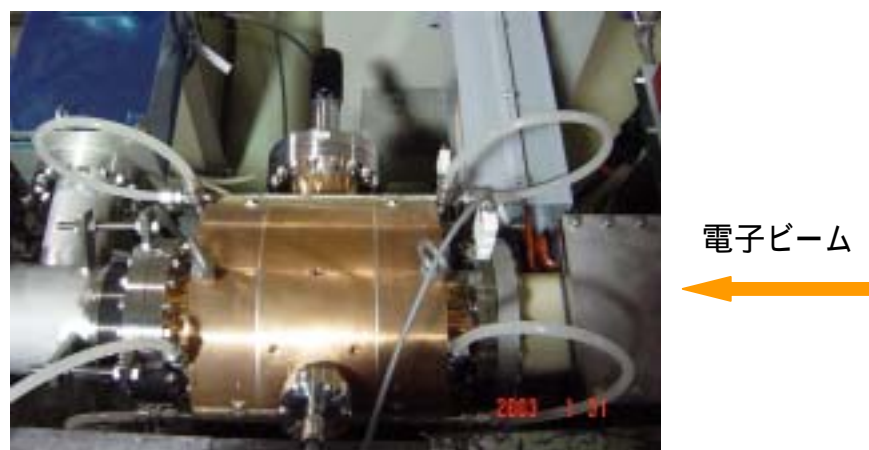


図 2.6 昨年秋に導入された RF (高周波加速空洞) である。写真上側がリング内側で、電子は右手から左手へ流れている。第 1 章 1.3.7 参照して頂きたい。

図 2.7

(a)



(b)

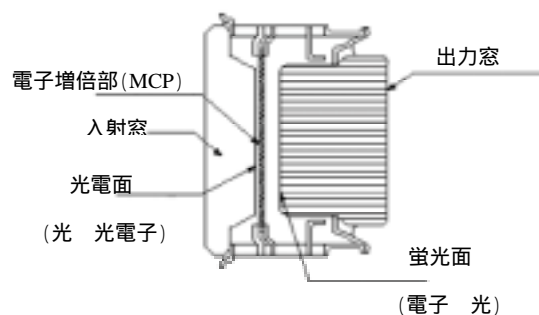
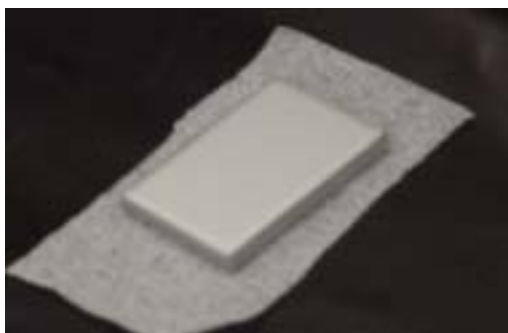


図 2.7 は白い部分が Image Intensifier Tube (I.I.T) で、その後に CCD カメラが付いている。I.I.T は極微弱な光を検知・増倍 (one photon sensitive) して、コントラストのついた像を見ることが可能である。図 2.7 - (b) ように、光電面上に結像された光は光電面により光電子へ変換され (このとき放出される光電子数は入射光量に比例) この電子は光電面と間の電圧により加速され電子増倍部 (Micro Channel Plate - 以下 MCP) の各チャンネルに入射する。MCP の各チャンネル内部は独立した電子増倍部が形成されており、入射した電子は MCP 両端の電圧勾配により数十回の衝突を繰り返すことにより 2 次電子が増加し、MCP の出力端より多数の電子が放出される。MCP によって増倍された電子群は、MCP 出力面と蛍光面間の電圧により加速されて蛍光面に衝突し、蛍光面では衝突した電子量に応じた光が出力される。その結果、入射した光学像に対して約 1 万倍に増強された出力像が得られる。

図 2.8

(a)



表



裏

(b)

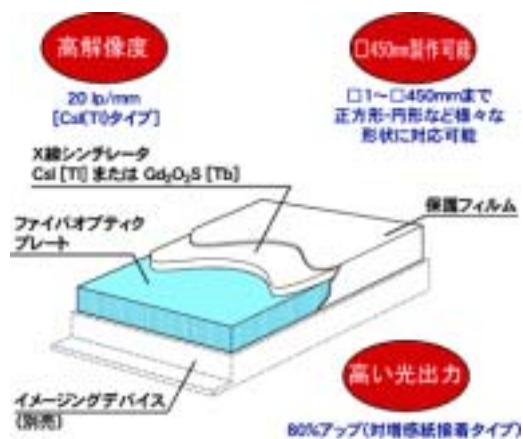


図 2.8 - (a) は蛍光材の表と裏であり、数ミクロン径のガラスファイバを数千万本束ねた光学デバイス「ファイバオプティクプレート」に X 線シンチレータ (CsI) を付加した、X 線イメージングデバイスであり、シンチレーターとは放射線(荷電粒子や 線)をあてると蛍光を発する物質のことである。白い方(CsI)が表でこちら側に電子をあてると発光し、裏に凝縮した 1 本 1 本のガラスファイバが光を伝達する。

図 2.9

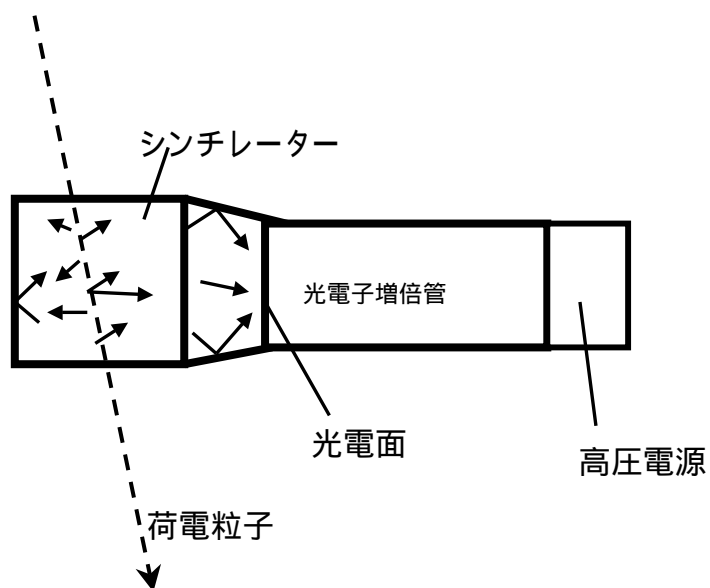
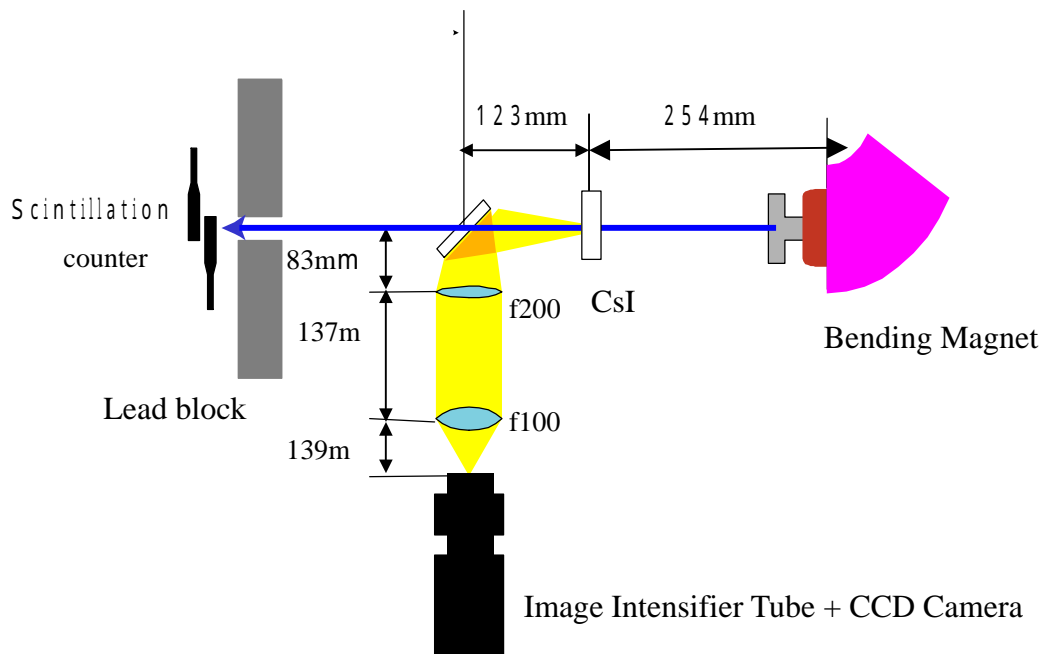


図 2.9 はシンチレーションカウンターと呼ばれるもので、シンチレーターに飛び込んだ電子による発光を光電子増倍管によって電気的パルス信号に変えて取り出すことが出来る。従って、引き出されたビームをこれに当てれば、電子数の時間変化や各種パラメーターの値を変えたときの電子数の増減を測定することが出来る。

2.4 実験方法とデータ

マイクロトロンから引き出されるビームの性質は、周回リングのいたるところに分布する偏向電磁石やビームをリングの外にはじき出すセプタム電磁石など各種パラメーターの値によって決まる。そのパラメーターを変化させた時、引き出される電子数の増減やその時間変化を測定するためシンチレーションカウンターを用いた。また、ビームの断面積がどのように集束するか視覚的に捕らえるため I.I.T も使用した。従って引き出しポートの出口における実験装置のセットアップは下の図 2.9 のように組んだ。

図 2.10



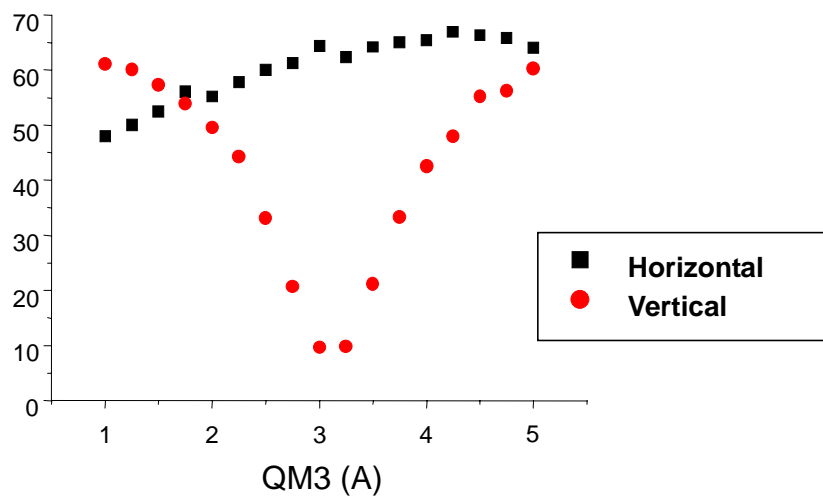
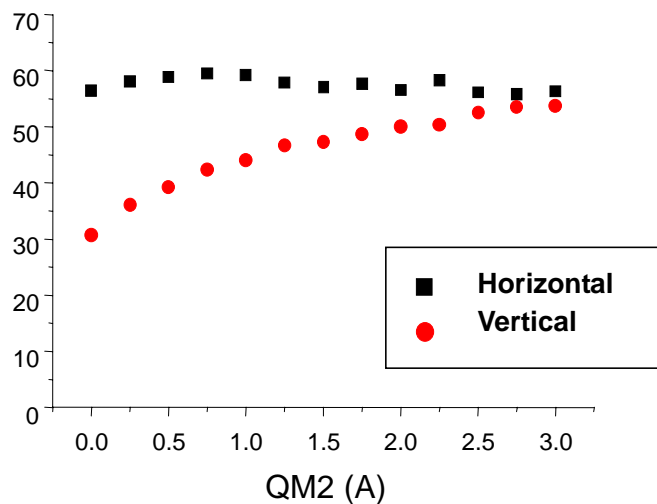
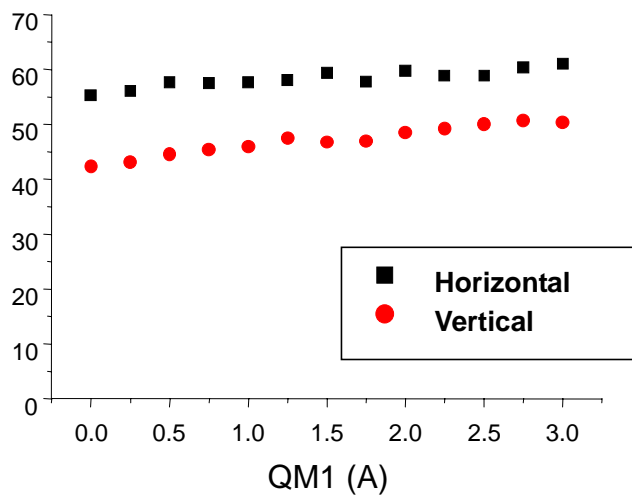
焦点距離が 100mm と 200mm のレンズと鏡、蛍光材 (CsI)、その光を見るための I.I.T (Image Intensifier)、そしてシンチレーションカウンターから成る。254mm という長さは最も近づけた結果の値である。RF を稼動させ電子ビームを周回リングから引き出すとき、周回 Current が最大となるような各パラメーターの値を探した。測定するパラメータだけを変化させ、その他のパラメータは固定しておく。まず、最も周回 Current に影響の大きい偏向電磁石 (Bending Magnet - BM) と入射セプタム電磁石 (Injection Septum) から行い、RF の周波数とチューナーの最適値を選んだ。その後 A 他のパラメータの値も最適化した結果、次のような値を得た。

図 2. 11

	測定結果	設計値
Injection Septum (入射セプタム電磁石)	475V	465V
Absorber	-12mm	-7.8mm
Bending Magnet (偏向電磁石)	283.2A	283A
Extra Kicker (出射キッカー電磁石)	117.9A	125A
Extra Septum (出射セプタム電磁石)	120.4V	120.8v
出射偏向電磁石 1 (BM1)	254.6A	255.2A
出射偏向電磁石 2 (BM2)	31.11A	31.14A
RF 周波数	697.51MHz	
RF チューナー	- 7.5mm	

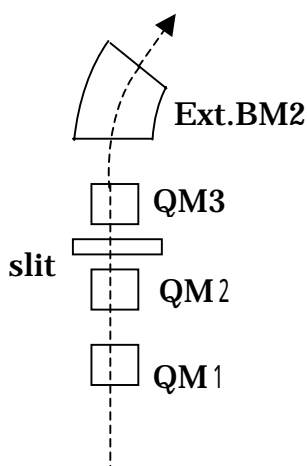
この状態でスリットを全開にし、引き出しラインにある3つの四極マグネット(Quadrupole Magnet 以下 QM) とビームの空間的広がりとの関係を表すと次のようであった。

図 2. 12:ベンディングから 254mmにおける Q M と全幅の関係。縦軸は全幅(2 倍の sigma) で単位は pixel である。



QM3 の 3 (A) 付近では、垂直方向に集束しているが水平方向に関しては集束が見られない、横に平らなビームが観測できた (図 2.14)。QM1 と QM2 は 2 つとも横集束縦発散するように極性が組まれているが、マイクロトロン設計におけるラティス計算 (ラティスとは加速器における電磁石の配列構造のことをいい、横軸が距離で縦軸がベータatron振動の振幅、つまりビームの広がりを水平方向と垂直方向について表す) の結果 (2.5 節) から、最後尾のベンディングマグネット 2 をビームが通過する間に水平方向へ広がってしまいビームの集束位置はベンディング 2 から 254mm にはなくもっと後にあると判断した。水平方向と垂直方向がともに集束していると思われる 800mm と、設計値の計算が行われた 1000mm の 2 点で測定することにした。まずは 800mm の点におけるセットアップを図 2.16 に示す。

図 2.13



出射系の機器配置は上流から QM1、QM2、QM3 で QM3 だけが縦集束横発散の機能を持つ。

図 2.14



図 2.15

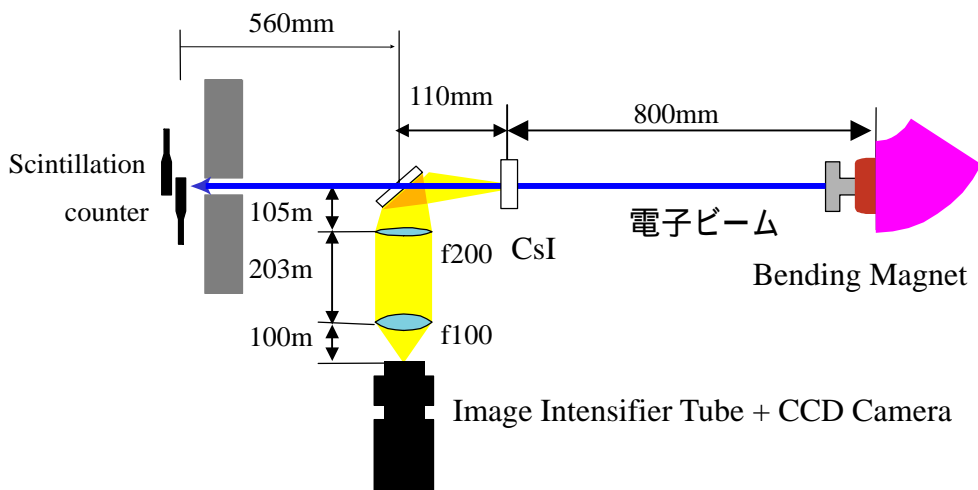


図 2. 16:ベンディングマグネットから 800mm。スリット<16,16>(全開)のとき、QM1 から QM3 の変化と sigma の関係である。

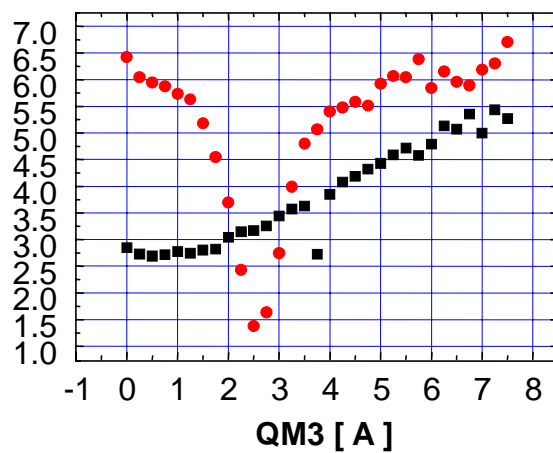
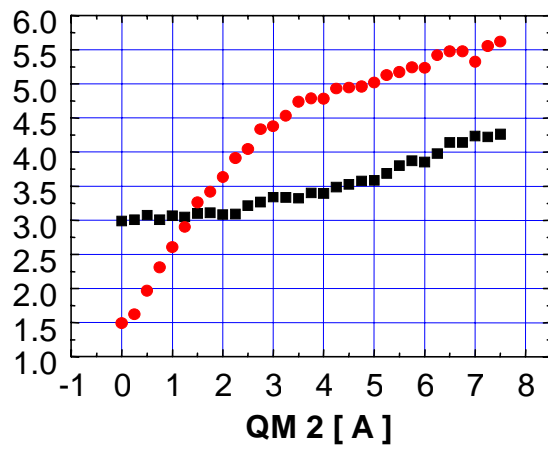
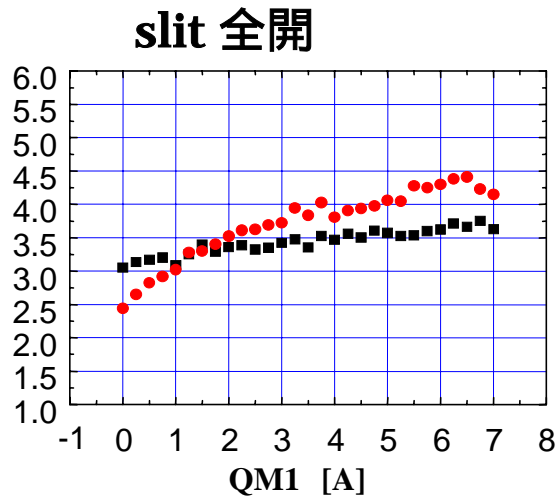
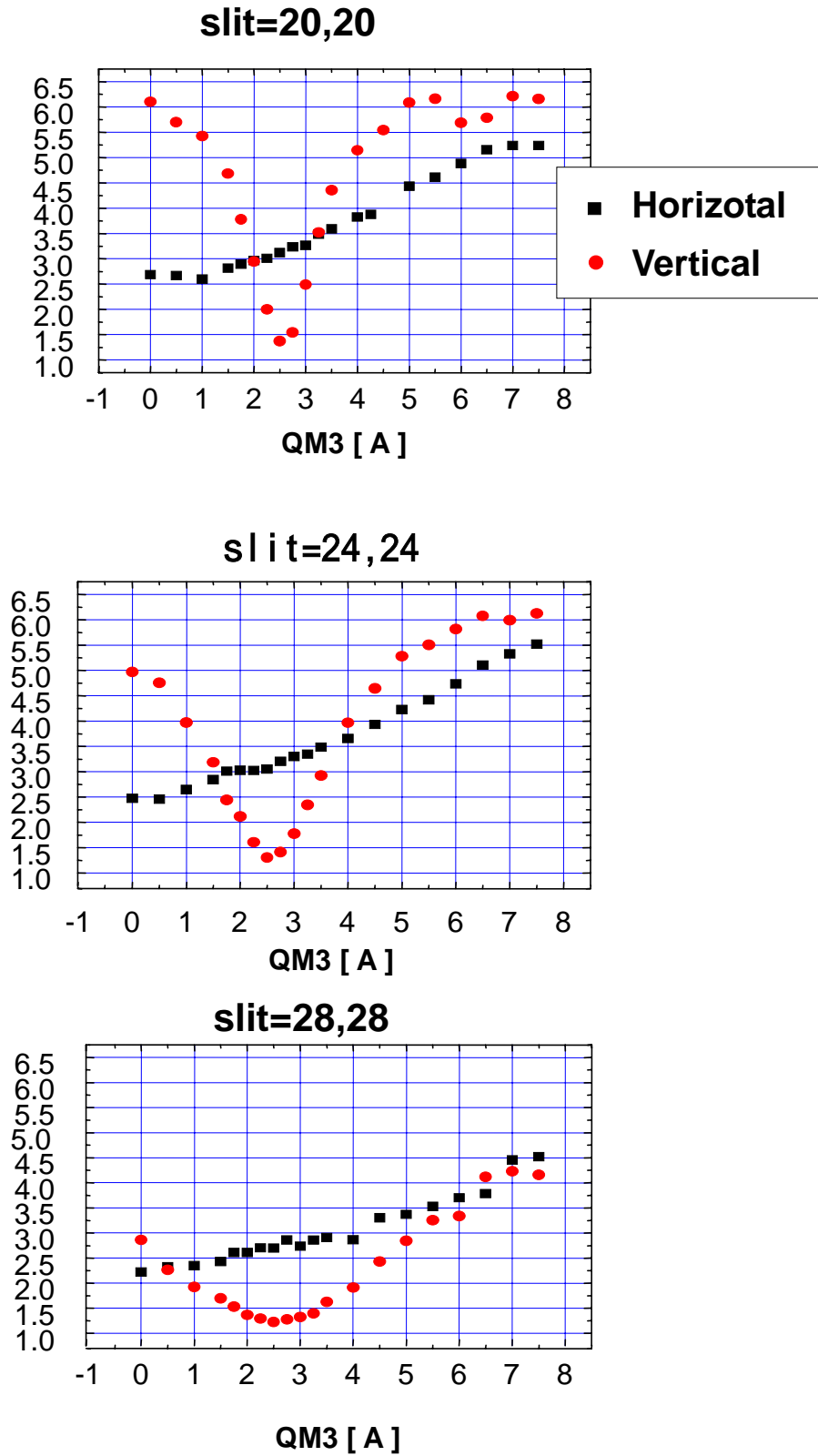


図 2. 17: ベンディングマグネットから 800mm。各スリットにおける QM と σ [mm] の関係



以下はベンディングマグネットから 1000mm での測定結果である。まずスリット全開で他の変数は設計値に設定し QM3 と sigma の関係を測定した。

図 2. 18

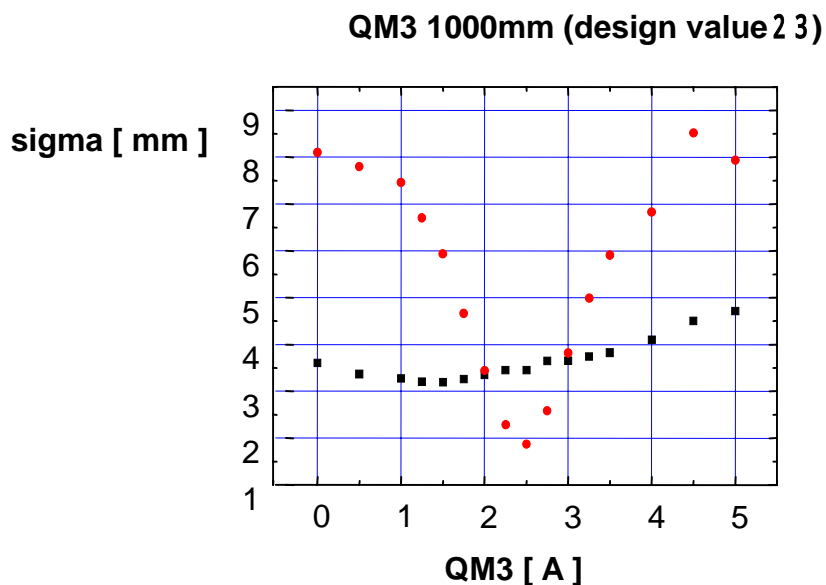


図 2. 19: QM3 = 2.5A、他は設計値における QM1 と sigma の関係。負の電流値は、QM1 の極性を逆にして測定した。

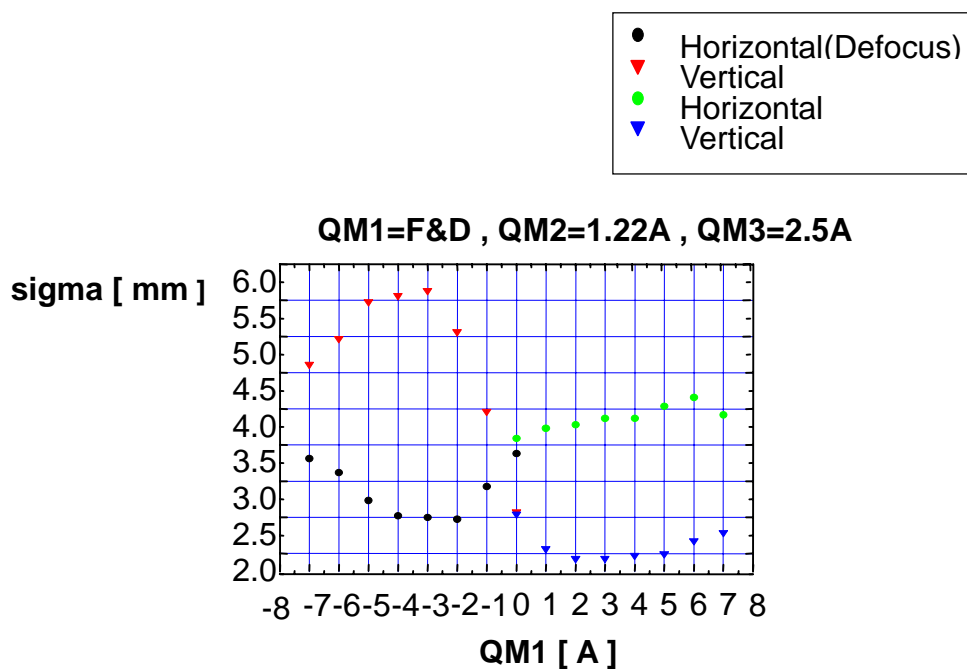


図 2. 20: QM=3.5A、QM1 と QM2 はセットで変化させ sigma との関係を見た。
 QM1=QM2=F&D , QM3=2.5A

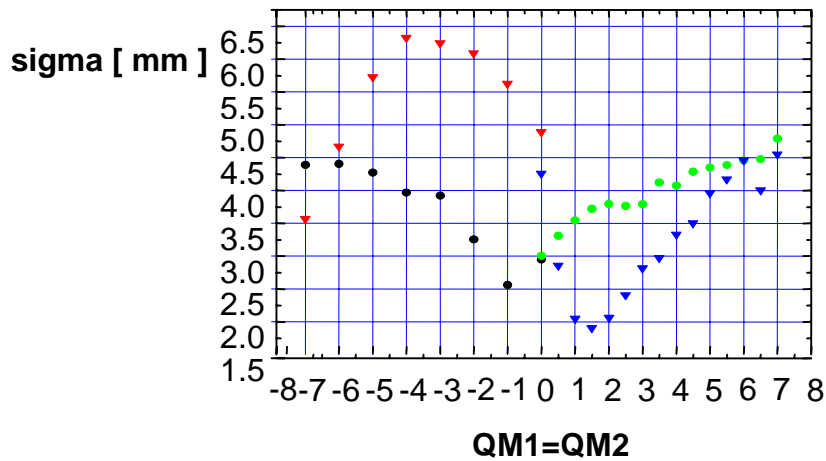
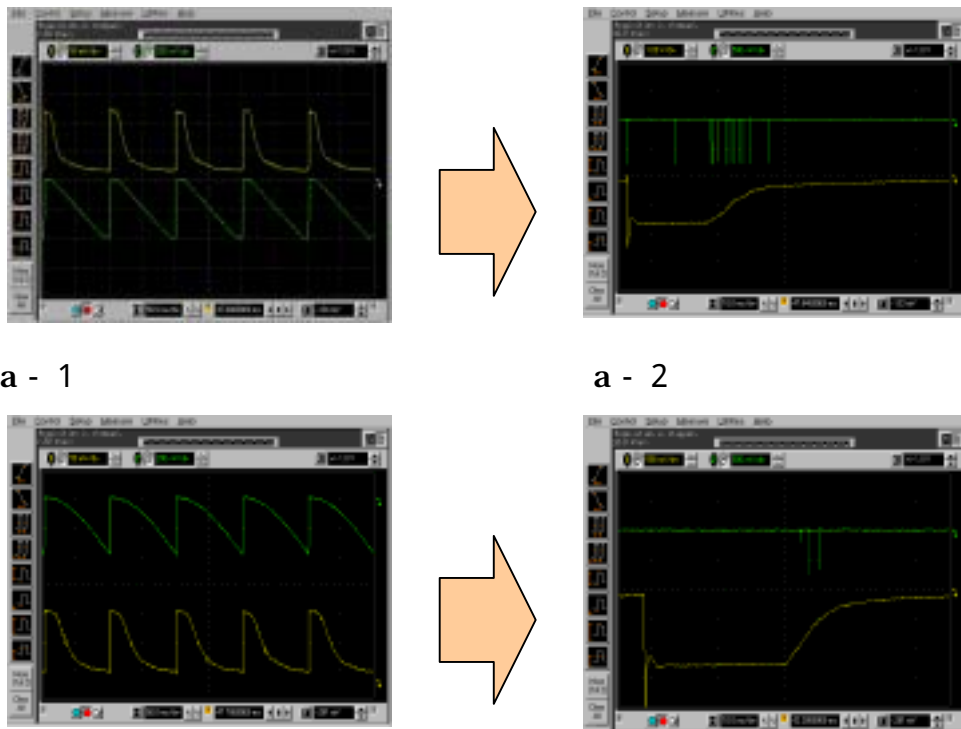


図 2.16: 4つのうち左側の2つ(a-1,b-1)は黄色い波が RF POWER の時間変化を表し、緑色の波が任意波形を表す。任意波形を変化させると引き出され方も変化し、右側の2つ(a-2,b-2)のようになる。a-1には台形波、b-1には cos 波を入力した。右側の2つは、緑色のシグナルがシンチレーションカウンターのシグナルで、黄色は周回リングの CT シグナルである (縦軸 [500mV/div], 横軸 [20msec/div])

図 2. 21



b - 1

b - 2

このように様々な任意波形を入力し、最もパイルアップを起こさず長い時間をかけてビームを引き出すことが出来たのは下図のような波形を作成した時であった。

図 2.22

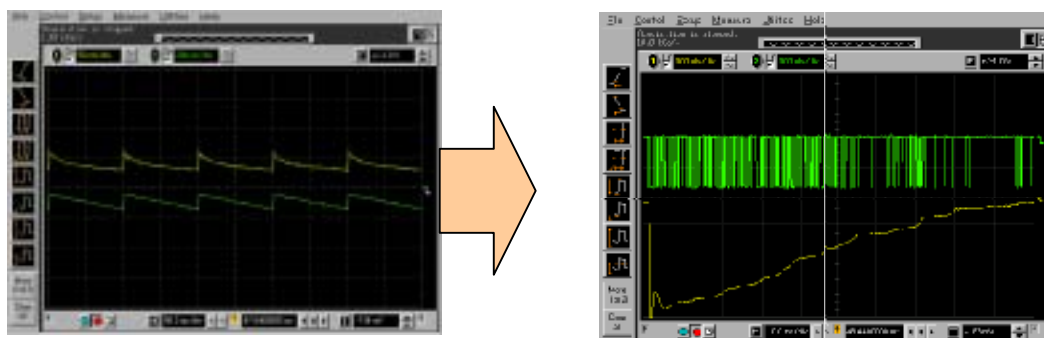
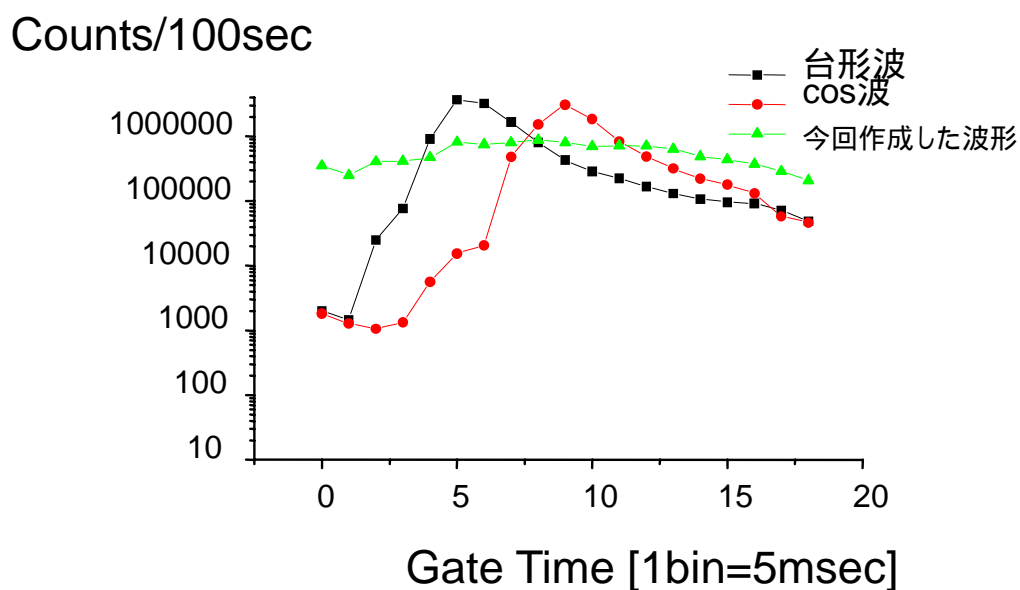


図 2.16 の 2 つのオシログラフでは、RF POWER が急激に減衰しているため、周回電子は急に内側へ軌道を変え、その結果電子は出射セプタム電磁石から力を受け急激に引き出される。今回作成した波形では、このような RF POWER の急激な減衰が起こらないように、低いエネルギーから一定に減衰するよう工夫した。シンチレーションカウンターのカウント数を 5 msec の幅で測定した結果を以下に示す。

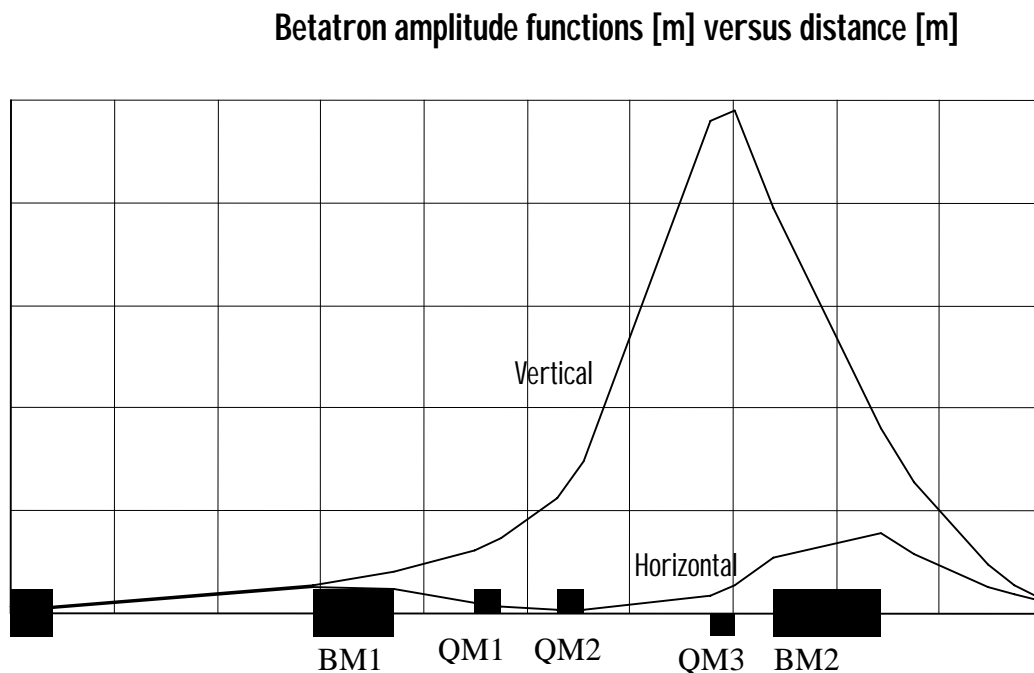
図 2.23



2.5 考察

図 2.12 を見ると水平方向は集束ポイントが見当たらない。図 2.24 はラティスの計算結果であり、これによると水平方向は QM1、QM2 においてビームは既に集束している。2.4 で述べたとおり、四極電磁石は中心軌道からのずれが大きいほど磁場が強くなり電子を中心に戻そうとする力は大きくなるので、水平方向に限って言えばもともと集束された電子群が入り込んだのであるから、この四極電磁石 QM1、QM2 の影響はほとんどない。従って図 2.11 のように、引き出しビームの水平方向に関する集束作用は見られないという結果になったものと考えられる。

図 2.24



Ext.BM2 から 800mm 地点で測定する際には QM2 と QM3 の間にあるスリットを使うことにした。図 2.14 にあるような横長なビームの両脇を切つてやろうという考えである。その結果が図 2.16、図 2.17 である。先ほどと同じ様に QM3 はどのスリットの値でも 3 A 付近で垂直方向に集束がみられるが、QM1 と QM2 に関してはスリットを全開にした状態でも水平方向には集束しなかった。スリットの形状はくの字型で、左右からひし形状にビームを削る。QM の電流値はビームが拡散して見えなくなるまで変化させた。図 2.17 が示すのはスリットによるビームの”削られ”具合である。垂直方向はスリットの挿入部分を大きくして

いくに従って次第に削られ、 σ の変化幅は全開の際には 7mm 近くあったのが、スリットを両側から 12mm 挿入した場合 (slit=28,28) その幅は 3mm 程度である (ちなみに図 2.13 にあるビームの縦幅は約 4mm である)。それに対して水平方向は殆ど削られる様子はない。このことから、スリットの形状は考えていたよりも横長で、全開であろうとなかろうと水平方向に対しては影響を持たないといえる。QM3 を調節すれば垂直方向は集束させることが出来るが水平方向は QM1 や QM2、そしてスリットも役にたないと考えられる。そこで 1000 mm 地点での測定において QM1、QM2 の集束作用を変えてみた (QM の他は設計値)。

まず、設計値で QM3 だけを変化させて求めた QM3 の最適値を 2.5 A に定めた (図 2.18)。そして QM1 と QM2 の極性を変えて縦集束横発散の機能をもたせ、それらにかける電流値をともに一致して変化させることにより測定した結果が図 2.20 である。横軸は正の値が従来の極性のときで、負の値が極性を逆にしたときの σ との関係である。これにより水平方向に集束させる電流値が見つかった。図 2.20 のグラフにおいて注目すべき点が 2 点ある。一つは QM1 = QM2 = 0 A で水平方向と垂直方向の両方の集束点に近い点である。もう一つはさせるこの点が QM1 = QM2 = 1.5 A の点である。ここでは水平方向へは発散が始まっているが、垂直方向は最も集束されている。

図 2.25

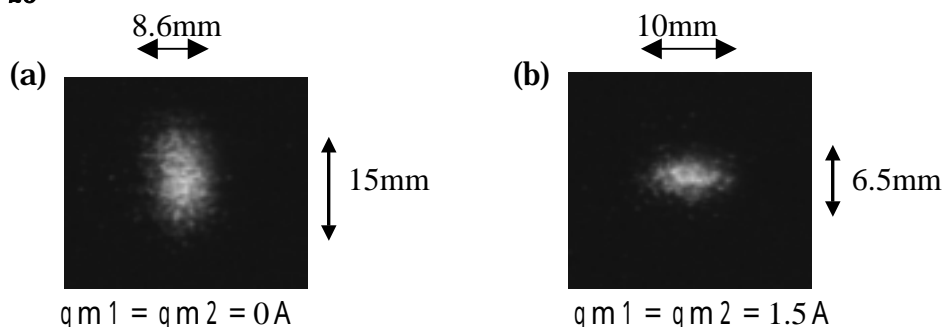


図 2.25 は QM1、QM2 の電流値が 0 A と 1.5 A の点におけるシンチレーターの発光であり、電子ビームの断面である。(a) では既に垂直方向への発散がみられ、ビーム全体として (b) に比べると面積の大きなものになっている。よって現時点における引出しビームパラメータの最適値は QM1 = QM2 = 1.5 A、QM3 = 2.5 A であり、他のパラメータは設計値ということになる。しかし、今回の実験では時間の都合上 Extr.BM2 からの距離の違う 3 ヶ所において同様に周回パラメータと引き出しパラメータの測定を行うことが出来なかったため、まだ検討の余地を残すこととなった。

超高速電子周回装置の RF 空洞への入力パワーを制御するために、RF の信号

を発するシンセサイザーに FM 変調を掛けて、周波数を調整する。FM 変調とは、入力する高周波信号を共振周波数 (RF の高周波をつくる共振回路の共振周波数) からずらすことで、RF 空洞に入力するパワーを落とすことである。

図 2. 26

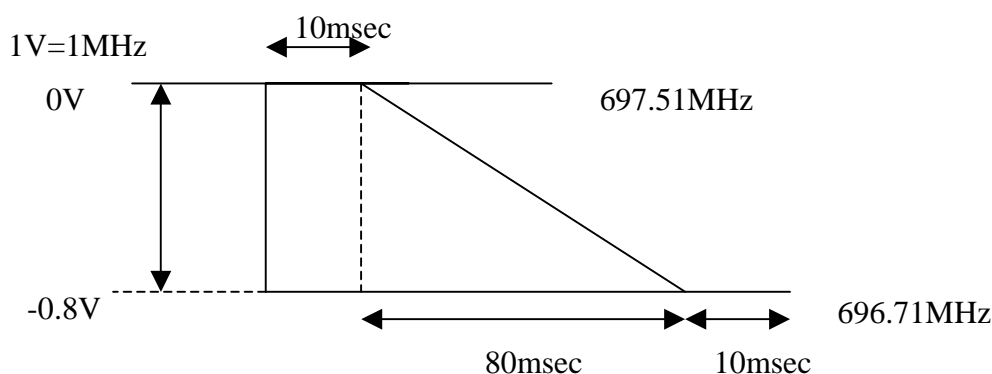


図 2.21 の a - 1 に入力した台形は図 2.26 ようなものであり、遅い引き出しをするために適した任意波形はこれを基準にして考える。1V 変わると周波数は 1MHz 変調するので、縦軸は共振周波数 697.51MHz から周波数 696.71MHz まで FM 変調している。周回装置への電子の入射が 10Hz で行われているため 100msec の幅でこの波形により FM 変調が繰り返し行われる。図 2.21 の a - 2 (黄色いシグナル) をみれば分かる通り、この台形波では周回 Current が入射からわずか 40sec 程で急激に減衰している。このためシンチレータによる電子のカウントにも時間的な偏り (20msec でしか引き出されていない) ができている。これを防ぐには RF POWER (a - 1 の黄色) の急激な減衰をなくせば良いのであって、RF POWER により補給されるエネルギーが緩やかに落ちていけば周回電子はゆっくりとエネルギーを失い内側へ軌道を変えていくので、電子をゆっくりと長い時間をかけて引き出すことが出来る。RF POWER を早急に落としてしまわないように台形波よりも膨らんだ形のサイン波を入力すると、寿命は延びたが急激な減衰はなくならなかった。そこで周波数 (入力波形の高さ) を台形波の半分にし横に長い波形を入力することにした (図 2.22)。図 2.23 の結果の通り、他の 2 つの波形を入力した場合に比べ、およそ 90msec 同じカウントレイトで引き出せていることが分かる。時間的に安定した電子ビームが引き出されているといえる。

第3章 まとめ

昨年11月からREFERにてマイクロトロンに携わるようになり、始めは特に、分からないことばかりで苦しんだ。しかし次第に加速器というものに興味を持つようになり、理解を深めることとなった。理学部の学生にも、これを読んで加速器に興味を持って欲しいという思いから、加速器の原理などを出来るだけ分かりやすく表現したつもりである。REFER実験については今回、電子ビームを絞ることが出来るパラメータを見つけることに成功し、遅い引き出しも実現したものの、入射ビームパラメータやラティス関数、そしてエミッタンスなどまだまだ検討の余地を残している。実験が進むにつれ、様々なことを理解し学んで行ったが、逆にマイクロトロンの構造については始めから分かっていた方が効率良く、そして多くの実験をすることが出来たであろう。しかし、スリットの問題提起やRFの周波数変調などは、今後の超高速電子周回装置における引き出しビームパラメータを最適化するための参考となるはずである。

謝辞

最後になりましたが、この論文作成にあたり私にアドバイスを下さったハドロン研究室の先生方や、先輩方そして同輩の皆に感謝しています。ありがとうございました。特に助手の本間先生と野村さんには、物理だけでなく様々なことを教わりました。

参考文献

- | | |
|----------------------------|------------|
| [1]加速器 | 実験物理学講座 28 |
| [2]加速器とその応用 | 日本物理科学会編 |
| [3]加速器 | 核物理学講座 6 |
| [4]パリティ物理学コース 加速器科学 | 丸善株式会社 |
| [5]光のスピードに迫る 粒子加速器の話 | 裳華房 |
| [6]岩波講座 加速器とビームの物理 | 岩波書店 |
| [7]広島大学 VBL 超高速電子周回装置技術検討書 | |