

誘導型加速器による大電流電子ビームの発生と伝送*

森本 巖

山形大学大学院理学研究科物理学専攻
クォーク核物性物理学研究室

平成10年2月

* この研究は文部省高エネルギー加速器研究機構及び
科学技術庁日本原子力研究所東海研究所で行われたものである。

目次

第1章 研究の背景及び目的

第2章 実験装置

- 2. 1 線形誘導加速器
- 2. 2 飽和型磁気パルスコンプレッサー
- 2. 3 大電流電子ビームの伝送
- 2. 4 ビーム診断系

第3章 線形誘導加速器における基礎理論

- 3. 1 空間電荷効果
- 3. 2 収束電子ビームの発生
 - 3. 2. 1 電子銃設計プログラムEGUNの概略
 - 3. 2. 2 EGUNを用いた電子銃の設計
- 3. 3 平行ビームの伝送

第4章 実験

- 4. 1 実験方法
- 4. 2 大電流電子ビームの発生実験
- 4. 3 大電流電子ビームの伝送実験

第5章 考察

第6章 まとめ

参考文献

謝辞

1章 研究の背景及び目的

本稿は k A という大電流電子ビームの発生と加速及び伝送に関し、良質ビームの発生方法と劣化を極力押さえた伝送方法について研究したものである。

電子ビームは 1897 年の J. J. Thomson による電子の発見以来、研究・応用が進み、現在では身近なテレビジョンのブラウン管から高エネルギー物理学実験まで様々な分野で利用されている。これらの電子ビームの特性は、大きく 2 つに分けられる。つまり、「ビームエネルギーの高さ」と「ビームパワーの大きさ」である。まず 1 番目の「ビームエネルギーの高さ」は、物質構造の探求領域を決める量として評価される。エネルギーの高さは電子の物質波としての波長を決める。その波長を持った電子ビームを対象とする物質に当てることにより、その物質の構造を探ることができる。物質の構造の微細部をより詳細に調べるために、より短い波長を持ったビーム、つまりより高いエネルギーを持ったビームが必要とされる。これに応じるために通常の加速器では、より高エネルギービームを加速する機構やそれに伴うビーム力学の研究・開発がなされている。2 番目の「ビームパワーの大きさ」は、ビームの持つエネルギーと電流値の積で表わされる。エネルギーが高くなくとも電流値が大きければ、ビームパワーは大きくすることができる。本研究で扱った電子ビームは、この大パワービームの典型である。

通常の高エネルギー加速を行なう加速器のビーム電流値は、陽子ビームで数 $10 \mu\text{A}$ 、電子ビームで数 mA である。これに対し数 k A もの大電流電子ビームを必要とする装置がある。その代表的例は自由電子レーザー発振装置である。自由電子レーザー発振装置とは、数 MeV 程度の比較的低いエネルギーの電子ビームを交番磁場中を通過させる事によって蛇行運動を引き起こし、同時に入射された高周波電場と共鳴させて、電子ビームの運動エネルギーを高周波電場へ転換して大出力の高周波電磁波を得るものである。MeV 領域のエネルギーを持つ数 k A もの大電流ビームを利用すると、GW もの大出力高周波電磁波を得る事が可能である。これほどの大出力高周波を発生する単一の装置は、まだ存在しない。

大電流電子ビームを利用した自由電子レーザーの研究は、1963 年米国ローレンスリバモア研究所で開始された。そして 1966 年 3.5 GHz の高周波電磁波で 1 GW もの大出力を得る事に成功している¹⁾。日本では、1993 年高エネルギー物理学研究所（現高エネルギー加速器研究機構）に於いて、9 GHz の周波数で 100 MW の発生に成功し²⁾、更に改良を加え 300 MW に増大している³⁾。又ほぼ同時期に日本原子力研究所東海研究所に於いても 3.5 GHz、3.5 MW のマイクロ波の発生を達成している⁴⁾。

この様な大出力マイクロ波を容易に発生出来るようになると、その利用範囲は非常に広範囲であると期待されている。その幾つかを概観してみる。

1 加速器高周波源

通常物質構造を調べる為の加速器は、より高いエネルギーへの加速を望まれている。

設置できる装置の大きさは有限であるので、高エネルギー加速を行なう為には加速電場を大きくする必要がある。これは加速装置に大電力の高周波電磁波を入力することで達成される。この加速電力源として自由電子レーザーから得る大出力高周波電磁波を用いることが考えられている。高エネルギー、低電流ビームの加速器の隣に平行して、大電流、低エネルギービーム加速器を設置し、自由電子レーザー発振より得る大出力高周波電磁波を高エネルギー加速器に供給する方法が1982年 Sessler et.al. により提唱された⁵⁾。この装置を2台の加速器を平行して設置する事より、Two Beam Accelerator (TBA) と称する。この目的の研究が高エネルギー研究所 (KEK) や欧州合同原子核研究機関 (CERN) で行われた。

2 熱核融合への応用

核融合を起させるプラズマに短時間大出力マイクロ波を照射する事で、極めてエネルギー密度の高い高温状態を生成し、核融合を誘起する事が出来る。日本原子力研究所やローレンスリバモア研究所での研究は、この目的達成を目指して行なわれている⁶⁾。

3 エネルギー伝送

最近普及し始めている移動体通信 (携帯電話等) で、都市の高層ビル等による電波障害が大きな問題となってきた。これを解決する方法の一つとして、都市上空に無人飛行船を常時飛行させて中継局とする方法が考えられている。この際、飛行体の動力エネルギー供給方法が問題となる。飛行体は常時中継局として滞空していなければならないので、回収して供給する事が出来ない。そこでエネルギー伝送に、マイクロ波を使用することが研究されている。

この目的の研究が、現在郵政省や通産省関連の研究所で行われている⁷⁾。

4 環境への応用

近年大きな問題になってきているオゾンホール修復にHF領域の大電力高周波電磁波の使用が必要である。オゾン層に充満する塩基を吸着する為に、地上より数GW級の大電力高周波電磁波を空中へ照射する事でオゾン層付近の高度で空中放電を引き起こす。この時発生した空中電子により塩素を再結合し無害化する。

同様に空中放電を引き起こすことで、雷雲の帯電電荷を安全に避雷装置に導く研究も開始されている⁸⁾。

5 その他

大電力高周波電磁波は、例えば太陽などの天体へ照射しその反射波を検出する事で、各種の天体観測を可能にする。特に太陽は非常に強い電波を発生している為、観測制度を上げるにはその電波に打ち勝つ強い電波が必要である。又、天体の深部を探索するためには電波の減衰に打ち勝つ大電力が必要である⁷⁾。

以上のように、k Aの電子ビームは広範囲での応用を期待されている。

しかし、発生する電子ビームが非常に大電流である為、様々な困難が生じる。特に大きな問題点は、空間電荷効果に依るものである。大電流ビーム内では同一電荷を持った荷電粒子が多数、狭い空間に集まっている。その為、非常に強い反発力が生じ、何らかの外部収束力が無いと短時間に発散してしまう。この事は電子ビームの伝送だけでなく、発生部に於いても問題となる。電子銃に印加した電場を、発生した電子ビームが歪めてしまい、発生する電流を制限したりエミッタンスを劣化してしまう。以上よりk Aもの大電流電子ビームを発生・伝送するには、空間電荷効果を考慮した設計と検証が必要である。

本研究では、電子ビームの発生において空間電荷効果を取り入れた検討を行ない、可能な限りエミッタンスを押えた良質電子ビームを発生する電子銃の設計と、発生した電子ビームを劣化することなく加速伝送する為の方法について検討を行なった。そして、これらの検討に基づき装置を設計し、実験的に検討事項の妥当性を検証した。

2章 実験装置

この章では線形誘導加速器における大強度電子ビームの発生及び伝送メカニズムとビームを特徴づける物理量を実験的に見積もるための測定器について説明する。

2. 1 線形線形誘導加速器

電子ビームを高エネルギーまで加速する方法として、高周波空洞を用いた手法が一般的である。加速空洞に蓄積された高周波のエネルギーをビームに伝達する事により、ビームはそのエネルギーを増やす。この方式では空洞に蓄積される高周波エネルギーの損失を出来る限り少なくする為に、空洞のシャント抵抗（シャントインピーダンス）を可能な限り高く設計するのが普通である。一方ビームから見た場合、このシャント抵抗にビーム電流が流れそのエネルギーの一部を失うのみならず、空洞及びその高周波電源に影響を及ぼす。この事より、一般に大電流ビームを加速するには高周波加速空洞は不適切であり、シャント抵抗の極力低い構造が不可欠である。

線形誘導型加速器は、その内部に装荷した強磁性体にパルス電流を流す事によって磁場を発生しその磁場が時間変化する事により生じる誘導電場を加速に用いる加速装置である。パルス電流を用いるため、エネルギー損失が少ないようにシャントインピーダンスの低い構造をとる事が出来る。

本研究で使用した誘導型加速器の構造を図 2-1 に示す。

図 2—1 誘導型加速器の構造

図 2-1 のように加速器内にトーラス状の磁気コアを装荷し、その周りにコイルを巻く（本器の場合、コイルの巻き数は一層である。）。このコイルに電源より約 160 nsec の時間幅のパルス電流を流す。このパルス電流により磁気コア内に時間的に変化する磁場が発生し、Maxwell の方程式より明らかな様に、磁気コアを取り巻く空間に誘導電場が生じる。この電力の大部分はビームの加速に消費されるが、一部はリーク電流として消費される。このリーク電流をできるだけ少なくするために、磁性体の透磁率 μ が出来るだけ大きな強磁性体を使用する必要がある。

誘導電場の発生を図 2-2 で説明する。

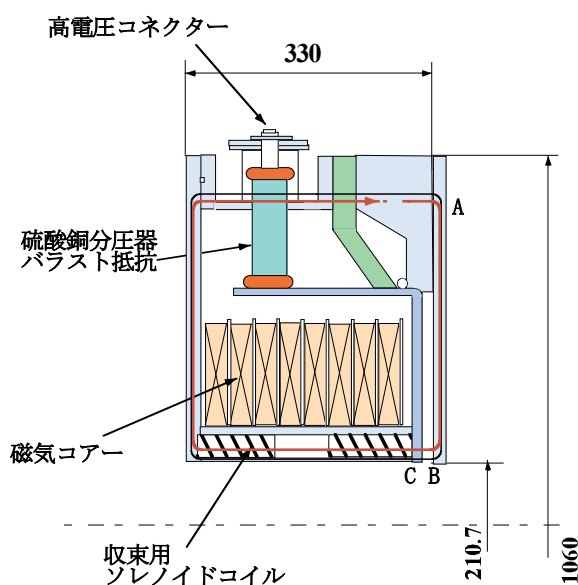


図 2-2
誘導型加速器

まず、電源より高電圧パルス電流が、強磁性体の周りに巻いてあるコイルに流れ強磁性体中に軸対称磁場を発生する。この時間的に変化する磁場が誘導電場を生じる。この事はマクスウェル方程式より

$$\int_c \vec{E} \cdot d\vec{l} = -\int_s \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \cdot d\vec{S}, \quad (2-1)$$

で表わされる。図 2-2 に示した線の内、C-A-B間は良導体であるから、 $E=0$ である。従って、電場は加速ギャップに相当するB-C間にのみ存在するから

$$\int_B^C \vec{E} \cdot d\vec{l} = V_{loop} = -A \frac{\partial B}{\partial t}, \quad (2-2)$$

A : 磁性体の断面積

で表わされる電圧が生じる。この電圧をビームの加速に利用する。

誘導型加速器の電気的な等価回路は、加速電圧やリーク/負荷電流を考慮して、図 2-3 で表すことができる。

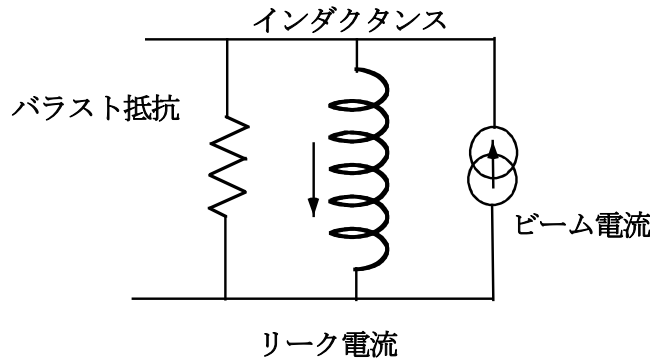


図2-3

誘導型加速器の等価回路

電源より高電圧パルスが印加されると、コイルにリーク電流が流れる。このリーク電流は、ヒステリシス特性よりはじめインダクタンスが大きいいためリーク電流は小さいが、だんだんインダクタンスが小さくなりリーク電流が増えていく。そして、磁性体中の磁場が飽和し透磁率が μ_0 まで下がると、インダクタンスが極端に低下し供給電流のほとんどがリーク電流として流れビームを加速しなくなる。従ってパルス電圧を印加し続けられる最大の時間は、次式から得られる。

$$\left| \int_0^t V(t) dt \right| = A(B_s - B_0) = \Delta B A , \quad (2-3)$$

A : 磁性体の断面積 ,

B_0 : 磁性体中で発生し始めたときの磁場 ,

B_s : 磁性体中の飽和磁場 ,

$$\Delta B = B_s - B_0 .$$

左辺は、電圧時間積 (V t 積) と呼ばれる量で、等式が示す様に使用する磁性体が飽和に至らない範囲で印加出来るパルスの最大電圧もしくは最大時間幅を表す。この量は、誘導型加速器やパ

ルス高電圧機器の設計で重要な量である。もし電圧印加中に磁性体が飽和してしまうと、電圧を維持出来なくなるばかりでなく、電源の負荷が異常に増すために電源を破壊しかねない。

この様に誘導型加速器は大電流ビームの加速に適しているのみならず、以下の様な特徴がある。

1. ビーム電流が磁性体を囲まないため、磁性体とビーム間の相互作用が非常に小さい。
2. 電極間の電圧ではなく、空間に発生した誘導電場を加速に用いる為に、加速器構造体及び電源を接地出来る。

特徴1は、電氣的に活性な磁性体があるにもかかわらず、ビームへの影響を考慮しなくてもよい事を意味する。特徴2は、よりビームのエネルギーを増す目的で、加速器を複数台接続する場合に、大きな利点となる。例えば、静電型加速器を2台接続する場合を考えてみる。この場合、2台目の電源は1台目の電源が発生した高電圧に更に電圧を足しあわせる為に、その電源の電位は1台目の発生電圧にせねばならない。一方、誘導電場を使う場合には、必要な事は電圧を重ねる事ではなく、時間変化する磁場の強さを倍増することであるから、個々の電源の電位には無関係である。従って、2台目の電源を同電位に置く事が可能である。この利点により、複数の誘導型加速器を単に直列接続するだけで容易により高いエネルギーまでビームを加速可能である。

本研究では250 kVの加速電圧を発生する誘導型加速器を4段直列に接続して1MVの電圧を作り出し、ビームの発生に使用している。更に同じ様に別の4台の誘導型加速器で1MVを作り出し、発生したビームのエネルギーを増大する為の追加速器を構成している。それらの全体構成図を図2-4に示す。

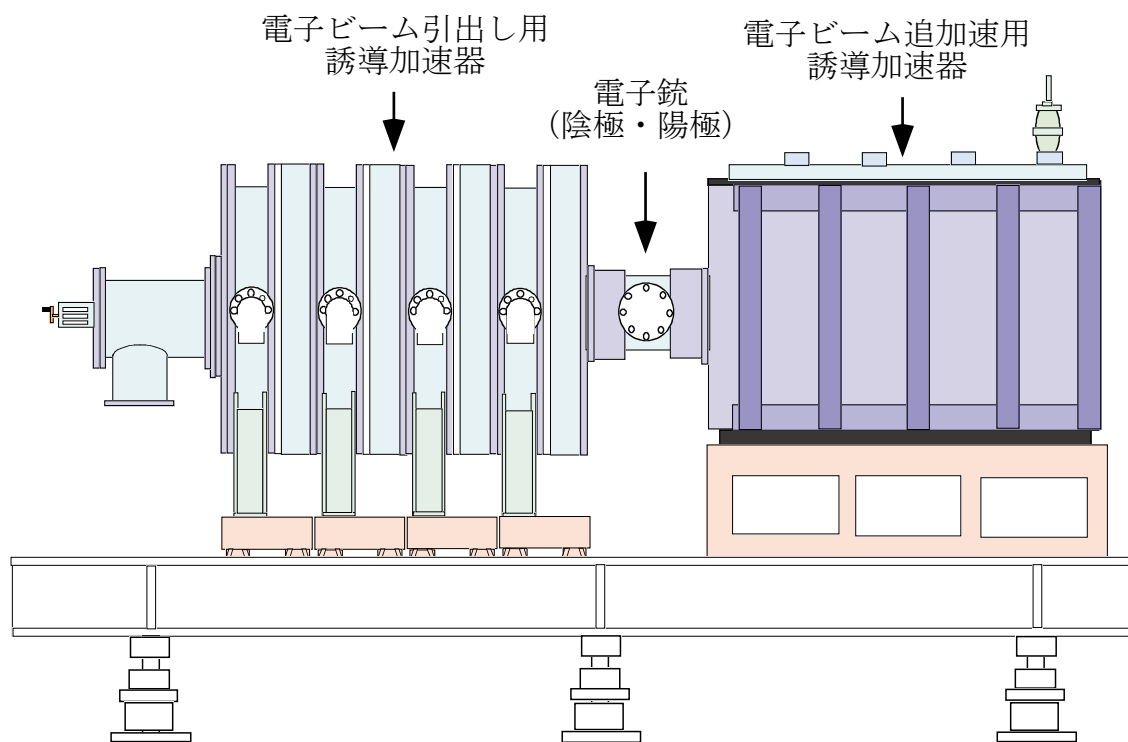


図2-4

日本原子力研究所誘導型加速器 J L A 全体構成図

2. 2 飽和型磁気パルスコンプレッサー

2. 1で述べたように、誘導型加速器は加速器内にある強磁性体を取り囲むコイルに高電圧パルス電流を流すことにより、強磁性体に生じる磁束の時間変化によってできる誘導電場を発生させる装置である。しかし、強磁性体の飽和を避けるためには約100nsec程度の極短パルス電流を流す必要がある。この極短パルス電流を作り出すのが飽和型磁気パルスコンプレッサーである。

始めに、ここで一般的パルス電源に使われる共振充電方式について説明する。この共振充電の動作原理の基本を理解する為に、図2-5の様なインダクターLと2つのコンデンサーCの回路を考える。(実際には抵抗などが含まれるが、理解を簡略化する目的でここでは省略する。)

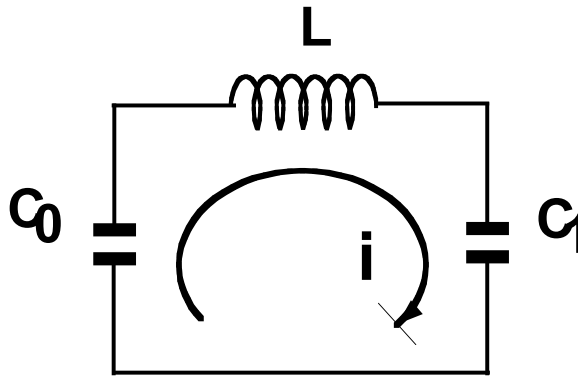


図2-5

共振充電基本回路

図2-5において、キルヒホッフの法則により電圧の関係は次式で表される。

$$\frac{1}{C_1} \int i dt + L \frac{di}{dt} + \frac{1}{C_0} \int i dt = 0, \quad (2-3)$$

この式を更に時間で微分して次の微分方程式を得る。

$$L \frac{d^2 i}{dt^2} + \frac{1}{C_T} i = 0, \quad (2-4)$$

ここで $C_T = C_0 // C_1$ (並列コンデンサーの合成値) である。この式は容易に積分出来、その結

果は次式である。

$$i(t) = A \cos \frac{t}{\sqrt{LC_T}} + B \sin \frac{t}{\sqrt{LC_T}}, \quad (2-5)$$

初期条件として $i_{t=0} = 0$, $\left. \frac{di}{dt} \right|_{t=0} = \frac{V}{L}$

を選ぶと、電流は

$$i(t) = V \sqrt{\frac{C_T}{L}} \sin \frac{t}{\sqrt{LC_T}}, \quad (2-6)$$

で表される。この式は、初めに C_0 に蓄えられていた電荷が、次第に C_1 に移動し、時間

$$t = \pi \sqrt{LC_T}, \quad (2-7)$$

後には、 C_0 の全電荷が C_1 に移動する事を表している。その後、電荷は逆に C_1 から C_0 へ移動し始める。こうして周期的に繰り返す共振を起す。
この周期的電荷の移動を利用したものが共振充電方式パルス電源である。

しかし以上の考察では電荷の移動途中でインダクタンス L が変化しないものとして考えたが、実際のパルスコンプレッサーでは強磁性体にコイルを巻いてインダクターとする。この場合、コイルの電流によって作られる強磁性体中の磁場は、ある電流値以上になると飽和し始める。（ヒステリシスカーブ 図 2-6）このため、磁性体中の磁束とコイル電流との比例係数であるインダクタンス L は

$$\phi = LI, \quad (2-8)$$

飽和し始めることにより小さくなっていく。

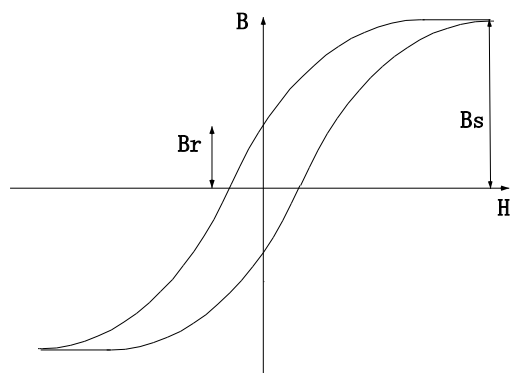


図 2—6
ヒステリシスカーブ

よって、式(2-7)で表される充電時定数は小さくなる。こうしてコンデンサー C_1 へ流れる電流は図 2-7 のように短縮される。

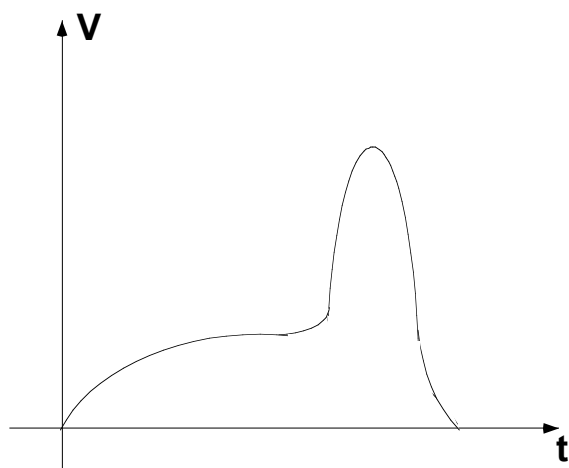


図 2—7
パルスコンプレッサーによって圧縮された電圧波形

これを多段式にし、全電荷が移動してきたときに次のコンデンサーへ移動するような時定数を決めることによって、電荷の移動時間を次々に短縮して行く事が出来る。このように強磁性体のインダクタンスの性質を利用して極短パルスを作り出すのが飽和型磁気パルスコンプレッサーである。

実際のパルスコンプレッサーの構成は図 2-8 の様に書ける。

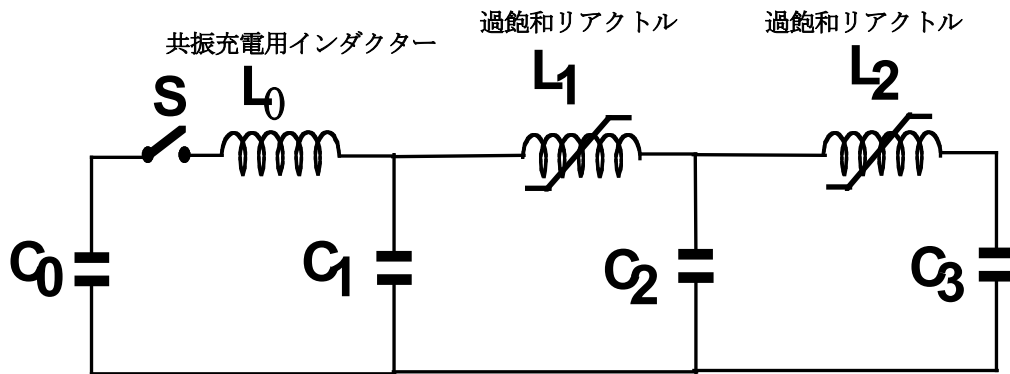


図2-8

パルスコンプレッサーの等価回路

ここでSは時間 $t = 0$ にONになるスイッチを表わし、 L_0 は C_0 に蓄積されている電荷を C_1 へ共振充電する為のインダクタンスである。また、 L_1 と L_2 は、それぞれ充電途中で飽和する事によって、 C_2 、 C_3 への充電時定数を制御するための可飽和リアクトルである。通常は $C_0 = C_1 = C_2 = C_3 = C$ と同一容量に設定する。まず、可飽和リアクトル L_1 は、材質、大きさ及びコイルの巻き数を適切に設計する事により、 C_1 の両端電圧が最大になる時間

$$t_{0 \rightarrow 1} = \pi \sqrt{L_0 \frac{C}{2}}, \quad (2-9)$$

での電圧時間積を実現する。従って、

$$(\Delta B \text{ AN})_{L_1} = \pi V \sqrt{L_0 \frac{C}{2}}, \quad (2-10)$$

の関係を満足する様に、大きさ、巻数を設定する。 L_1 は飽和する事によりそのインダクタンスが急激に減少し、この事により C_1 から C_2 への充電時間が

$$t_{1 \rightarrow 2} = \pi \sqrt{L_1^s \frac{C}{2}}, \quad (2-11)$$

と短縮される。ここで L^S は飽和した時の L_1 のインダクタンスを表わす。更にインダクター L_2 に関しても

$$(\Delta B NA)_{L_2} = \pi V \sqrt{L_1^S \frac{C}{2}}, \quad (2-12)$$

の関係が成り立つ様に大きさ、巻数を設定すると、 C_2 から C_3 への充電時定数が更に

$$t_{2 \rightarrow 3} = \pi \sqrt{L_2^S \frac{C}{2}}, \quad (2-13)$$

と短縮される。

このようにして多段式で得られるパルス電流が誘導型加速器へ送られる。

本研究で用いたパルスコンプレッサーの全体を図2-9に示す。

この装置では、パルス電源より供給する25kV、1.6 μ Secのパルスを、まずパルストランスで250kVに昇圧し、続いて先に述べた原理により最終的に250kV、160nsecの極短パルスに圧縮している。入力と各可飽和リアクトル及び出力の実測の電圧波形が図2-10である。

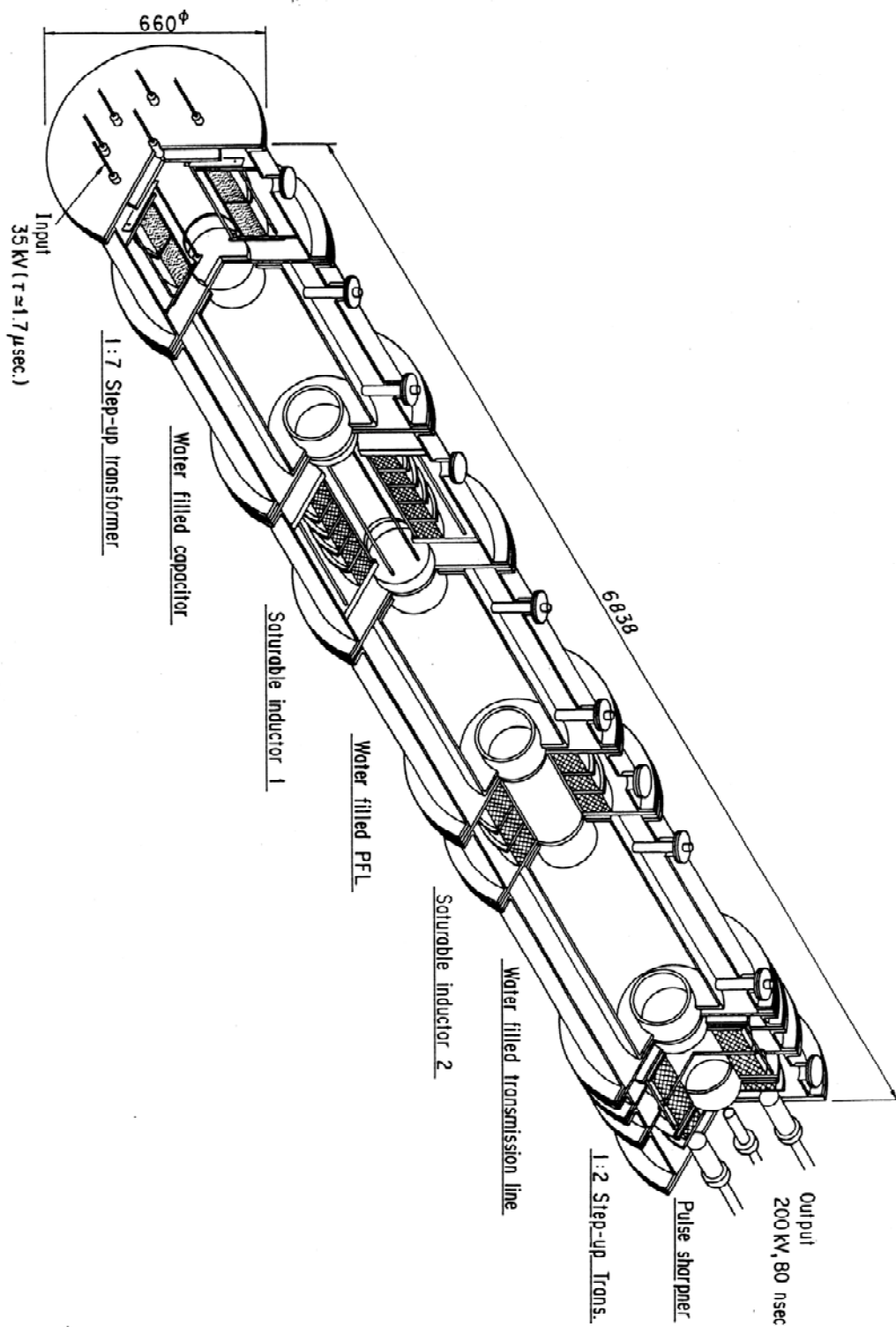


図 2-9

本研究で使用している飽和磁気パルスコンプレッサーの全体図

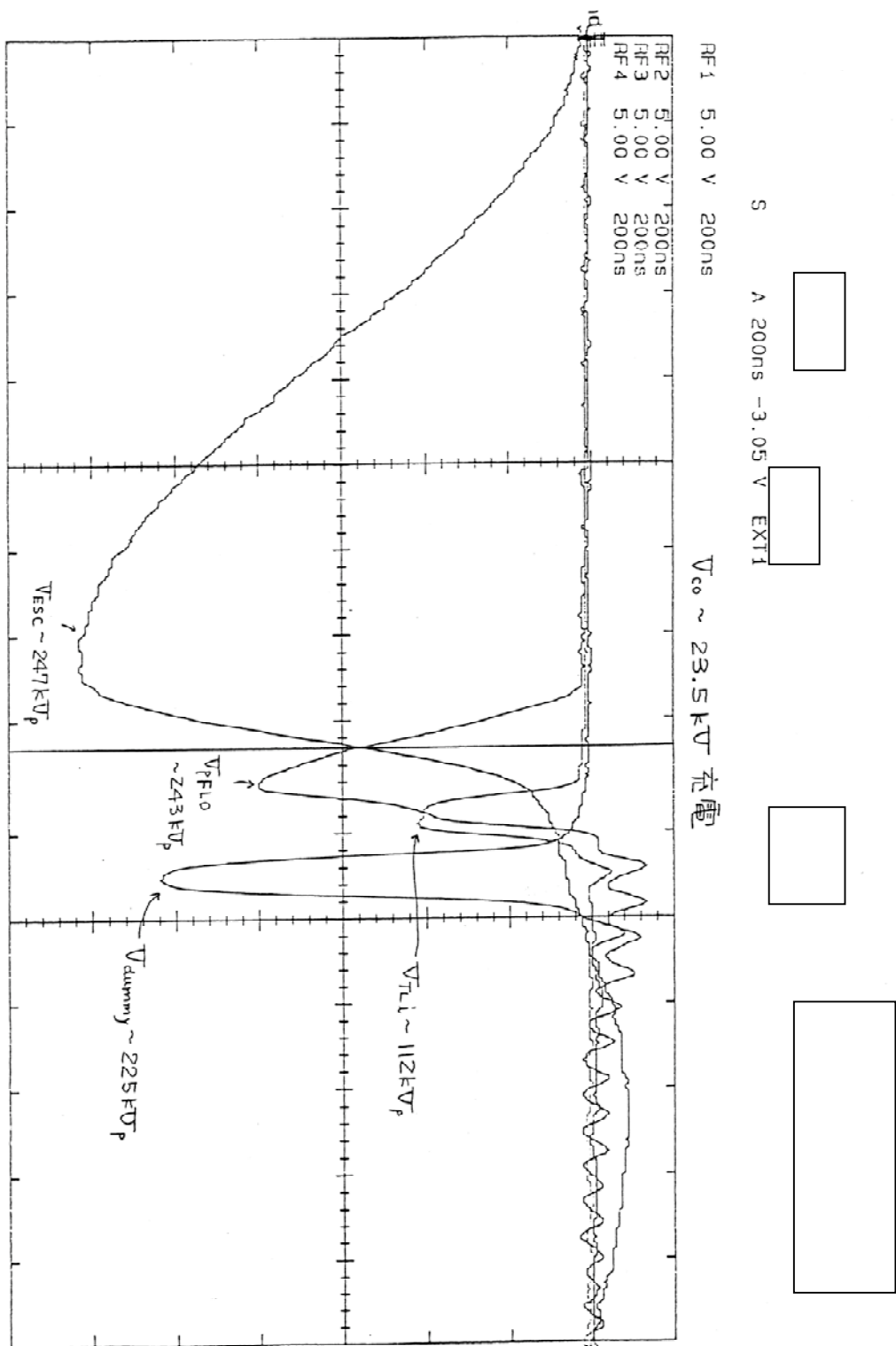


図 2-10 パルスコンプレッサー内での電圧波形の変化

2. 3 大電流電子ビームの伝送

大電流電子ビームを伝送する方法としてソレノイド磁場をビームのガイドとして用いた。これは追加速器内部に空芯ソレノイドコイルを装着し、ビーム軸方向にソレノイド磁場を生成し、ビームを磁場に巻き付けて伝送する方法である。大電流のビームでは、ビームを構成する粒子個々が同一電荷をもっている為に非常に強い反発力を受け、ビームが伝播していく過程で極めて短時間に広がってしまう。これを空間電荷効果と呼ぶ。これを避ける為に、何らかの収束力を外部から作用させる必要がある。第3章で述べる様に、この反発力とソレノイド磁場による収束力との最適化を行う為に、コンピュータシミュレーションプログラムを開発したが、ここではこのソレノイドの磁場計算を取り込まなければならない。ここでは、その磁場計算と実現された磁場との比較を行なう。

まず、ソレノイド磁場は円電流によって生じる磁場の重ねあわせの原理で表すことができる。図 2-11 のような半径 a の円電流がその中心から r の位置点 P に作る磁場はビオ・サバルの法則より導かれる。

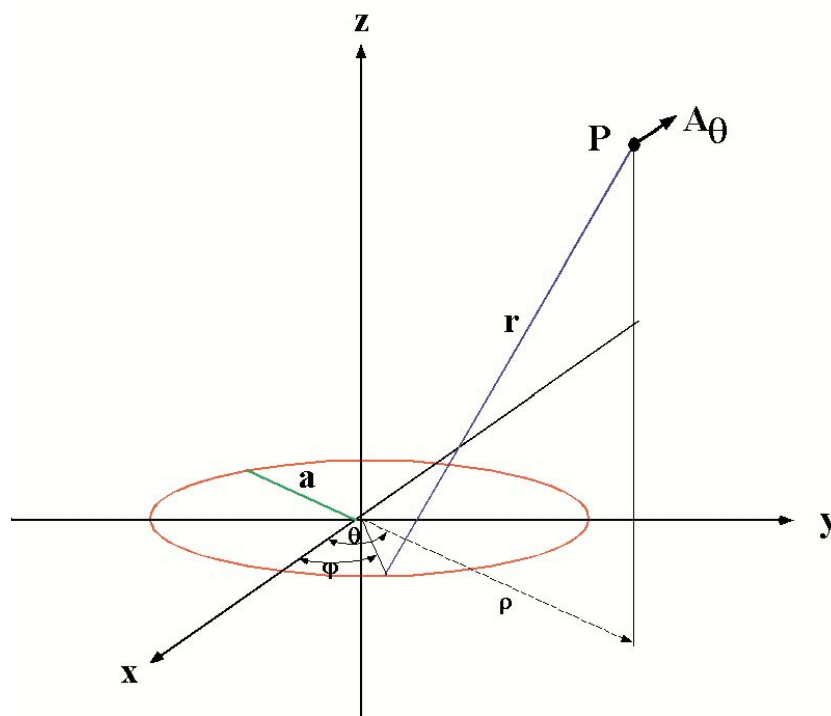


図 2-11

ソレノイドコイルの作る磁場

図において半径 a の円電流が $x y$ 平面に流れている時、任意の点 $P (x, y, z)$ に発生するベクトルポテンシャルを求める。

対称性より

$$A_z = A_\rho = 0, \quad (2-14)$$

でありベクトルポテンシャルは A_θ 成分のみである。これはビオ・サバールの法則より以下の様に求まる。

$$A_\theta = \frac{\mu I}{4\pi} \int \frac{d s_\theta}{r} = \frac{\mu I}{4\pi} \int \frac{\cos(\theta - \phi) ds}{r} = \frac{\mu I}{4\pi} \int \frac{a \cos(\theta - \phi) d\phi}{\sqrt{a^2 + \rho^2 + z^2 - 2a\rho \cos(\theta - \phi)}}. \quad (2-15)$$

この積分は適当な変数変換の後、次の様な楕円積分で表わされる。

$$A_\theta = \frac{\mu I}{\pi k} \sqrt{\frac{a}{\rho}} \left[\left(1 - \frac{k^2}{2}\right) K(k) - E(k) \right], \quad (2-16)$$

ここで $K(k)$ 及び $E(k)$ は、それぞれ第一種、第二種の楕円積分である。また、その分母 k は、

$$k^2 = \frac{4a\rho}{(a+\rho)^2 + z^2}, \quad (2-17)$$

で定義される量を表わす。

ここで計算機シミュレーションの速度を考慮して近似を行なった。すなわち ρ が十分 a より大きい範囲ではそれぞれの楕円積分が以下の様に級数展開できる。

$$K(k) = 1 + \frac{1}{4}k^2 + \frac{9}{64}k^4 + \frac{75}{768}k^6 \cdots, \quad (2-18)$$

$$E(k) = 1 - \frac{1}{4}k^2 + \frac{3}{64}k^4 - \frac{15}{768}k^6 \cdots, \quad (2-19)$$

従って次の様な近似式を得る。

$$\begin{aligned}
A_{\theta} &= \frac{\mu I}{\pi k} \sqrt{\frac{a}{\rho}} \left[\left(1 - \frac{k^2}{2}\right) \left(1 + \frac{1}{4}k^2 + \frac{9}{64}k^4 + \dots\right) - \left(1 - \frac{1}{4}k^2 - \frac{3}{64}k^6 \dots\right) \right] \\
&= \frac{\mu I}{\pi k} \sqrt{\frac{a}{\rho}} \frac{k^4}{16} \\
&= \frac{\mu I}{4} \frac{a^2 \rho}{(a^2 + z^2)^{3/2}}.
\end{aligned}$$

(2-20)

磁場を求める為にこのベクトルポテンシャルを x, y 成分に分解する。

$$A_x = -A_{\theta} \frac{y}{\rho}, \quad A_y = A_{\theta} \frac{x}{\rho}. \quad (2-21)$$

磁場の各成分は以下の様に求まる。

$$B_x = (\text{rot } \vec{A})_x = -\frac{\partial A_y}{\partial z} = \frac{3\mu I}{4} \frac{a^2}{(a^2 + z^2)^{3/2}} \frac{xz}{a^2 + z^2}, \quad (2-22)$$

$$B_y = (\text{rot } \vec{A})_y = -\frac{\partial A_x}{\partial z} = \frac{3\mu I}{4} \frac{a^2}{(a^2 + z^2)^{3/2}} \frac{yz}{a^2 + z^2}, \quad (2-23)$$

$$B_z = (\text{rot } \vec{A})_z = \frac{\partial A_y}{\partial x} - \frac{\partial A_x}{\partial y} = \frac{2\mu I}{4} \frac{a^2}{(a^2 + z^2)^{3/2}}. \quad (2-24)$$

この円電流が半径方向とビーム軸方向に多数巻かれることで重ね合わされた磁場が、ビームの通過する位置に作られる。

実際の装置に使われているソレノイドコイルは図 2-12 のような巻き方である。

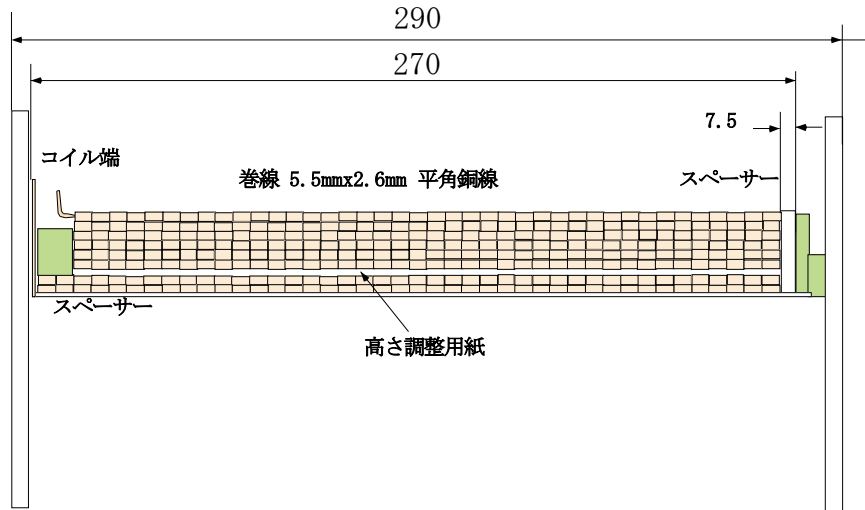


図2-12 ソレノイドコイルの巻き方

1 台のソレノイド磁場のピークが 1 kG である時に 4 台重ね合わせたビーム軸上での磁場分布の測定結果が図 2-13 の黒線である。

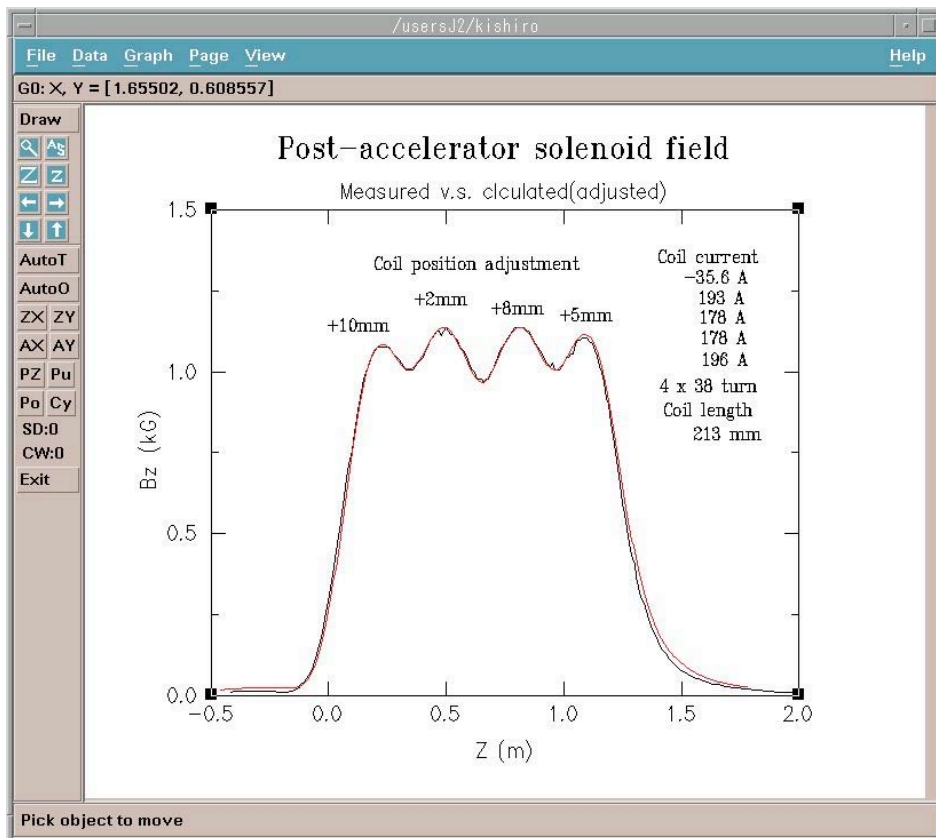


図2-13 ソレノイド磁場の実測値と計算値

そして、実際の装置のソレノイドコイルの配置や電流値を先の計算法に取り込んで計算した磁場分布の結果が図 2-13 の赤線である。測定結果と計算結果を比較すると、計算した磁場が実測値を再現していることが分かる。第 3 章において、ここで計算した磁場を用いてビームの伝送のシミュレーションを行なう。

本来、ビームのサイクロトン振動数を一定にする為に、一様磁場が有効である（本研究ではビームを伝送中に加速しているので、磁場の分布は傾斜をつけるのが有効である）。しかし、誘導型加速器の性質上、加速ギャップを作る必要がある為、ソレノイドコイルを連続的に配置できない。この事により一様連続磁場を作ることができない。これがビーム伝送を難しくしている一因である。

この装置では、中心軸上で最大 5 k G のソレノイド磁場を発生することができる。作り出す磁場とコイルに流す電流との関係は表 2-1 の通りである。

目標磁場 k G	電流測定値 (A)			
	Ch. 7	Ch. 8	Ch. 9	Ch. 10
1	196	190	192	198
2	392	384	388	392
3	592	584	584	584
4	784	784	784	784
5	984	984	984	990

表 2-1
コイルに流す電流と磁場

2. 4 ビーム診断系

実験での観測量は、ビーム電流値とビームへの引出・加速電圧値及びビーム形状である。これらの観測量を調べるモニターを以下で述べる。

2. 4. 1 電流モニター

電子ビームの電流値を測定するためにログスキーコイルを使用した。ログスキーコイルは図 2-14 のようにビーム軸を囲む大きなループと、その端を折り返して先のループを軸とする小さなソレノイドの形状から構成され、出力が積分器に接続されている。

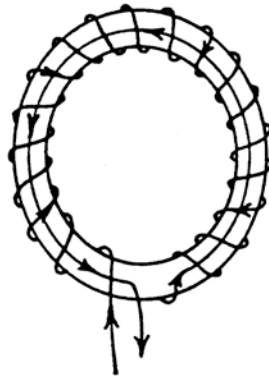


図 2-14

ログスキーコイル

大ループ中を電子ビームが通過する際に、図 2-14 のように小さく巻いたソレノイド形コイルの軸方向に磁場、

$$B = \frac{\mu}{2\pi r} I, \quad (2-25)$$

μ : 透磁率 ,

r : ログスキーコイルの大ループの半径 ,

I : ビーム電流 ,

を生じる。

このときログスキーコイルと積分器からなる等価回路は図 2-15 のよう表わされる。

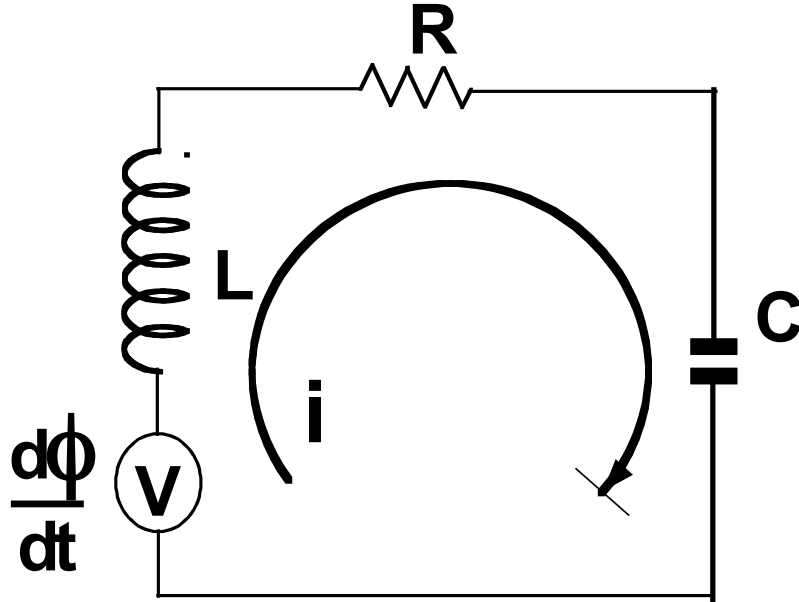


図2-15

ログスキーコイルの等価回路

$\frac{d\phi}{dt}$ はソレノイド形コイルの断面を通過する磁束の時間変化によってコイル中に生じる誘導起電力を表わす。この等価回路の電圧の関係式はキルヒホッフの法則より、

$$\frac{d\phi}{dt} = L \frac{di}{dt} + Ri + \frac{1}{C} \int_0^t i dt, \quad (2-26)$$

で表わされる。 $\frac{d\phi}{dt}$ は $\frac{dI}{dt}$ に比例するので、ビーム電流の作る磁束 $\frac{d\phi}{dt}$ とログスキーコイルの出力電流 $i(t)$ との関係を探し、 $i(t)$ を時間積分する事でビーム電流 I を求める。そのため積分器を用いる。以下で積分器として機能する為の条件を探し、ログスキーコイルの出力とビーム電流の関係を導く。

まずここで上式をフーリエ変換し ω の一成分を考える。

$$\phi(t) \rightarrow e^{-j\omega t} \phi(\omega), i(t) = e^{-j\omega t} i(\omega), \quad (2-27)$$

と置くと、上式は以下の様に表わされる。

$$-j\omega e^{-j\omega t} \phi(\omega) = -j\omega L e^{-j\omega t} i(\omega) + R e^{-j\omega t} i(\omega) - \frac{1}{j\omega C} e^{-j\omega t} i(\omega), \quad (2-28)$$

ここでこの回路が積分器として動作する為の条件としてまず以下の様を書く。

$$\begin{aligned} -j\omega\phi(\omega) &= -j\omega Li(\omega) + Ri(\omega) - \frac{1}{j\omega C} i(\omega) \\ &= R \left[i(\omega) - \frac{j\omega L}{R} i(\omega) - \frac{1}{j\omega C R} i(\omega) \right]. \end{aligned} \quad (2-29)$$

ここで、パルス状のビーム電流の波形の主要成分を ω と置く。このとき、

$$R \gg L\omega, \quad (2-30)$$

$$\frac{1}{\omega C R} \ll 1, \quad (2-31)$$

であるような積分器の抵抗とコンデンサーを設定すると、式(2-26)は

$$i \approx \frac{1}{R} \frac{d\phi}{dt}, \quad (2-32)$$

と表すことができる。そして、このときの出力電圧は

$$V = \frac{1}{C} \int_0^t i dt = \frac{1}{RC} \int_0^t \frac{d\phi}{dt} dt = \frac{\phi(t)}{RC}, \quad (2-33)$$

である。(ここで $\phi(0) = 0$ とおいた。)

また、ビームの作る磁束とビーム電流の関係は

$$\phi(t) = \int_S B(t) dS, \quad (2-34)$$

で、式2-24より

$$= \frac{\mu I}{2\pi r} \pi a^2, \quad (2-35)$$

ここで a はロゴスキーコイルの断面半径である。ビーム電流と出力電圧との関係はソレノイド形コイルの巻数を考えると、

$$\begin{aligned}
 V &= n \times \frac{\phi(t)}{RC} \\
 &= \frac{n\mu a^2}{2r RC} I,
 \end{aligned}
 \tag{2-36}$$

n : ソレノイド形コイルの巻数 ,

である。よって先の2つの条件を満たす積分器を採用するとビーム電流の測定が可能となる。測定される典型的ビーム電流の出力波形が図2-16 である。



図 2-16

ビーム電流波形 (追加加速器入口での電流 1・2)

2. 4. 2 電圧モニター

ビームの持つエネルギーを誘導型加速器に印加される電圧の総和として観測した。誘導型加速器内には、パルスコンプレッサーとの間にインピーダンス整合を取る為に、バラスト抵抗が装着されている。このバラスト抵抗は、単一の抵抗ではなく、2つの抵抗体の直列接続構造に設計し、加速器に印加される電圧を分割する事によって、分圧器としての機能を持たせている。バラスト抵抗体としては、高電圧使用に耐えられる硫酸銅を抵抗として使用した。

電源及びパルスコンプレッサーと、加速器の接続は、図2-17の様な等価回路として表わせる。

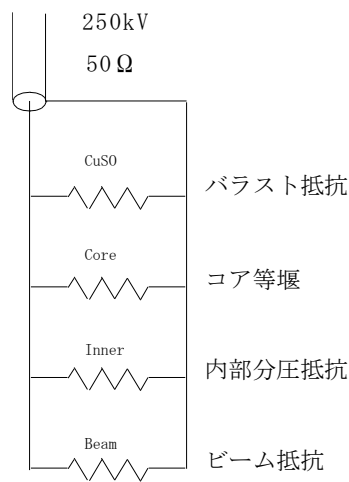


図2-17

電源及びパルスコンプレッサーと加速器の等価回路

等価回路で表すように、パルス伝送ラインのインピーダンスと、加速器内のバラスト抵抗及び強磁性体に巻いたコイルによるインダクタンス更にビーム負荷電流からなるインピーダンスが不整合を起すと、反射が起きて設定加速電圧を印加することが困難になる。そのため、バラスト抵抗である硫酸銅の濃度を変えて抵抗値を変えることにより、インピーダンス整合を図る。等価回路よりインピーダンスを整合させるには、次の等式が成立せねばならない。

$$\frac{1}{R_p} = \frac{1}{R_{CuSO_4}} + \frac{1}{R_{Core}} + \frac{1}{R_{Inner}} + \frac{1}{\frac{V_{Acc}}{I_{Beam}}}, \quad (2-37)$$

$$R_p : \text{パルスラインの抵抗} = 50 \Omega ,$$

R_{CuSO_4} : バラスト抵抗 ,

R_{Core} : 磁性体コア等価抵抗

= 210 Ω (インジェクター)、160 Ω (追加速器) ,

R_{Inner} : 内部分圧抵抗

= 0 Ω (インジェクター)、360 Ω (追加速器) ,

V_{Acc} : 加速電圧 ,

I_{Beam} : ビーム電流 .

まず既設のバラスト抵抗を使用して、分圧器により観測された印加電圧と、発生したビーム電流の値を測定した。図 2-18 はその時の波形を示す。この観測では、未だ正確にインピーダンス整合がとれていない為に、印加電圧に反射波が重畳され、波形に平坦部が無い。この観測値より硫酸銅バラスト抵抗の値を求め、ほぼ実測値と等しい事を確認した。その後、観測された印加電圧とビーム電流値より、整合を取る為に必要なバラスト抵抗値になる様に硫酸銅液の濃度を調節した。インジェクター、追加速器各々のバラスト抵抗は162 Ω 、114 Ω になる。その結果、印加電圧は図 2-19 の様に平坦になり、インピーダンス整合が良好に取れた事が分かる。

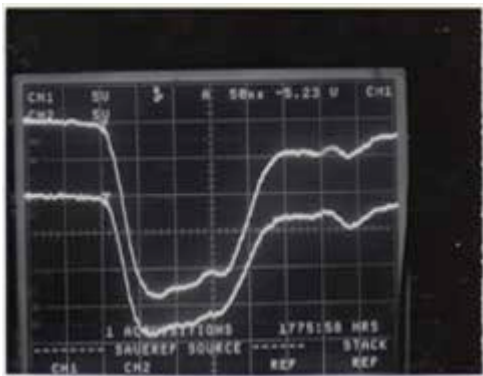


図 2-18
バラスト抵抗調整前の
電圧波形

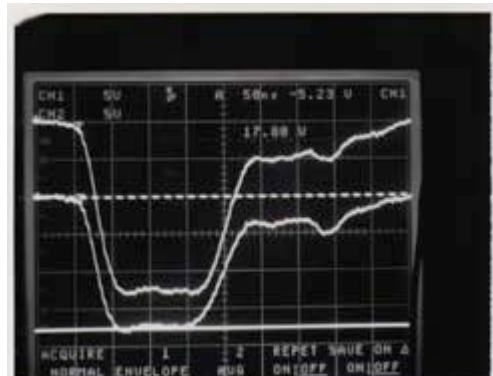


図 2-19
バラスト抵抗調整後の
電圧波形

2. 4. 3 ビーム形状モニター

追加加速器内でのビーム形状の変動を調べるために、電子線照量に応じて変色する「Beam Color」⁹⁾を紙に貼り、追加加速器内伝送部に設置した。ビームが「Beam Color」を通過することにより、電子ビームの運動エネルギーの一部が吸収されて、変色する。その変色の度合いが「Beam Color」ではもっともエネルギーが吸収されたときの色である赤から、橙に変わる部分をビームの形状と考えた。

観測した条件は、一定磁場100G、500G、1kG（図2-13参照）での形状を調べた。典型的な形状の変化が図2-20である。

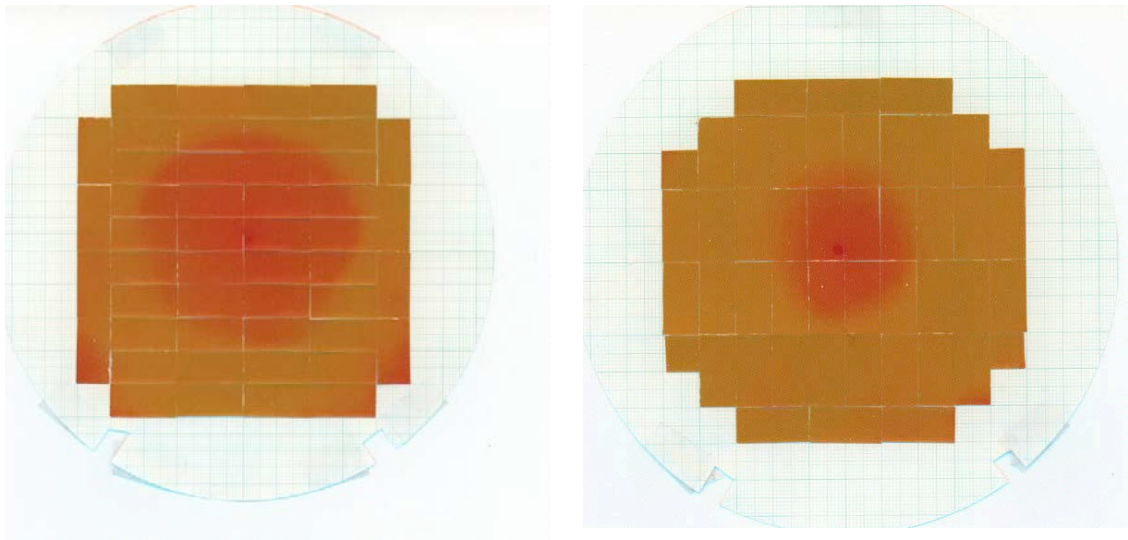


図2-20 Beam Color によるビーム断面の変化

また、追加加速器出口に蛍光塗料を塗ったフランジを設置し、電子ビームが追加加速器を出た直後、蛍光塗料を発光させたときの蛍光の形状をモニターしている。この蛍光体の物質構成は (Zn, Cd)S:Ag で発光時間は数 msec である。典型的な蛍光の形状が図2-21である。



図 2-21

追加加速器出口での蛍光体によるビームスポット

3章 線形誘導加速器における基礎理論

本研究の最終目標はGW級の自由電子レーザー発振を行う事である。この為には、約1 k Aの大電流電子ビームを生成し、そのエネルギーを2 Me Vまで加速しなければならない。これを実現する為に250 k Vの誘導型加速器を4台直列接続して1 MVの高電圧を発生し、この電圧を電子銃に印加して電子ビームを発生させた。更に発生した1 Me Vのビームを別の4台の誘導型加速器で順に追加速し、計2 Me Vまで電子ビームの加速を行なった。

しかし、電子ビームが1 k Aほどの大電流となると、電子ビーム内部での空間電荷効果が非常に大きい。この章では、ビームの発生及び伝送に際して空間電荷効果とこれに起因する物理的問題の解析と対策法について説明する。

3. 1 空間電荷効果

同一荷電粒子が集まるとクーロン力により反発しあう。本研究の様に狭い空間に多くの荷電粒子を集めようとする、この反発力は非常に大きい。これが空間電荷効果である。ここでは空間電荷効果のビーム自身への影響について述べる。

空間に分布する電荷量とその電荷が作る電場との関係は、ポアソン方程式より以下の様に表わされる。ここで電場を \vec{E} 、電荷密度を ρ とする。

$$\nabla \cdot \vec{E} = -\left(\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2}\right) = \rho / \epsilon_0, \quad (3-1)$$

ガウスの定理より、次式が導かれる。

$$\int_S \vec{E} \cdot d\vec{S} = \int_V \nabla \cdot \vec{E} \, dV = \int_V (\rho / \epsilon_0) \, dV = Q / \epsilon_0, \quad (3-2)$$

この式は図3-1の様に荷電粒子の作る電場が全方向へ作られる事を示す。

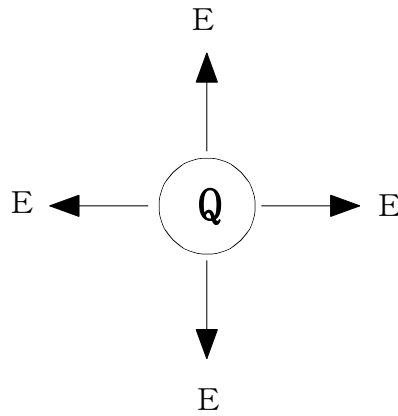


図 3-1
電荷の作る電場

この事より荷電粒子の作る電場は、荷電粒子ビームの進む方向では電子が多く引き出されると印加電圧による電場と相殺して電子を引き出す事が出来なくなり、ビーム電流を制限する。ビーム進行方向に直交する方向ではビームの径を発散させる形で現われる。

まず、荷電粒子の進行方向に及ぼす空間電荷効果を考える。ここでは図 3-2 の様な 2つの電極間を流れる荷電粒子からなる定常電流について考える。

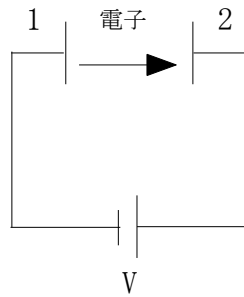


図3-2
2 極間の空間電荷制限電流

電位 0 の電極 1 で初速 0 の荷電粒子が充分供給されるとする。電極 1 より距離 d 離れた電極 2 との間に電圧 V_0 を印加する事により、荷電粒子が加速される。ここで電極 1 からの距離を z で表わし、位置 z での電圧を $V(z)$ とする。この時、2つの電極間で 1 次元ポアソン方程式は次式で表わされる。

$$\frac{d^2V}{dz^2} = -\frac{\rho}{\epsilon_0}, \quad (3-3)$$

$\rho(z)$: 位置 z での電荷密度 .

また、電流密度 i_0 は定常電流を考えているので任意の z で一定であり、次式の様に電流連続の式より空間電荷密度 $\rho(z)$ と粒子の速度 $v(z)$ の積で表わされる。

$$i_0 = \rho v . \quad (3-4)$$

(電子の流れる方向を正にとっている。) また、粒子のポテンシャルエネルギーと運動エネルギーの和はエネルギー保存則より

$$-eV + \frac{1}{2}mv^2 = 0, \quad (3-5)$$

q : 荷電粒子の電荷量 ,

m : 荷電粒子の質量 .

が成り立つ。ここでは電極1で電位を0、初速度を0にとっている。

印加電圧とビーム電流値との間の関係は、上3式より次式で表わされる。

$$\frac{d^2V}{dz^2} = \frac{i_0}{\epsilon_0} \left(\frac{m}{2e}\right)^{1/2} V^{-1/2} . \quad (3-6)$$

これを積分して整理すると次式が導かれる。

$$V = \left(\frac{3}{4}\right)^{4/3} \left(\frac{4i_0}{\epsilon_0}\right)^{2/3} \left(\frac{m}{2e}\right)^{1/3} z^{4/3} . \quad (3-7)$$

ここで電極1で初速0の荷電粒子が充分供給されるとき、最大の電流が流れる状態で電場 $\frac{dV}{dz}$ は0となることを条件とした。この条件は、荷電粒子の供給電極1での表面電場が0である事に

対応し、従ってこの条件を満足する様な i_0 が得られる最大電流値となる。この式より空間電荷により電圧 V は z の $4/3$ に比例することが解る。 $z = d$ つまり電極 2 において電圧 V は V_0 であるので、式 3-7 を電流密度について解き直すと、印加電圧と電流密度の関係式が次式で表わされる。

$$i_0 = \frac{4\epsilon_0}{9} \left(\frac{2e}{m}\right)^{1/2} \cdot \frac{V_0^{3/2}}{d^2} \quad (3-8)$$

これはチャイルド・ラングミュア¹⁰⁾の式と呼ばれる。この電流は空間電荷により制限された最大電流値を表わし、空間電荷制限電流とも呼ばれる。先に述べた条件より電子ビームの場合はその質量と電荷量を代入して次式の様にする。

$$i_0 = (2.334 \times 10^{-6} \text{ A/m}^2) \times \frac{(V_0/V)^{3/2}}{(d/m)^2} = (2.334 \times 10^{-6} \text{ A} \cdot \text{V}^{-3/2}) \cdot \frac{V_0^{3/2}}{d^2} \quad (3-9)$$

次にビーム進行方向に垂直な方向に及ぼす空間電荷効果について考える。垂直方向の電場成分はビームを発散させる効果になる。これを図 3-3 で示す。

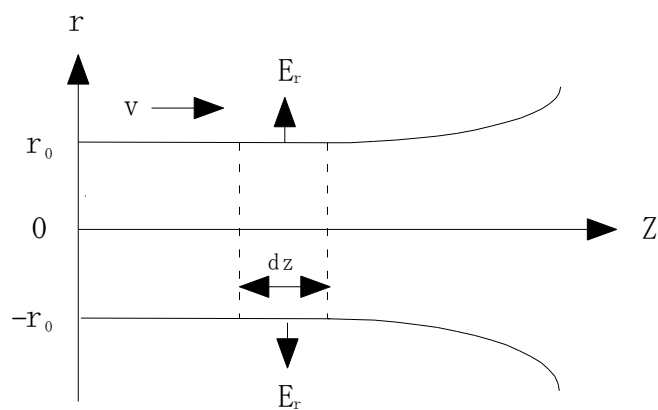


図3-3

空間電荷効果によるビームの発散

ビームは速度 v_z で z 方向（ビーム進行方向）に進み、 r 方向（ビーム半径方向）では初め半径

r_0 を持つとする。ここで空間電荷の持つ電場を求める為に、 z 方向に微小距離 dz 、 r 方向に r で囲む領域でガウスの法則を用いる。この領域では z 方向の電場は相殺されているので r 方向の電場は次式で表わされる。

$$E_r = \frac{I_0}{2\pi\epsilon_0 r v_z}. \quad (3-10)$$

これが空間電荷によるビーム内に持つ自己電場である。この式より荷電粒子は r 方向に加速されて、ビームは発散する。

以上より荷電粒子の r 方向の運動方程式は以下の様に表わされる。

$$m \frac{d^2 r}{dt^2} = e \frac{I_0}{2\pi r \epsilon_0 v_z}. \quad (3-11)$$

また、ビーム電流により生じる磁場の効果も考えられる。この磁場はビーム進行方向を取り巻く動径方向 (θ 方向) に生じる。この磁場を求める為に、 r 方向に半径 r で作る円で囲む領域でアンペールの法則を用いると、磁場は次式で表わされる。

$$B_\theta = \frac{\mu_0 I_0}{2\pi r}. \quad (3-12)$$

荷電粒子は z 方向に進むので、この自己磁場がビーム自身を閉じ込める作用をする。これを式 3-11 に追加すると次の様な運動方程式に書き換えられる。

$$m \frac{d^2 r}{dt^2} = q(E_r - v_z B_\theta) = q \left(\frac{I_0}{2\pi\epsilon_0 r v_z} - \frac{v_z \mu_0 I_0}{2\pi r} \right) = \frac{q I_0}{2\pi\epsilon_0 r v_z} (1 - \beta^2). \quad (3-13)$$

ここで β は粒子速度と光速の比である。これより r 方向では荷電粒子の進行速度が光速に近いほど ($\beta \rightarrow 1$)、空間電荷効果によるビームの発散力が弱くなることが分かる。

当面 (3. 2 まで)、簡単にするため非相対論的近似 (従って自己磁場の影響は無視する) のもとで空間電荷の反発力による効果を議論する。

式(3-11)を次の様に変形する。

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = \frac{e I_0}{2 \pi \epsilon_0 m r v_z} . \quad (3-14)$$

この式に $\frac{dr}{dt} dt$ をかけて積分すると、次式となる。

$$\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 = \frac{e I_0}{\pi m \epsilon_0 v_z} \ln \frac{r}{r_0} . \quad (3-15)$$

ここで $\left.\frac{dr}{dt}\right|_{t=0} = 0$, $r(0) = 0$ の条件を用いた。

更に積分すると次式が得られる。

$$\int_{r_0}^r \frac{dr}{[\ln(r/r_0)]^{1/2}} = \int_0^t \left(\frac{e I_0}{\pi \epsilon_0 m v_z}\right)^{1/2} dt , \quad (3-16)$$

r_0 : ビームの最小半径 .

この式を $R = \frac{r}{r_0}$, $z = v_z \cdot t$ とおくと次式へ書き換えられる。

$$\int_1^R \frac{dR}{(\ln R)^{1/2}} = \frac{1}{r_0} \left(\frac{e I_0}{\pi \epsilon_0 m v_z}\right)^{1/2} = \frac{z}{r_0} \left(\frac{e I_0}{\pi \epsilon_0 m v_z}\right)^{1/2} \cdot \frac{1}{v_z} . \quad (3-17)$$

また、式3-5（ここでは $q = -e$ ）であるので、式3-17は次の様書き換えられる。

$$\int_1^R \frac{dR}{(\ln R)^{1/2}} = \frac{z}{r_0} (3 \times 10^4 K)^{1/2} , \quad (3-18)$$

$$K = \frac{I_0}{V^{3/2}} \quad (\text{パービアンズ}) .$$

この式よりビームの位置 z とその位置でのビームの径と最小径との比 $\frac{r}{r_0}$ の関係が得られる。これを図 3-4 に示す。この曲線を universal beam-spreading curve と呼ぶ。この曲線よりビーム電流が大きいほどビームの広がりが大きくなるのが分かる。

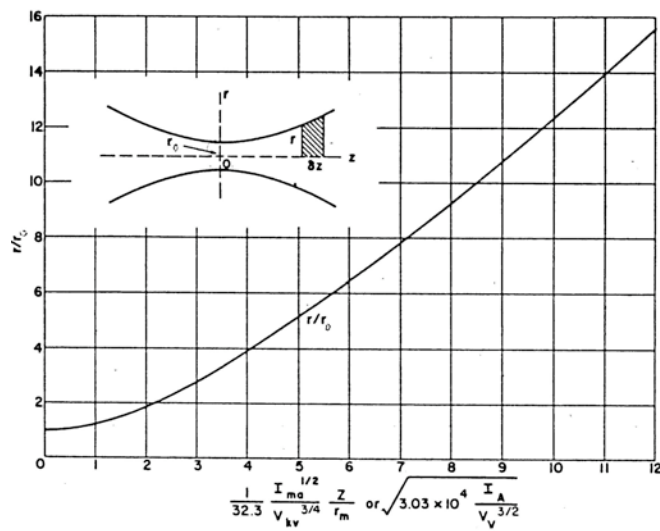


図 3-4

universal beam-spreading curve¹¹⁾

以上よりビーム電流が大きいほど空間電荷の反発力による効果が、ビームの軌道に大きく影響することが分かる。この事からビーム損失を起さないようにする為に、ビームの発生・伝送を最適化しなければならない。以下ではビームの発生と伝送の最適化について述べる。

3. 2 収束電子ビームの発生

本研究ではビームを引き出す方法として、 $10 \sim 100 \text{ A/cm}^2$ 程度の電流密度が容易に得られ、真空度が 10^{-5} Pa 程度においても動作する電界放出型電子銃と呼ばれる電子銃を採用した。

金属内では電子が伝導帯を構成している。この電子のフェルミ準位（絶対零度の金属中で電子の持つ最大エネルギー）と真空準位（真空中で運動エネルギーが0の状態）の差を仕事関数と呼び、この仕事関数が金属から束縛電子を引き出すのに必要なエネルギーである。ここに外部から高電圧が加わると仕事関数が低くなる。この状態になると金属内の伝導電子は、この電位障壁をトンネル効果によって外部に飛び出す確率が増える。これが電界放出である。電界放出型電子銃の解析は古くから様々に行なわれており、その代表的な解析は1928年 Fowler, Nordheim¹²⁾ によってなされ、得られる電子電流と外部から印加した電場の関係が

$$j_{\text{FN}} = 3.2 \times 10^{-6} \frac{E^2}{\varphi} \exp\left[-6.8 \times 10^7 \frac{\varphi^{3/2}}{E}\right] \text{ [A/m}^2\text{]}, \quad (3-19)$$

となることが明らかにされた。ここで j_{FN} 及び φ は発生する電子電流密度と金属の仕事関数を示す。 E は外部から印加する電場を表わし、通常約 10^5 V/cm 程度の電場が必要である。

本研究の為に設計した電子銃の形状は図3-5に示したものである。



図3-5

電子銃の陰極（陰極面にカーボンを添付）

この設計ではより電子を出やすくする為に、電子放出面にカーボン繊維を編んだ布を添付している。

金属表面からの電子放出はこの様に解析的に理解されるが、一旦電子銃より電子が放出されると、ビームとなった電子が電子銃に新たな電場を作り出し、その電場によって電子銃に外部から印加した電場を乱してしまう。結果的には発生したビームのエミッタンスやサイズが、当初設計したものとは大きくかけ離れたものになる。そこで大電流の電子銃の設計では、この空間電荷効果をも考慮に入れなければならない。電子銃内の空間電荷効果は発生した電子の空間分布により決定される。一方電子の発生は電子銃にかかる電場により決まり、両者は強い関係にある。従って電場及び電子分布を決める上で何らかの繰り返し計算が必要である。この手法で電子銃の形状を最適化する為にEGUNと呼ばれるコンピュータシミュレーションコードが開発された¹³⁾。

3. 2. 1 電子銃設計プログラムEGUNの概略

ここでは電子銃の最適化を図る為に使用したコンピュータシミュレーションコード・EGUNについて説明する。

このコードでの計算は以下の通りである。まず電子銃の電極形状とその電極間にかかる電圧を与える。この電圧により電極間の等ポテンシャル線（計算では2次元で行なっている）が決まる。この等ポテンシャル線に垂直に電場が生じるので、各メッシュ（コード上では空間を有限の細かい空間に分けて、そこでのポテンシャル、電場をポアソン方程式を有限要素法を用いて計算している。この細かい空間をメッシュと呼ぶ。）での電場分布が分かる。そしてまず、先に計算した各メッシュでの電場を基にしてローレンツ方程式から電子の軌道を計算する。この計算結果より各メッシュでの電子の電荷密度が分かる。この電荷密度から各メッシュでの空間電荷効果による電場が分かる。この電場と軌道を描く前の電場との合成電場が、次に計算する時の各メッシュでの電場である。そして再び電子の軌道を計算し、同様にして各メッシュでの電場を補正していく。こうして修正が充分小さくなった時の結果をみて、求めている電子銃の性能に達成しているかを検討する。

3. 2. 2 EGUNを用いた電子銃の設計

ここではEGUNを用いて実際に設計した電子銃について説明する。

求めたい電子ビームは、ビームの大きさが小さく低エミッタンスで約1 kAの電流値を持ったものである。まず初めにビームの大きさを小さくする為に、ビームの大きさの初期値を決める引き出し部の範囲（実際の電子銃では金属体よりも引き出され易いようにカーボンを貼った。）を、最終的に絞り込む大きさの約2倍のΦ35mmに固定した。

次に引き出されたビームが低エミッタンスで収束ビームとして引き出される様に、電極間の等ポテンシャル面を決める陰極と陽極の形状を決める。エミッタンスは不変量なので、引き出し部でエミッタンスを小さくしておく必要がある。そこで平行ビームとして引き出す様に引き出し面を平らにした。

その次に平行ビームとして引き出した直後、ビームを収束させる。ビームの軌道を決めるのは電極電場とビームの作る自己電場の合成電場である。そこで初めに基本である平行平板電極について考えた。平行平板電極での電極内の電位は、3.1で求めた式(3-7)ある。

$$V = \left(\frac{3}{4}\right)^{4/3} \left(\frac{4i_0}{\epsilon_0}\right)^{2/3} \left(\frac{m}{2e}\right)^{1/3} z^{4/3} \quad (3-20)$$

この式より電位は陰極からの距離 z の $\frac{4}{3}$ 乗で変化する。実際には電子の存在する場所での電位と電子の存在しない場所での電位に差が生じるので、 r 方向に電場が生じてビームは発散する。

そこで電子の存在しない場所にも電極を配置して、電子ビームの境界部での電位が $z^{4/3}$ で変化する電位を作ることで電子ビームを平行直進させる。この考え方が電子銃（ピアース型電子銃と呼ばれる）の基本的考え方である。 $z^{4/3}$ で変化する電位を求める為に図3-6に示す形状の電極でビームが発散せずに平行ビームで加速直進すると仮定する。（陰極の突き出た電極をウェーネルト電極と呼ぶ。）

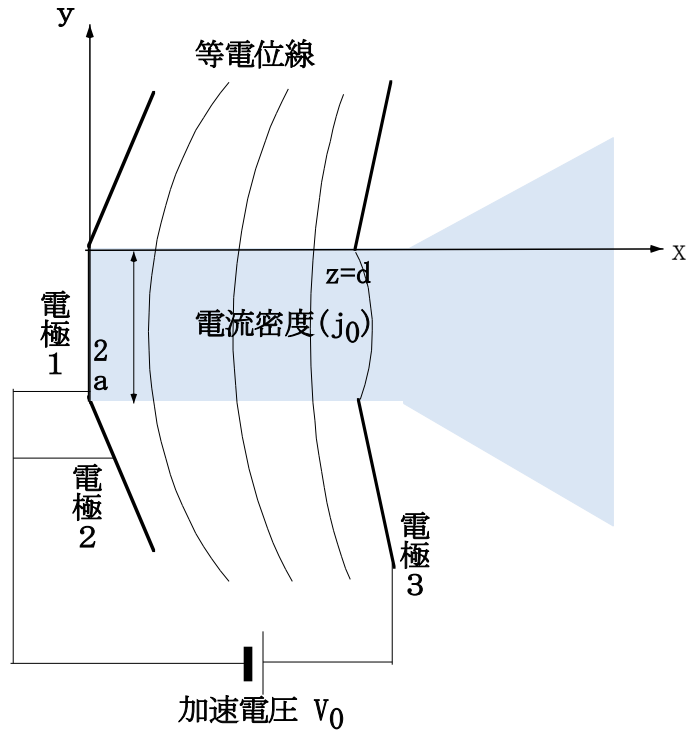


図 3-6

ピアース型平面陰極形電子銃

陰極より初速 0 の電子ビームが引き出されたとした時、電子ビーム内の位置 z での電位 V は式 (3-21) で表わされる。

$$V = Az^{4/3},$$

$$A = \left(\frac{3}{4}\right)^{4/3} \left(\frac{4i_0}{\epsilon_0}\right)^{2/3} \left(\frac{m}{2e}\right)^{1/3}. \quad (3-21)$$

ここでビーム端に沿って x 軸、それに垂直なビームの外側に y 軸をとる。仮定から電位 $\phi(x, y)$ は上式より

$$\phi(x, 0) = Ax^{4/3}, \quad \frac{\partial \phi(x, 0)}{\partial y} = 0, \quad (3-22)$$

を満たす。

$$\phi(x, y) = \text{Re}[f(x + jy)] = \text{Re}[f(z)] \quad , \quad (3-23)$$

を満たす $f(z)$ は $f(z) = Az^{4/3}$ で与えられる。極座標系 (r, φ) で表わすと $z = r e^{j\varphi}$ なので

$$f(z) = r^{4/3} e^{j4\varphi/3}, \quad (3-24)$$

$$j = \sqrt{-1},$$

となり、電位関数は

$$\phi(x, y) = Ar^{4/3} \cos(4\varphi/3), \quad (3-25)$$

と表わせる。これより

$$\phi(x, y) = 0, \quad (3-26)$$

は

$$\frac{4\varphi}{3} = \frac{\pi}{2}, \quad (3-27)$$

で満たされる。すなわち $\phi = 0$ を満たすためには、ウェーネルト電極とビーム端とのなす角度は $\varphi = \frac{3}{8}\pi = 67.5^\circ$ である。この形状で電極間に電圧をかけることで、 $z^{4/3}$ で変化する電位を得る。この形状で得られる電子ビームが平行ビームになっている。

しかし陽極を通過する際、上で求めた電位の存在する空間と異なる領域へ移動するので、陽極部でレンズ効果が現れる。このレンズ効果によってビームは発散する。これは如何なる電極でも生じるので、レンズ効果を打ち消すために収束ビームを引き出すような電極形状が必要である。そこで次に円形断面収束形電子銃と呼ばれる電子銃に着目した。この電子銃は陰極・陽極形状を図3-7のように球状にして、等ポテンシャル面で収束効果が現れるようにしている。

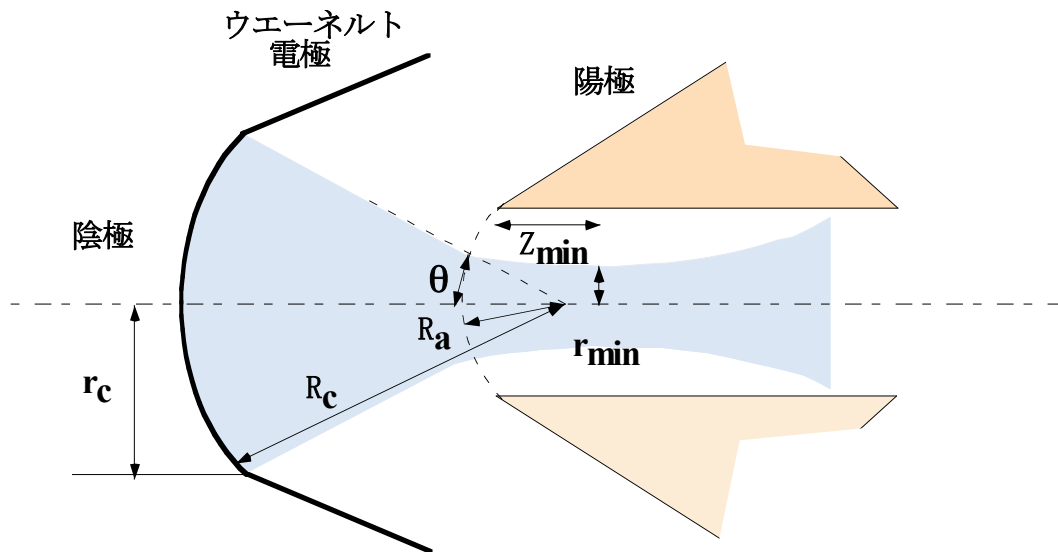


図 3-7
円形断面収束形電子銃

この電子銃より得られる空間電荷制限電流をラングミュア等が計算しており¹⁴⁾、次式で与えられる。

$$I = \frac{8\pi\epsilon_0}{9} \left(\frac{2e}{m_e}\right)^{1/2} \frac{V^{3/2}}{(-\alpha)} (1 - \cos\theta) ,$$

$$= \frac{29.34 \times 10^{-6} V^{3/2} \sin^2(\theta/2)}{(-\alpha)^2} [\text{A}] , \quad (3-28)$$

θ : 陰極・陽極を同心球と考えた時の半角 ,

$$\alpha = \gamma - 0.3\gamma^2 + 0.075\gamma^3 - 0.001432\gamma^4 + 0.0021261\gamma^5 - \dots ,$$

$$\gamma \equiv \ln \frac{r_3}{r_1} , \quad r_1 : \text{陰極の球半径} , \quad r_3 : \text{陽極の球半径} .$$

以上2つの電子銃の典型を考察し、双方の特徴を取り入れるようにした。まず、収束性を持たせる為に陽極を円形にした。更にエミッタンスを低く押える為に引き出し部でなるべく平行ビームになる様に陰極部を平面にし、且つウェーネルト電極がビーム端の収束軌道と 67.5° になる

様に傾斜をつけた。

この手法でEGUNを用いて目的とする1 kA、低エミッタンスを得る形状を探した。これにより求めた形状が図3-8である。この形状でのEGUNの結果が図3-9である。

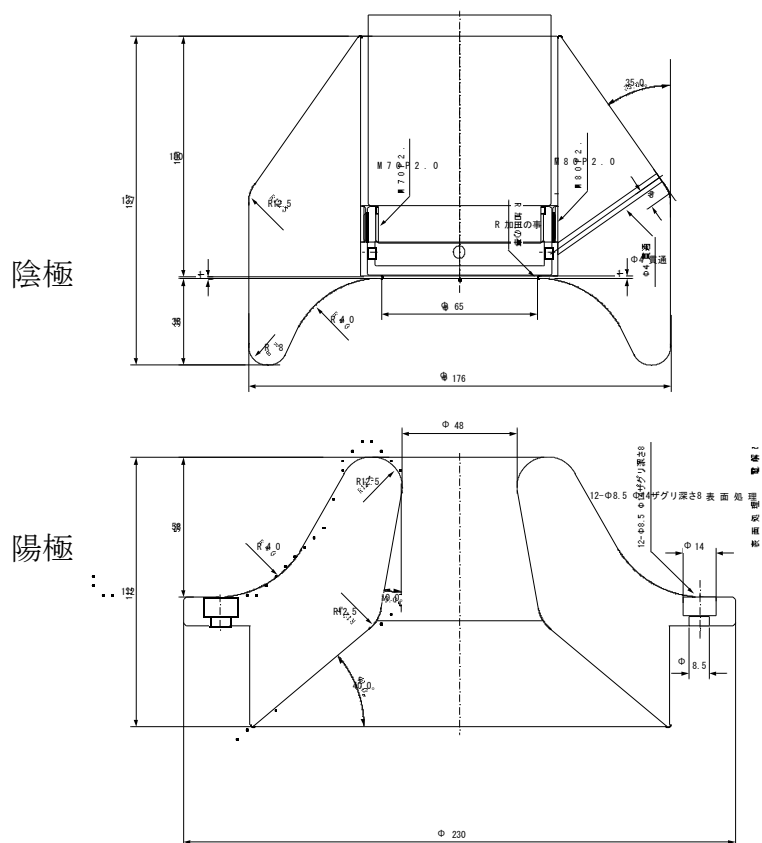
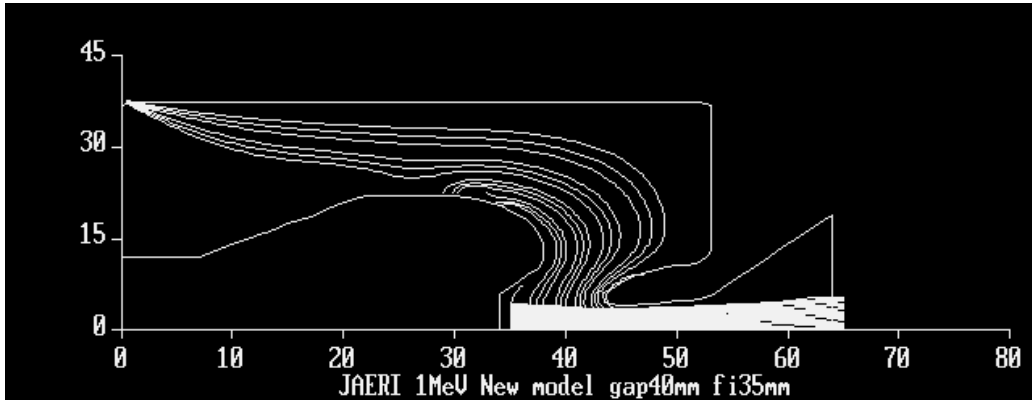


図3-8

本研究用に設計した電子銃



$I = 9.73 \text{ A}$ Normalized $\varepsilon = 1.231 \pi \text{ mm-mrad}$.

$\varepsilon = 7.58 \pi \text{ mm-MR}$

追加加速器入口 $\Phi 43.2 \text{ mm}$

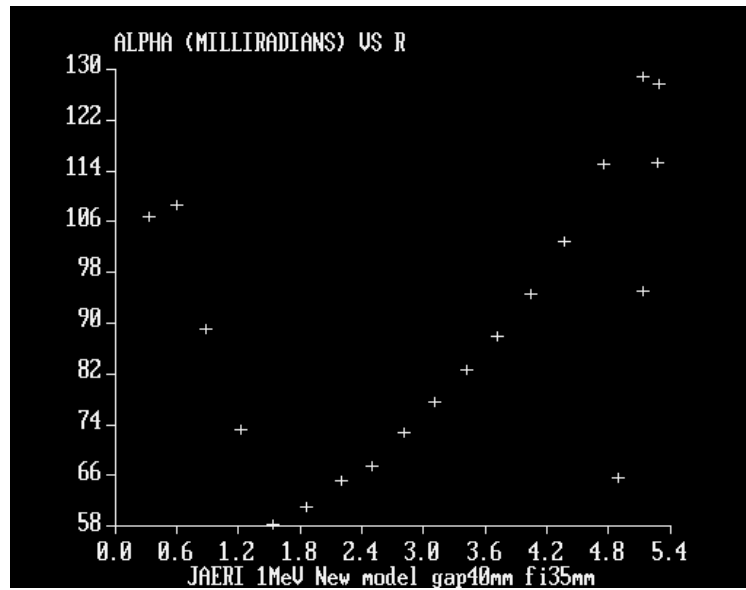
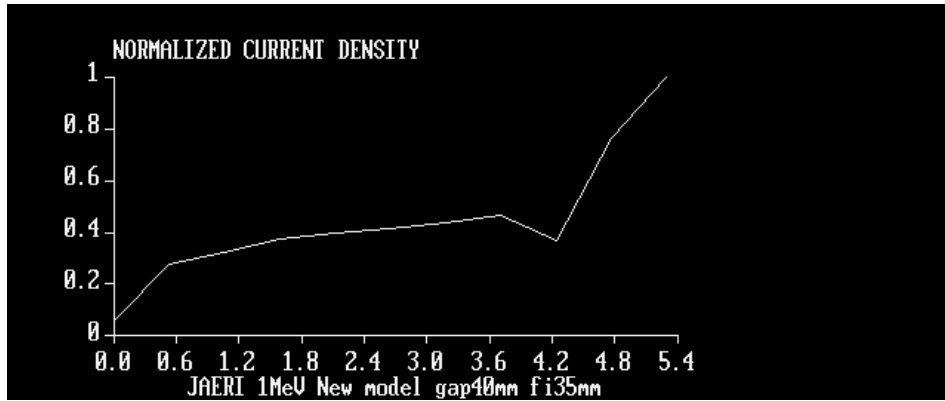


図 3-9 設計した電子銃のEGUNの出力結果

この図よりEGUNでは、設計した電子銃は973Aの電子ビームを発生し始めの目標である1kAに近いものであった。エミッタンスは規格化エミッタンス値で1231πmm-mrad.と大電流電子銃としては充分小さいものである。また、陰極・陽極間で収束ビームが形成されており、追加速器入口面(図3-9の右端)での傾きもそれほど大きくない。よってこの設計の電子銃は当初の目標を達成した。

ここで設計した電子銃を用いて本研究実験を行なった。
実験結果は4.1で述べる。

3.3 平行ビームの伝送

電子ビームは1kAもの大電流であるため空間電荷効果が非常に大きい。このビーム内部での発散力を押える為に、外部収束力として第2章で述べたソレノイド磁場を用いて伝送しているが、伝送途中に追加速器によって更に1MV加速するためにビームの振る舞いは複雑になる。

そこで、加速されているビームの持つ空間電荷効果と、外部収束力であるソレノイド磁場による大電流電子ビームの振る舞いを計算するシミュレーションプログラムを開発した。このシミュレーションを使ってビームの振る舞いを把握する事により、平行ビームの伝送を行なう為の磁場配位の最適化を行った。

このシミュレーションプログラムでは、多粒子系で空間電荷効果と外部ソレノイド磁場による各粒子の運動方程式を解き、ビーム伝送部でのビーム軌道を計算している。ビーム進行方向の位置z、ビーム進行軸からの距離rの位置にいる荷電粒子がビーム中で受ける空間電荷効果で生じる自己電場は3.1で述べた様にr方向のみを考える。そこでビーム進行軸からの距離r(x,y)の位置に作る電場はガウスの法則より次式で表わされる。ここでは磁場を取り入れて計算している(式(3-3))。

$$\begin{aligned} E_x &= \frac{Q}{2\pi\epsilon_0 r\gamma^2} \frac{x}{r}, \\ E_y &= \frac{Q}{2\pi\epsilon_0 r\gamma^2} \frac{y}{r}, \end{aligned} \quad (3-29)$$

$$r = \sqrt{x^2 + y^2},$$

Q : 半径rの球中に含まれる電荷 .

また、この位置にいる粒子に影響する磁場は、2.3で述べた方法で計算した外部ソレノイド磁

場で次式で表わされる。

$$B_x = (\text{rot } \vec{A})_x = -\frac{\partial A_y}{\partial z} = \frac{3\mu I}{4} \frac{a^2}{(a^2 + z^2)^{3/2}} \frac{xz}{a^2 + z^2}, \quad (3-30)$$

$$B_y = (\text{rot } \vec{A})_y = -\frac{\partial A_x}{\partial z} = \frac{3\mu I}{4} \frac{a^2}{(a^2 + z^2)^{3/2}} \frac{yz}{a^2 + z^2}, \quad (3-31)$$

$$B_z = (\text{rot } \vec{A})_z = \frac{\partial A_y}{\partial x} - \frac{\partial A_x}{\partial y} = \frac{2\mu I}{4} \frac{a^2}{(a^2 + z^2)^{3/2}}. \quad (3-32)$$

又、追加速器内での加速電場は、追加速器内で一様であると仮定した。これらの事から運動方程式は次式で表わされる。ここでは電子は加速されるので、 γ は時間的に増加する。

$$\frac{d^2(m\gamma x)}{dt^2} = -e[E_x + (v_y B_z - v_z B_y)], \quad (3-33)$$

$$\frac{d^2(m\gamma y)}{dt^2} = -e[E_y + (v_z B_x - v_x B_z)], \quad (3-34)$$

$$\frac{d^2(m\gamma z)}{dt^2} = -e[E_{Acc} + (v_x B_y - v_y B_x)], \quad (3-35)$$

$$E_{Acc} = \text{加速電場} = 1\text{MV}/1.3\text{m}.$$

これがビームを構成する荷電粒子1つの運動方程式である。そして、ビーム構成粒子すべての運動方程式を解く。シミュレーションに使用した粒子の各々は、EGUNで計算したビームの持つエミッタンスとビーム半径を初期値としてその範囲内で一様乱数を使用して分布させた。この計算結果より位置 $z + dz$ (dz : ビーム進行方向の微小距離) へ移動する各粒子の r 方向の位置が分かる。そして、追加速器内の伝送部の r 方向にはソレノイドコイルを支える為の壁があるので、壁の半径を超えた場合はそこに衝突したビーム損失したものとしてその荷電粒子の計算を止めている。計算途中の各ステップ毎のビーム形状の大きさは、その時々各粒子の空間分布より二乗平均を計算して求めた。

このプログラムを使って第4章で述べる伝送効率等を実験結果と比較検討した。

4章 実験

引き出したビームの情報及び伝送中のビームの振る舞いを調べる実験方法と結果について述べる。

4. 1 実験方法

実験手順は以下の通りである。

1 ビームの加速エネルギーの広がりが少なくなるように加速電圧を一定にするため（第2章で述べた電圧モニターでの電圧波形が一定となるように）、第2章で述べたようにバラスト抵抗を調節した。

2 バラスト抵抗を調節した後、ビームの持つエミッタンスを調べる為に、追加速器入口でのビーム電流値（第2章で述べたログスキーコイルを用いて測定した。）に対する出口でのビーム電流値の比をビームの伝送効率とし、ソレノイド磁場の強さの変化による伝送効率の変動を調べた。その実験結果からビームのエミッタンスを見積もる為に、シミュレーションプログラムでの初期値であるエミッタンスをEGUNでの値を基準として変え、ソレノイド磁場の変化に対する伝送効率の変化が実験結果が合うようなエミッタンスを求めた。

3 ビーム形状モニターを追加速器内に設置し、ビームの進行軸方向に沿ってビーム形状がどのように変化するかを測定した。

4. 2 大電流電子ビームの発生実験

第3章で述べた様に、EGUNで最適化を図った電子銃から引き出される電子ビームの設計値は1 kAである。実験で引き出された電子ビームを、第2章で述べたログスキーコイルを用いて測定した。測定結果より、陰極より引き出された電流値は1.4 kA、陽極を通過した電子ビームは450 Aで設計値の半分しかない事が分かった。この時の実験設定はEGUNで初めに見積もった電極間の距離よりも長くした。長くした理由は以下の通りである。初めの設定では、引き出された電子のうち陽極に衝突した電子や、陰極面に取り付けたカーボン以外の金属表面から強電場により放電した電子が多数存在していると考えられる。実際にビーム引き出し後の陰極では、陰極カーボン以外の金属体上に放電した痕跡があり、更に陽極面を見ると、電子が衝突したと思われる痕跡が残っていた。これよりEGUNでは電子ビーム発生部を陰極カーボン部にのみ限定し計算したが、実際にはカーボン以外の金属体からも放電を起し、更に収束されずに陽極金属に衝突する電子も多数存在していることが分かった。そこで、この放電を少なくする様陰極表面電場を押える為に、陰極・陽極間の距離をEGUNでの設計値より長くした。よって引き出した電流値が初期設定より低い事は次の様に考えられる。電極間の距離を長くする事で、3. 1で述べた式 3-8 チャイルド・ラングミュアの式より距離の2乗に逆比例するために引き出した電流値が下がっていると考えられる。実験で設定した電極間距離を入力したEGUNでの計算結果は電流値

は578 Aであった。以上より、この考察が妥当であると考えられる。

次に、追加速器に伝送された450 Aの電子ビームのエミッタンスを調べた。そこでまず、追加速器入口を通過する電子ビームの電流値に対する追加速器出口での電子ビームの電流値の割合をビーム伝送効率とする。伝送に用いるソレノイド磁場の強さを変えて、このビーム伝送効率の変化を測定した。その測定結果を図4-1、ビーム伝送効率を図4-2に示す。

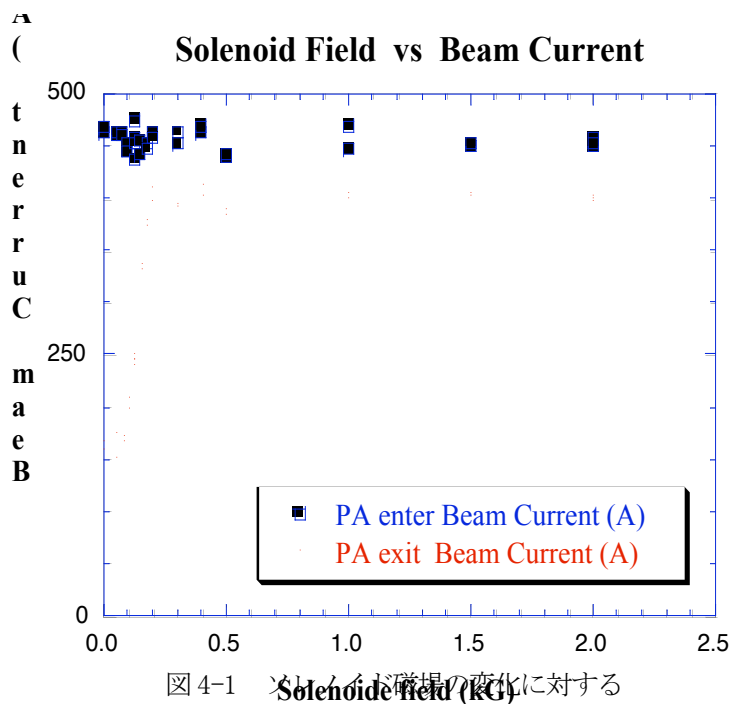


図4-1 ソレノイド磁場の変化に対する追加速器入口及び出口の実測ビーム電流

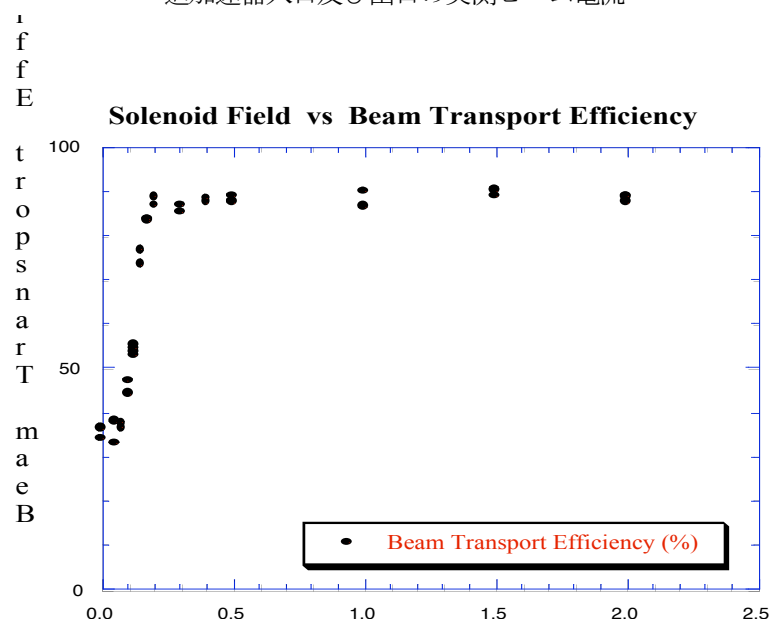


図4-2 ソレノイド磁場の変化に対する実測ビーム伝送効率

次に第 3 章で述べたシミュレーションプログラムを使用して、ビーム伝送効率が同じ傾向を示すような初期値エミッタンスを探した。ここで得たエミッタンスを実際に追加速器に入射された電子ビームの持つエミッタンスとみなした。得られた伝送効率と実験結果との比較を図 4-3 に示す。

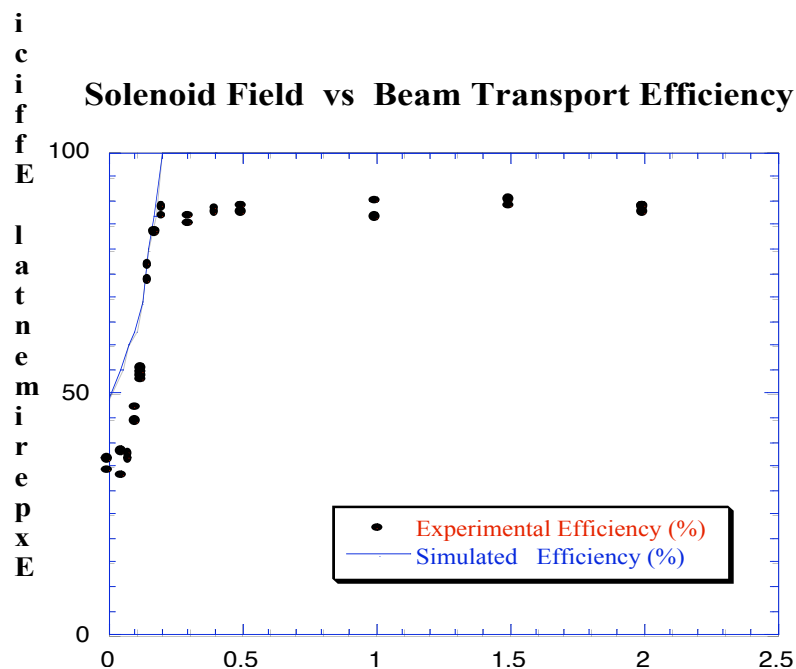


図4-3 ソレノイド磁場の変化に対する
実測及びシミュレーションのビーム伝送効率

傾向として200 Gから2 kGまでは双方とも一定の伝送効率である。(実測での伝送効率が約90%であるのに対しシミュレーションで100%である違いは、実験での電子ビームでは、より大きなエミッタンスの電子が陽極部に染み出したソレノイド磁場によって引き込まれたが、伝送中に損失したためと考えられる。) 200 G以下で伝送効率が下がっていく。125 Gから200 Gまでは、伝送効率の下がり方はシミュレーションと実験結果は、ほぼ一致する。この伝送効率の低下は、強いソレノイド磁場では絞られたビームの空間電荷効果による強い反発力により大きな発散傾向を持って広がり、外壁と衝突して損失を起していると考えられる。125 G以下ではシミュレーションの方が実験結果よりも伝送効率の下がり方が緩やかになっている。これはソレノイド磁場が弱いため絞られなくなる事で反発力が弱く、反発力によるビーム損失の効果が小さくなってきている事が、シミュレーションよりも早く現れているためと考えられる。そしてビームの持つ発散傾向により発散し続けてビーム損失を起している。更に実験結果では、75 G以下では空間電荷効果の影響がソレノイド磁場よりもはるかに大きくソレノイド磁場の影響はほとんど無いために、ただ発散するのみで一定の伝送効率になると考えられる。

以上より追加速器に入射された電子ビームの持つエミッタンスが655.3 mm-mradである、という結果を得た。

4. 3 大電流電子ビームの伝送実験

陰極・陽極より 1 MV を印加して引き出された電子ビームを、本研究では更に 1 MV の加速電圧をかけることで追加速器出口での電子ビームの運動エネルギーを 2 MeV にする。そこで、引き出された電子ビームを追加速器出口まで伝送する為に、ソレノイド磁場を用いている。将来電子ビームを自由電子レーザー発進装置へ平行ビームとして伝送するためには、伝送中のビームの振る舞いを把握しなくてはならない。

本研究では追加速器内での電子ビームの振る舞いを調べる為に、ビーム軸に沿ってのビーム形状の変化を 3 通り（ピーク値でソレノイド磁場の強さが、一番大きい所で 100 G, 500 G, 1 kG である 3 通りの磁場のかけ方である。）のソレノイド磁場で測定した。測定したビーム形状の変化は、第 2 章で述べたビーム形状モニターを追加速器内に設置してビームを通過させたときの変色の広がりの違いで見た。

実験結果を図 4-4 に示す。

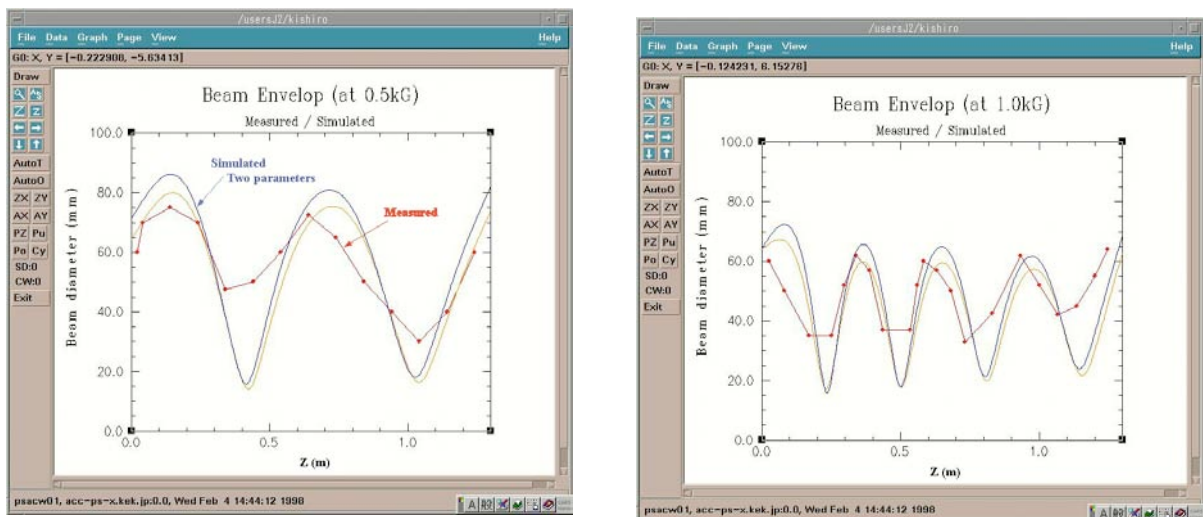


図 4-4

ビーム伝送中のビーム形状の変化

500 G, 1 kG

ソレノイド磁場の大きさが 100 G では、空間電荷効果の方がソレノイド磁場による収束効果よりも強く、収束すること無く発散している。そして外壁と衝突して損失を起していた。500 G では、ソレノイド磁場の収束力によってビームの発散を押える効果が現われている。ソレノイド磁場の収束効果と空間電荷効果によりビームは、追加速器内で半径方向に振動しながら伝送している事が解る。1 kG では更に収束効果が大きく、ビームの大きさが 500 G の時よりも小さくなっている。そしてビームの半径方向の振動周期が短くなっている。更に 500 G, 1 kG 共に振動周期が、伝送のはじめの振動周期に比べ終わりで長くなっている。第 5 章でビームの振動の物理的解析を述べる。

5章 考察

第1章で述べた通り、大電流電子ビームの発生及び伝送が自由電子レーザー発振の鍵を握っている。以下では、5.1で電子ビームの発生、5.2で電子ビームの伝送を、実験結果を踏まえて考察する。

5.1 電子ビームの発生

大電流電子ビームの発生を得る為に、電子銃の設計及び最適化を行なった。設計した図3-8の電子銃を用いて、40mm離れた電極の間に1MVの引出し電圧をかけることで電流が1kA、規格化エミッタンスが $1.231\pi\text{ mm-mrad}$ の電子ビームを引き出す事が出来ると予測した。設計に基づいて電子銃を制作し線形誘導加速器を用いて電圧をかけ、上記の性能を達成しているか検証実験を行なった。実験結果は4.1に記した通りである。以下で実験方法及び結果とその考察をまとめる。

まず追加加速器内に入射されるビーム電流値は、ログスキーコイルを用いて450Aを観測した。設計時のEGUNでの結果は約1kAであった。この時の設定は放電を押える為に電極間距離を設計の40mmから55mmに離した。その為に発生電流値が減少したと考えられる。チャイルド・ラングミュアの式で考えると、電流値は電極間距離の2乗に反比例するから、

$$I = \left(\frac{55}{40}\right)^{-2} \times I_S = 0.53 \times I_S = 530 \text{ A} ,$$

I : 電極間距離55mm設定変更後の電流値 ,

I_S : 電極間距離40mm初期設定での電流値 ,

と、電極間距離を55mmに広げた事により、得られる電流値は515Aであると予測される。更に実際の設定を入力したEGUNの結果は578Aであり、実験結果に近い値である。以上よりこの考察が妥当であると考えられる。

次にこの電子ビームのエミッタンスを以下の様に求めた。まずエミッタンスを求める為に、ソレノイド磁場を変えた時のビームの伝送効率(4.1参照)の変化を調べた。この伝送効率が急激に変化する時、ビームの持つエミッタンスの依存性が大きく現れる。そこで、ビーム伝送の為に開発したシミュレーションプログラム(3.3参照)の入力初期値であるエミッタンスをパラメータとして変化させて、シミュレーションでの伝送効率が実験結果と同じ傾向を示すエミッタンスを探し、それをビームの持つエミッタンスとみなした(4.1参照)。これにより電子ビームの持つ規格化エミッタンスは 1.055 mm-mrad である。EGUNでの計算結果もやはり 1.055 mm-mrad であり、従って、実際のビームの持つエミッタンスと非常に良く合っている。

る事が確認できた。つまりエミッタンスの小さい質の良い電子ビームを得た事が分かった。

放電させずにより大きな電流値を得る為の課題は残るが、現段階で充分良い電子ビームを引き出す事の出来る電子銃が設計出来た。

5. 2 電子ビームの伝送

電子銃より引き出された大電流電子ビームをソレノイド磁場を用いてビーム伝送を行なった。その伝送の際、追加速器で電子ビームを一様に加速しているのが本研究の大きな特徴である。電子ビームが大電流であるので、ソレノイド磁場は強すぎても弱すぎてもビーム損失につながる。強すぎる場合には、強磁場領域でビームが強く絞られる事により電荷密度が高くなる。この事は空間電荷効果が大きくなる事を意味し、強い反発力の為にビームが短時間で発散し損失を起してしまう。磁場が弱すぎる場合も磁場による収束力よりもビーム自身の持つ空間電荷効果による発散が大きく、発散してビーム損失を起す。従って、追加速器内で磁場配位の最適化を行なう必要がある。そこで、追加速器内でのビーム形状の変化を把握する為に、いくつかの磁場で測定した。測定は電子銃の照射量により変色する「Beam Color」を用いて実験を行ない、その実験結果は図4-4である。

この図からいくつかの特徴が挙げられる。まず1つ目として、磁場の強さを上げていくと、ビーム形状（ビームエンベロープ）に振動が現れ、磁場の強さとともに振動数が大きくなる。2つ目として、一定磁場設定の場合でもビームが加速器中を進むにつれて振動波長が徐々に長くなっている。

以下で、この実験結果と第3章で述べたシミュレーションプログラムの結果とを比較しながら考察する。

まず、磁場強度が異なるとエンベロープ振動の振動数が大きくなる事について考える。この事は以下の様に解釈できる。

まず解釈を助ける為に、z成分のみを持つ一定磁場中での荷電粒子の運動を、磁場に垂直な面内で議論する。運動は次のローレンツ方程式

$$\frac{d(m\gamma \vec{v})}{dt} = -e \vec{v} \times \vec{B},$$

に従い

$$\frac{d^2 v_x}{dt^2} = \frac{-e B_z}{m \gamma} \frac{dv_y}{dt} = -\left(\frac{-e B_z}{m \gamma}\right)^2 v_x ,$$

$$\frac{d^2 v_y}{dt^2} = \frac{-e B_x}{m \gamma} \frac{dv_x}{dt} = -\left(\frac{-e B_z}{m \gamma}\right)^2 v_y ,$$

となる。この式より

$$v_x = C_1 \cos\left(\frac{-e B_z}{m \gamma} t\right) + C_2 \sin\left(\frac{-e B_z}{m \gamma} t\right) ,$$

$$v_y = C_3 \cos\left(\frac{-e B_z}{m \gamma} t\right) + C_4 \sin\left(\frac{-e B_z}{m \gamma} t\right) ,$$

を得る。これより粒子は x-y 平面内で円運動を行ない、その回転振動数は

$$\omega = \frac{e B_z}{m \gamma} ,$$

である。この振動数をサイクロトロン振動数という。これは上式より磁場に比例する事がわかる。

荷電粒子の運動は、x-y 平面で円運動をしながら z 方向に等加速度運動する、z 軸を中心とする螺旋運動を行なっている、とモデル化して考える。よって粒子が x-y 平面内で円運動を行ない一周するまでが螺旋運動での一周期であり、その間に z 軸方向に進んだ時に描くビーム形状の振動がビームエンベロープ振動の一周期である。よって、ビームエンベロープの振動数はサイクロトロン振動数に比例する。サイクロトロン振動数の定義式よりソレノイド磁場が 1 k G の時、サイクロトロン振動数は 500 G の時の 2 倍であるので、ビームエンベロープ振動数も 500 G の時の 2 倍である。実験 (図 4-4) に於いてビームエンベロープが実際 2 倍の振動数である様に観測された結果が、このモデルで説明できる。

次に加速伝送中でのビームエンベロープ振動の波長が徐々に長くなる事について考える。本実験では伝送中に一様に追加速を行なっているのでローレンツ因子 γ が伝送中に一様に増加する。また伝送中ソレノイド磁場は一定であるので上式のサイクロトロン振動数 ω は小さくなって行く。よってビームエンベロープ振動数はサイクロトロン振動数に比例して小さくなって行く。つまりエンベロープ振動の振動波長が長くなって行く。この事が 500 G、1 k G 各々のビームエンベロープ振動で実際に起こっている事が、図 4-4 より分かる。

以上よりシミュレーション結果が十分良く実験結果を再現する事が分かった。この事より、この大電流ビームを誘導加速器内のみならず自由電子レーザー発振装置まで効率よく伝送する為の最適化をする上で、本論文に記述した考え方や、開発したシミュレーションプロ

グラムが非常に有効であると言える。

6章 まとめ

本研究ではGW級の自由電子レーザー発振を可能にする大電流電子ビームの発生及び伝送を最適化する事を目的とした。そこで、電子ビームの発生において空間電荷効果を取り入れた検討を行ない、可能な限りエミッタンスを押えた良質電子ビームを発生する電子銃の設計と、発生した電子ビームを劣化することなく加速伝送する為の方法について研究を行なった。そして、これらの検討に基づき装置を設計し、実験的に検討事項の妥当性を検証した。

電子ビーム発生部では設計時の設定と異なる設定で実験を行ったが、まず、空間電荷効果を考慮した電子銃形状の設計は適切な物であり、得られるビームの電流値やエミッタンス両方ともに設計通りであった。又、ビーム伝送においても、同じく空間電荷効果を取り込んで新たに開発したシミュレーションプログラムは実験で得られた伝送途中でのビーム形状の振る舞いを非常に良く再現した。

これらの結果を踏まえて、1 k Aにもものぼる極めて大きな電流の電子ビームを効率良く発生且つ伝送する事に成功した。この実験は、伝送途中で更にビームを加速するという特殊な条件の下でも、本論に記述した研究が有効である事を示した事によって大きな成果であったと言える。

この成果は今後、エンベロープ振動をより押えた伝送方法の研究や、更に伝送距離を延ばして、最終的には自由電子レーザー発振装置へビームを効率良く導く方法の研究に有効に利用される。

参考文献

- 1) A. M. Sessler: AIP Conf. Proc. No. 91, New York 1982
- 2) K. Takayama, J. Kishiro, K. Ebihara, T. Ozaki, S. Hiramatsu, and H. Katoh: J. Appl. Phys. 77(1995)5467
- 3) K. Saito: Department of Accelerator Science School of Mathematical and Physical Science The Graduate University for Advanced Studies(1995)
- 4) K. Sakamoto, T. Kobayashi, S. Kawasaki, Y. Kishimoto, S. Musyoki, A. Watanabe, M. Takahashi, H. Ishizuka, M. Sato and M. Shiho: Appl. Phys 75(1994) 36, : Nucl. Inst and Meth. A341(1994)101
- 5) A. M. Sessler: Proc. Workshop on laser Acceleration of Particles, AIP Conf. 91(1982)154
- 6) 志甫 諒: エネルギー・資源, 10, 515(1989),
T. Orzechowsky. *et al.*: Phys. Rev. Lett. 57(1986)2172
- 7) K. Takayama: Tsukuba Symp. On Earth Environment, August 12-13, 1996, Tsukuba
- 8) M. Shiho *et al.*: Nucl. Inst. Meth. In Phys. Res
- 9) Beam Color: 住友電気工業株式会社カタログ
- 10) 高木 俊宜: 電気学会大学講座「電子・イオンビーム工学」, 電気学会(1995)
- 11) A. Septier: Focusing of Charged Particles, Vol. 2, Academic Press(1967)
- 12) R. H. Fowler and W. B. Nordheim: Proc. Roy. Soc. London, Ser. A **119**, 173(1929)
- 13) W. B. Herrmannsfeld: EGUN SLAC-331(1988)

謝辞

平成9年5月より、高エネルギー加速器研究機構特別共同利用研究員として受け入れて下さり、一年間貴重な経験をする機会を与えて下さった菅原機構長、木原施設長、高田研究総主幹、山根研究主幹に深く感謝致します。

私が本研究を行なう事を許可して頂き、山形にて途中報告を行なう度に的確な御助言、御指導して頂き、また、貴重な御時間をさいて書きかけの修士論文を丁寧に読んで下さり的確な御指摘、御助言を頂いた山形大学の加藤教授、清水教授に深く感謝致します。

研究を進めるに当たり研究者としての心構えや実験の考え方を実際の実験研究において御指導して頂くことで研究について多くの事を学ばせて頂いた木代助教授、高山助教授に心より感謝致します。

私が本研究を行ないたいと思ったきっかけを96年加速器セミナーで抱かせて頂き、実際に日本原子力研究所東海研究所にて実験研究を行なう機会を与えて下さり、実験現場において的確な御助言、御指導をして頂き、本実験研究の意義を示して下さい下さった志甫主任研究員に深く感謝致します。

日本原子力研究所で毎日夜遅く、休みの日まで私の為に付き合って頂き、実験方法から修士論文の書き方など、御指導して頂き、大変御世話になった前原氏に深く感謝致します。

又同じく実験を手伝って頂いた渡辺氏、小荒井氏、鄭氏に深く感謝致します。

日本原子力研究所、高エネルギー加速器研究機構で研究への姿勢、考え方を示して頂き、実際の実験等で何から何まで大変御世話になり、修士論文の書き方などを御指導して頂いた中村助手に深く感謝致します。

私が山形で不在の時に、書類手続きなど代わってして下さい下さった研究室の方々にも深く感謝致します。

研究内容が異なる私を親切にして頂き居心地良くKEKにて過ごさせて頂き、お世話になったKEK-PSの皆様にも深く感謝致します。

生活の面でいつも心配して頂き、お世話になった戸田氏と奥様に心より感謝致します。

心の支えとなってくれた坂本泰信君、下崎義人君をはじめ友人達に心より感謝致します。

1998年2月 森本巖