The University of Osaka
Institutional Knowledge Archive

| | |
|---|---|
| Title | 誘導加速器の開発と自由電子レーザーへの応用に関する研究 |
| Author(s) | 秋葉, 龍郎 |
| Citation | 大阪大学, 1990, 博士論文 |
| Version Type | VoR |
| URL | https://hdl.handle.net/11094/1767 |
| rights | |
| Note | |

*The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA*

https://ir.library.osaka-u.ac.jp/

The University of Osaka

# 誘導加速器の開発と自由電子レーザーへの応用に関する研究

1990年1月

255
8
9159

秋　葉　龍　郎

I55
8
9154

# 内容梗概

本論文は著者が大阪大学大学院博士課程前期及び後期課程の５年間にわたって行った誘導加速器の開発研究及び自由電子レーザー（Free Electron Laser：ＦＥＬ）に関する研究の成果をまとめたものである。

自由電子レーザーは波長可変、高効率、大出力のレーザーとして近年注目されている。本研究の目的は。　「マイクロ波管、光励起レーザーなどの従来の光源では達成し得なかった数ｍｍから１００μｍの波長帯域で、波長可変、高効率、大出力の光源を自由電子レーザーにより開発する事、及びそれに付随する問題点を明かにする事」である。

著者は、自由電子レーザーのレーザー媒質となる、大電流、高エネルギーの電子ビームを発生・加速させる誘導加速器の設計開発を行い、エネルギー１ＭｅＶ～４ＭｅＶ、電流１０ｋＡ、パルス幅１００ｎｓの電子ビームを得た。このエネルギーの電子ビームを用いると、３００μｍから２ｍｍの波長の自由電子レーザーを発生させることができる。この電子ビームをヘリカルウィグラー中で伝搬させることにより、波長１ｍｍで、６００ｋＷの自由電子レーザーを得た。また、狭帯域の発振を目的として初めて導波管内に分布帰還型の共振器を組み入れ、特定波長での発振に成功した。電磁波の成長率、結合係数、及び周波数を相互に関連付ける事により、その発振機構を解明した。更に、テーパー化が可能な高精度平面ウィグラーの開発を行い、１００Ｗの超放射光を得ることができた。これにより、大出力（１００ＭＷ以上）の自由電子レーザーの見通しがたった。　本論文は６章より構成されている。

第１章は緒論であり、本研究の意義について述べる。

第２章は自由電子レーザーの原理、及びそのミリ波～サブミリ波帯での特徴を述べ、研究の方向づけを行う。

第３章は自由電子レーザーの媒質となる電子ビームを発生加速するための誘導加速器の設計、開発について述べる。ここでは、誘導絶縁材料に非晶質磁性体を用いる事により、装置の低コスト化、小型化が図れる事を示した。この誘導加速器によりエネルギー１ＭｅＶ～４Ｍｅ、電流１０ｋＡ、パルス幅１００ｎｓの電子ビームを発生した。電気エネルギーの９０％以上が電子ビームに変換され、誘導加速器が高効率で動作できる事を実証した。また、高輝度ダイオードの開発に関し、電子ビームの輝度の測定を行い規格化輝度１０$^{4}$A

/(rad･cm)$^2$を得た。このエネルギー及び及び輝度の電子ビームで、３００μmから２mmの自由電子レーザーを実現に使用し得ると予予測される。

第４章では、ヘリカルウィグラーを用いたＦＥＬの実験について述べる。エネルギー１．５ＭｅＶ、電流１００Ａの電子ビームをピッチ３０mmのヘリカルウィグラー中に伝送させることにより、波長１mmに於て出力６００kWの超放射光を得た。更に、分布帰還形の共振器を導波管内に組み込むことでスペクトルの先鋭化が行い、その結果が結合方程式より導かれる理論とよく一致する事を示した。

第５章では８段の誘導加速器で発生させたエネルギー３ＭｅＶの電子ビームを高精度の平面ウィグラーに伝送させる高出力ＦＥＬの基礎実験について述べる。テーパー化が可能なウィグラーの開発を行い、このウィグラー中に２００Ａの電子ビームの伝搬に成功し１００W級の超放射光を得た、光励起レーザーの入射により１００MW級のＦＥＬ出力が得られる見込みである。

第６章は結論であり、以上の５章で述べた研究成果を総括し、得られた知見をまとめた。

# 目次

第１章　緒論……1

第２章　自由電子レーザーの原理と特徴……4
２－１　自由電子レーザーの原理と特徴……4
２－２　自由電子レーザーの利得……6
２－３　自由電子レーザーにおける問題点……8
２－３－１　空間結合係数……9
２－３－２　電子ビームのエネルギー拡がり及びエミッタンス……9
２－３－３　ウィグラー精度……11
２－４　まとめ……11

第３章　誘導加速器の開発……13
３－１　まえがき……13
３－２　誘導加速の原理と基礎実験……14
３－２－１　誘導絶縁の原理……14
３－２－２　磁性材料……15
３－２－３　非晶質磁性体の層間絶縁と磁性体の幅……16
３－２－４　誘導電圧重畳装置プロトタイプ……18
３－３　誘導加速方式、超高電圧電源
(Super High Voltage Source)の開発……21
３－３－１　各部絶縁強度の評価……21
３－３－２　電子絶縁磁場……23
３－３－３　機械設計……23
３－３－４　磁性体のヒステリシスリセット……24
３－４　誘導加速器の動特性……27
３－４－１　パルスパワー装置……27
３－４－２　電子ビームダイオード……30
３－４－３　強磁場印加下のダイオード……30
３－４－４　動特性実験……31
３－５　加速電圧の安定化……34
３－６　ビーム計測技術の開発……36
３－６－１　エネルギー計測……36
３－６－２　エミッタンス計測……36
３－６－３　電流計測……37
３－７　ビーム伝搬実験……39
３－７－１　高エネルギー中電流密度ダイオード……39
３－７－２　縦磁場内ビーム伝搬……42
３－７－３　誘導追加速キャビティー……43
３－７－４　誘導追加速実験……44
３－８　まとめ……47

第４章　分布帰還形自由電子レーザーの研究……53
４－１　はじめに……53
４－２　自由電子レーザーの理論……53
４－２－１　強縦磁場印加時の自由電子レーザー……53
４－２－２　分布帰還形自由電子レーザーの理論……55

４－３　自由電子レーザーの実験……58
４－３－１　ヘリカルウィグラー……58
４－３－２　実験配置……58
４－３－３　電子ビーム伝搬実験……60
４－３－４　超放射光の計測……62
４－３－５　実験結果及び考察……63
４－３－６　分布帰還形自由電子レーザーの実験……64
４－３－７　分布帰還形自由電子レーザーの実験の検討及び考察……65
４－４　まとめ……68

第５章　大出力自由電子レーザーの基礎研究……71
５－１　はじめに……71
５－２　高精度ウィグラーの開発……71
５－３　大出力自由電子レーザーのシミュレーション……74
５－３－１　ウィグラーのテーパー化……74
５－３－２　１次元解析によるシミュレーション……74
５－４　大出力自由電子レーザー実験……76
５－４－１　ウィグラー内のビーム収束及び伝搬……76
５－４－２　ウィグラーへのビーム入射とウィグラー中での伝搬……78
５－４－３　ＦＥＬ実験……80
５－４－４　大出力ＦＥＬへの課題……82
５－５　まとめ……83

第６章　結論……86

謝辞……88

付録……89

業績目録……92

# 1 章　緒論

自由電子レーザー（Free Electron Laser ：ＦＥＬ）は相対論的な電子ビームと電磁波との共鳴的な相互作用により、コヒーレントな電磁波を発生させるものである。ＦＥＬの最初の実験は１９７６年～１９７７年にスタンフォード大学のＪ．Ｍａｄｅｙらによって行われ[1-3]、 波長３．４μｍの遠赤外光の発振に成功した。それ以来ＦＥＬは波長可変、高効率、大出力など 既存のレーザーにない特徴を実現するための研究が続けられている。

また、１９６０年代のＪ．Ｃ．Ｍａｒｔｉｎによる高電圧、大電流発生技術（パルスパワー技術）の開発[4]により、高出力の相対論的電子ビーム（Relativistic Electron Beam ：ＲＥＢ）の利用が可能となった。 パルスパワーによるＲＥＢは発生効率が高く、大出力、大電流を安価に得られる利点を持っている。これらの技術即ちＦＥＬとパルスパワーによるＲＥＢをむすびつける事により大出力（１００ｋＷ以上）のレーザーの発振が期待される。

一波長数ミリメートルより長波長の領域ではジャイラトロン、マグネトロン等の比較的高効率で、高出力の光源が既に存在する。しかし、サブミリ波帯域より短波長域では、高出力で動作しない。一方、光励起レーザーはサブミリ波帯での発振が可能であるが、波長可変性はあまりない、従って、１ｍｍ以下の波長での高出力放射光の利用にはＦＥＬが重要となる。電子の高周波加速の高勾配化にはミリ波からサブミリ波帯の電磁波が必要である。パルスパワー技術により発生される電圧は一般的に１ＭＶ程度である。ＦＥＬの波長は主にウィグラーと呼ばれる周期磁界のピッチとレーザー媒質となる電子ビームのエネルギーによって決まる。ウィグラーのピッチは余り小さくすることができないので（通常は数ｃｍ）、パルスパワー装置による電子ビームを用いたＦＥＬの波長は、特殊なウィグラーを用いない限りマイクロ波の領域に留まってしまう。そこで、高出力ＦＥＬの短波長化を実現するには、誘導電圧重畳による電子ビームの高エネルギー化が必要である。図１－１に既存の光源の波長と出力を示す。図中に斜線で示したＡＣＨＩＥＶＡＢＬＥ　ＲＥＧＩＯＮは開発した誘導加速器によって実現可能なＦＥＬの波長と出力を示す。

著者は大出力ＦＥＬの実現が期待されるパルスパワー装置による電子ビーム

を用いたＦＥＬの開発について研究を行った。この結果を以下の５章にまとめる。第２章では自由電子レーザーの原理及び特徴について述べる。第３章では、電子ビームの高エネルギー化を目的とした誘導加速器の設計、開発およびその動特性について述べる。第４章では、４段の誘導加速器より発生させた１．５ＭｅＶの電子ビームを用いたＦＥＬの開発について述べる。このＦＥＬ実験では波長１ｍｍ、出力６００ｋＷの超放射光を得た。図１－１に☆印でこれを示す。特に分布帰還形の共振器を組み込んだＦＥＬにより特定の波長（1.1mmと1.3mm）での発振を確認した。第５章では、８段の誘導加速器により発生させた３ＭｅＶの電子ビームを用いた平板ウィグラー型ＦＥＬの開発について述べる。磁場変動２％以内の高精度ウィグラーを開発し、そのウィグラーに２００Ａの電子ビームを伝搬させることに成功した。１００Ｗレベルの自由電子レーザーを検出した。第６章は、結論であり第２章～第５章で得られた成果を取りまとめ、本研究の総括を行う。本研究で開発を行った誘導加速器及びＦＥＬに関する装置の形式を表１－１に示す。

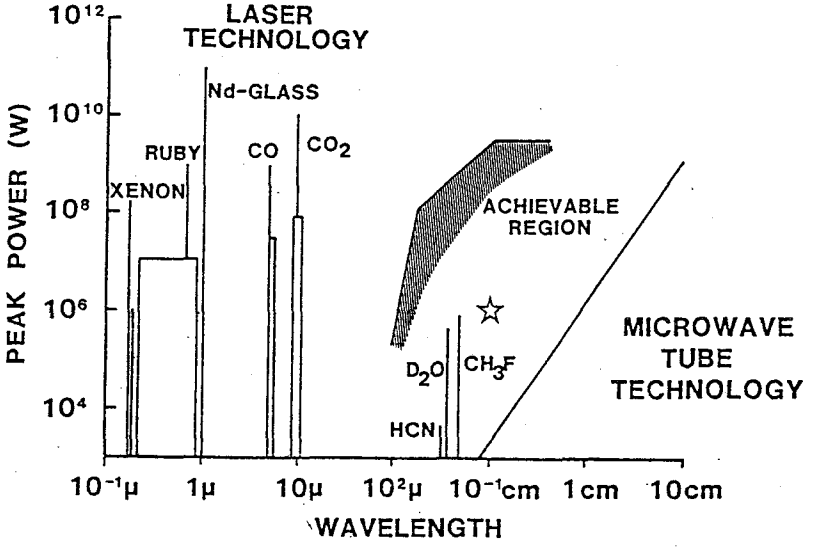



図１－１　既存の光源と波長と出力と開発した誘導加速器により達成可能なＦＥＬの波長と出力

表１－１　２種のＦＥＬ実験（第４章、第５章）と
用いた装置の形式

| | | 第４章 | 第５章 |
|---|---|---|---|
| 電子ビーム | 誘導加速器 | ４段 | ８段 |
| | エネルギー | １．５－２ＭｅＶ | ３－４ＭｅＶ |
| | ダイオード | 磁場含浸型 | 磁場シールド型 |
| 自由電子レーザー | ウィグラーのタイプ | ヘリカル | 平面テーパー |
| | 共振器 | 分布帰還形 | なし |

## 参考文献


1) J.M.J. Madey
J.Appl.Phys. 42, 1906 (1971).

2) L.R.Elias, W.M.Fairbanks, J.M.J.Madey, H.A.Schwettman and T.I.Smith
Rhys. Rev. Lett. 36, 717 (1976).

3) D.A.G.Deacon, L.R.Elias, J.M.J.Madey, G.J.Raiman, H.A.Schwettman and T.I.Smith
Rhys. Rev. Lett. 38, 892 (1977).

4) J.C.Martin
AWRE Report,SSWA/JCM/704/49, UKAEA Aldermaston, England (1970).

# 第２章　自由電子レーザーの原理と性質

## ２－１　自由電子レーザーの原理と特徴[1-3]

自由電子レーザー（Free Electron Laser：ＦＥＬ）は相対論的な電子ビームと電磁波との共鳴的な相互作用によりコヒーレントな電磁波を発生させるものである[1-3]。一般には電子ビームを周期磁界（Wiggler）中に打ち込み、誘導放射光を発生させる。

ウィグラーには平面内で磁場の極性が交互に変わる平面ウィグラー（Planar Wiggler）及び磁場の極性が電子ビームの進行方向に沿って回転するヘリカルウィグラー（Helical Wiggler）の２種類がある。本論文中第４章ではヘリカルウィグラーを、第５章では平面ウィグラーを扱っている。ＦＥＬは、通常のレーザーの様に発振波長が原子、分子或は固体中での電子のエネルギー準位により束縛されない。このため、周波数を連続的に変えられるという特徴を持ち、電子ビームのエネルギー或はウィグラーの磁場強度を変える事により発振波長を変化させる事ができる。もう１つの自由電子レーザーの特徴は電子ビームのエネルギーが直接光エネルギーに変換されるために高効率のレーザーを実現し得る可能性がある事である。

ＦＥＬの共鳴条件を導出する。ウィグラー磁場の波数を$k_w$とすると、放射光の波数をｋ、角周波数をωとする。これらの電磁場の合成波であるポンディラモーティブ波の位相速度$v_{ph}$と電子ビームのｚ方向の速度$v_z$が近い時に相互作用が最も強い。このときω／（ｋ＋$k_w$）≃$v_z$であるので、ω＝ｃｋである事からＦＥＬの波長は、

$$\lambda = \lambda_w (1-\beta_z)/\beta_z$$
$$\simeq \frac{\lambda_w}{2\gamma_z}$$
$$= \frac{\lambda_w}{2\gamma^2}(1+K^2) \qquad (2-1)$$

となる。ここで、λwはウィグラーのピッチ、γは電子ビームのエネルギーを表すローレンツ因子である。βは電子の光速に対する比速度で、β＝ｖ／ｃ、添え字ｚはｚ方向成分を表し、$\gamma_z = (1-\beta_z^2)^{-1/2}$である。Ｋはウィグラーのピッチと磁場強度から決まるパラメーターで、Ｋパラメーターと呼び、

$$K = \frac{eB_w\lambda_w}{2\pi mc} \quad \text{（ヘリカルウィグラーの場合）} \quad (2-1-a)$$

$$K = \frac{eB_w\lambda_w}{2\sqrt{2}\pi mc} \quad \text{（平面ウィグラーの場合）} \quad (2-1-b)$$

である。ウィグラーのピッチは構造上の制約から余り短くできないことから、ＦＥＬの短波長化には、電子ビームの高エネルギー化が必要である。たとえば、波長１００μｍのレーザーを得るには、Ｋ＝１、λｗ＝１ｃｍの場合４ＭｅＶのエネルギーが必要である。図２－１にＫ＝１、ウィグラー周期を１、３、６ｃｍのときに、エネルギーを２－４ＭｅＶとした場合のＦＥＬの出力波長を示す。

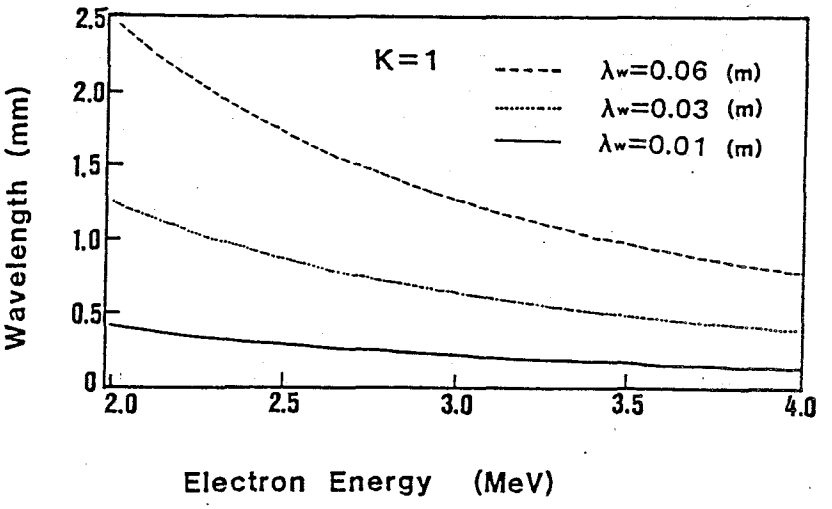



図２－１　ビームエネルギーとＦＥＬの波長

## 2－2　自由電子レーザーの利得

前節で述べたように、ウィグラー中で電磁波と電子ビームが共鳴的に相互作用したとき、電子はエネルギー変調を受ける。エネルギー変調はある程度の距離を伝搬した後、電子ビームの密度変調を引き起こす。いま、電磁波が初めから存在するとして、この電磁波の共鳴条件を満たすエネルギーよりもエネルギーが僅かに高い電子が入射したとする。加速相の電子は、エネルギー変調により共鳴条件からのずれが大きくなり、加速相から減速相への移動が起こる。一方減速相の電子はエネルギー変調の結果共鳴状態により近付くため減速相に滞在し続ける。以上の結果、電子は電磁波の周期で密度変調を受け、減速位相に集群化する。

大電流電子ビームを用いる自由電子レーザーはラマン領域と高利得コンプトン領域に分けられる。これは、電子ビームと電磁波強度の大小関係から決まり、各波数の結合は次の分散式で表される。

$$
\begin{aligned}
&(k-k_{em})(k-k_{-})(k-k_{+})=-\alpha^2\\
&\alpha^2=F(\omega_b^2/c^2/2\gamma_0)\beta_w 2\beta_{z0}^{-2}k_w\\
&k_{em}=(\omega^2-F\omega_b^2/\gamma_0)^{1/2}/c\\
&k_{\pm}=(\omega-v_{z0}k_w\pm\omega_b/\gamma_z\sqrt{\gamma_0})/v_{z0}
\end{aligned}
\qquad (2-2)
$$

また、$\alpha$は結合係数、$k_{em}$は電磁波モードの波数で、$k_{\pm}$は電子ビーム正負の空間電荷波の波数であり。

$$
\begin{aligned}
&\omega_b=(4\pi|e|^2n_b/m_0)^{1/2},\\
&\beta_w=eA_w/(\gamma_0 m_0 c^2)\\
&A_w=B_w/k_w\\
&F=\sigma_b/\sigma_R
\end{aligned}
$$

ここで、$\omega_b$は電子ビームのプラズマ周波数、$n_b$は電子ビームの密度、$\beta_w$は電子ビームのウィグラーによって生じる横方向比速度である。$A_w$はウィグラー磁場のベクトルポテンシャルであり、Fはフィリングファクターで、電子ビーム

と電磁波の空間的結合を表す。$\sigma_b$、$\sigma_R$はそれぞれ、電子ビームと放射光の断面積である。

電子ビームの密度が充分小さい場合、ビームの密度変調によって引き起こされる静電場の効果はポンディラモーティブ力に比べて無視できる。この時の誘導放射は、個々の電子の放射光の重ね合わせで表現できるため高利得コンプトン領域の自由電子レーザーとなる。この場合$k_{\pm}$の中の$\omega_b/\gamma_z\sqrt{\gamma_0}$が無視できるため$k_{\pm}=\omega/v_0-k_w$となる。最大利得は$k_{em}=\omega/v_0-k_w$の時に起こり次のようになる。

$$\Gamma=\frac{\sqrt{3}}{2}F^{1/3}\left(\frac{\beta_w^2\omega_b^2k_w}{2\gamma_0c^2}\right)^{1/3} \qquad (2-3)$$

コンプトン領域であるための条件は

$$\beta_{crit}=F^{-1/2}(2\omega_bc^2/v_{z0}^3\gamma_0^{1/2}\gamma_z^3k_w)^{-1/2} \qquad (2-4)$$

とすると$\beta_{crit}\gg\beta_w$である。

一方電子ビームの密度が充分大きい場合は、$k-k_+=k_--k_+$と置き換えられ、最大利得は$k_{em}=k$のときで

$$\Gamma=\beta_wF^{1/2}(\omega_b\gamma_zk_w/4\sqrt{\gamma_0c})^{1/2} \qquad (2-5)$$

である。

誘導放射により電子ビームが減速すると、減速位相に集群化した状態が保持できなくなり、加速相に電子ビームが分布するようになる。この結果放射光の飽和もしくは減衰が起こる。飽和時の電子ビームから光エネルギーへの変換効率$\eta$は飽和時での電子ビームのエネルギーを$\gamma_sm_0c^2$とすると$(\gamma-\gamma_s)/\gamma$である。小振幅のレーザー光では利得に対する共鳴幅$\Delta\gamma$に対し$\gamma_s\geqq\gamma-\Delta\gamma$となる。従って変換効率は、高々$\Delta\gamma/\gamma$となる。ビームエネルギーの回

収機能をもつ装置ではビームエネルギーの実効的な巡回回数N倍だけ効率が高くなり、$N\Delta\gamma/\gamma$となる。

高強度のレーザーを入射して、共鳴幅を広げ、捕捉電子を増やし、効率を上げることも可能である。レーザー振幅とビームエネルギーの共鳴幅の関係は次のように表される。

$$\left(\frac{\Delta\gamma}{\gamma}\right)_{trapp} = \frac{K}{(2+K^2)^{1/2}}\left(\frac{A_s}{A_w}\right) \qquad (2-6)$$

ここで、$A_s$及び$A_w$はそれぞれ、放射光及びウィグラーのベクトルポテンシャルである。

また、5章で述べるように1回の相互作用での変換効率を高めるために、ウィグラーのパラメーターを電子ビームの減速にしたがって共鳴条件を維持し続ける様に変化させる方法もある。このKパラメーターを変える方法により、初期のKパラメーターをK（0）、ウィグラー終端でのKパラメーターをK（L）とすると

$$\left(\frac{\Delta\gamma}{\gamma}\right)_{trapp} = \frac{1}{4}\left(K^2(0) - K^2(L)\right) \qquad (2-7)$$

となる。Kを2から1に変化させれば理想的に変換効率は75％となる。実際は、次節で述べるビームのエミッタンスやウィグラー磁場精度等の影響により捕捉効率は高々50％程度になる。

## 2－3　自由電子レーザーにおける問題点

自由電子レーザーの超放射光は媒質である電子ビームとウィグラーの性質に大きく依存している。表2－1にその関係するパラメーターを示す。
短波長、大出力のFELには、高エネルギーで、エネルギー拡がりの少ないビームが必要である。

表２－１　ＦＥＬの特性を支配する主なパラメーター

| ＦＥＬの<br>の特性 | 電子ビーム | ウィグラー | その他 |
|---|---|---|---|
| 波長 | エネルギー（$\gamma$） | 周期長（$\lambda_w$）<br>磁場強度（Ｂ） | 遮断周波数<br>（$\lambda co$） |
| 効率 | エネルギー（$\gamma$）<br>エネルギー拡がり<br>（$\Delta\gamma/\gamma$）<br>エミッタンス（$\varepsilon$） | 磁場強度（Ｂ）<br>精度<br>（$\Delta\lambda_w/\lambda_w$、<br>$\Delta B/B$） | 入力光強度<br>空間結合係数（Ｆ） |
| 出力<br>（利得） | エネルギー（$\gamma$）<br>電流　（Ｉ）<br>断面積（電流密度）<br>（$r_b$，$j_e$）<br>輝度Ｂ | ピッチ数（Ｎ）<br>磁場強度（Ｂ）<br>テーパー化率 | 入力光強度<br>導波管断面形状<br>導波管損失 |

２－３－１空間結合係数

ＦＥＬは電子ビームと電磁波の共鳴を基本動作としているのでレーザー光とレーザー媒質の空間結合が効率を制限する。フレネル係数が０．１以下であると電磁波はマイクロ波的な動作をするが、このときは導波管の断面積を電子ビームの断面積にできるだけ近づける事が空間結合係数Ｆを上げることになる。

２－３－２　電子ビームのエネルギー拡がり及びエミッタンス[4]

電子ビーム断面内の各位置で、電子の傾きは一意的に決まらず分布がある。

即ち、電子位置をR、傾きをdR／dzとすると、電子ビームはR、dR／dzのはる位相空間で面積を持っているこの面積をエミッタンスという。エミッタンスの単位はrad・cmを通常用いる。また、個々の電子のエネルギー拡がり（$\Delta\gamma/\gamma$）もある。これらを低減する事が自由電子レーザーの効率を上げるために必要である。一般に電子ビームのεとFELの波長λとの関係は、電磁波とビームのオーバーラップ面積で、見積られ、

$$\lambda = \pi\varepsilon \qquad (2-8)$$

が、一応の尺度である。従って、波長300μmを目標とすると、エミッタンスは0．03rad･cm以下でなければならない。この条件は、エネルギー4MeVで、100Aの電子ビームの場合、規格化輝度$1.4\times10^{4}$(A/(rad･cm)$^2$)に相当する。ここで、規格化輝度は

$$B_n = I/(\varepsilon\beta\gamma)^2$$

で、定義される量である。

有限のエミッタンスがあるとビームの軸方向速度$\beta_z$にも拡がりができる。そのため軸方向のエネルギー$\gamma_z=(1-\beta_z)^{-1/2}$にも拡がりがある事となり、およそ次の関係が成立する。

$$(\Delta\gamma_z/\gamma)_E = \varepsilon_n/2r^2 \qquad (2-9)$$

このエミッタンスによるエネルギー拡がりと、電子ビーム本来の実際のエネルギー拡がり（$\Delta\gamma_0/\gamma$）の総和を全体のエネルギー拡がりとして評価すると

$$(\Delta\gamma/\gamma)_t^2 = (\Delta\gamma_0/\gamma)^2 + (\Delta\gamma_z/\gamma)_E^2 \qquad (2-10)$$

である。エネルギー拡がりの利得に対する影響は複雑であるが、利得は$[4\pi N(\Delta\gamma/\gamma]^{-2}$で減衰すると考えられる。
エネルギー拡がり及びはエミッタンスの周波数拡がり$\Delta\lambda/\lambda$に対する影響は、

$$\Delta\lambda/\lambda^2 = 2(\Delta\gamma/\gamma) \qquad (2-11)$$

である。

### 2－3－3　ウィグラー精度

ウィグラーの波長をλとすると、ウィグラーの波長精度Δλ／λ、磁場精度ΔＢ／ＢもＦＥＬの効率を制限する要因となる。また周波数広がりにも影響し

$$\Delta\lambda/\lambda = (\Delta\lambda/\lambda)_B + (\Delta\lambda_w/\lambda_w) \qquad (2-12)$$

$$(\Delta\lambda/\lambda)_B = 2K^2/(1+K^2)(\Delta B/B) \qquad (2-13)$$

となる。

### 2－4　まとめ

大出力のＦＥＬには、大電流の電子ビームが必要であり、この電子ビームはエネルギー拡がりが小さく、低エミッタンスのものが要求される。ＦＥＬを実現するには、先ず第一に目標とする波長を発生できるエネルギーの電子ビームが必要である。第二に、この電子ビームをウィグラー中に伝搬させる技術が必要である。さらに、ＦＥＬの波長拡がりを抑えるには、共振器の導入、また、ビームの高品質化及びウィグラーの高精度化が必要である。例えば、波長拡がり５％を実現するには、ウィグラー精度を３％以下、エネルギー拡がり及びエミッタンスによるエネルギー拡がりをそれぞれ、１．５％いかに抑える必要がある。

### 参考文献


1) Thomas C.Marshall
"FREE ELECTRON LASERS"
Macmillan (1985)

2) U.Bizzarri, F.Ciocci, G.Dattoli, A.De.Angelis, E.Fiorentino, G.P.Gallerrano, T.Letardi, A.Marino, G.Messina, A.Renieri,

E.Sabia and A.Vignati
"The free-electron laser: status and perspective"
Rivista del nuovo ciment 10 1 (1987)

3) C.W.Roberson and P.Sprangle
"A review of free electron laser"
Phys.Fluids B1 (1989)

4) C.W.Roberson
"Free-electron laser berm quailty"
IEEE J.Quantum Electron. Vol.QE-21, 860 (1985).

# 第３章　誘導加速器の開発

## ３－１　まえがき

数ｍｍから１００μｍまでの短波長領域で動作する大出力（ＭＷ～ＧＷ）の自由電子レーザーを実現するためには、電子ビームは次に示す条件を満たしていなくてはならない。

（１）高エネルギー・・・・・・・・・２ＭｅＶ～４ＭｅＶ以上
（２）大電流・・・・・・・・・・・・数１００Ａ～数ｋＡ以上
（３）エネルギー変動が少ない・・・$\Delta\gamma/\gamma \sim 1/N$以下　（時間的）
（４）エネルギー拡がりが小さい・・$\Delta\gamma/\gamma < 1/N$以下　（空間的）
（５）高輝度・・・・・・・・・・・・$I/(\beta\gamma\varepsilon)^2 \sim 10^3 A/(rad\cdot cm)^2$以上
（６）長パルス・・・・・・・・・・・数ｎｓ以上（発振を考えると１０ｎｓ以上）

ここでＮはウィグラーのピッチ数である。

（１）のエネルギーは（２－１）式から決まるパラメーターであり、（２）の電流はＦＥＬの出力から決まる。例えば、電子ビームからＦＥＬへの効率が３０％として、１ＧＷのＦＥＬを得るには、３ＧＷの電子ビームが必要となる。これはエネルギー３ＭｅＶの場合、電流１ｋＡに対応する。（３）（４）及び（５）は自由電子レーザーの効率、波長の拡がりに効く。（６）は、ＦＥＬの単パルス動作でＦＥＬ動作をするだけでは、数ｎｓで充分であるが共振器によるスペクトルの先鋭化、大出力化を考えると共振器間の光の往復回数をｎ、共振器長をＬとすると、パルス幅τは$\tau = (2n+1)L/c$となる。例えばＬ＝１ｍの共振器間を１回往復した共振器が、再び増幅されるためには１０ｎｓ以上のパルス幅が必要となる。

このような高エネルギービームを得るために、また慣性核融合用エネルギードライバーとしての高エネルギーイオンビーム研究のために、誘導加速器の開発を行った。誘導加速器[1-3]は１９６４年にN.Christfilosによって提唱された加速器であり、主にアメリカのリヴァモア研究所で開発されてきた。誘導加速器は大電流である事が特徴である。パルス幅はＲＦライナックが高周波加速であるためミクロパルスでピコ秒レベルである[4]のに対して、数１０ｎｓ～

数１００ｎｓと比較的長い。誘導加速器にはコア方式（Ａｓｔｒｏｎ型）、径方向パルスライン方式（Ｒａｄｌａｃ型）[5]、自動加速方式（Ａｕｔｏ Ａｃｃｅｌｅｒａｔｉｏｎ型）[6]、ベータトロン方式がある。径方向パルスライン方式は、ＦＥＬの発振に充分な１００ｎｓレベルの比較的長いパルスを得ようとすると、加速モジュールが径方向に大きくなってしまい不経済である。自動加速方式は、電圧をＮ倍だけ上げるとパルス幅が１／Ｎになり、長パルスは望めない。ベータトロン方式は大出力ＦＥＬ実験に必要なｋＡ以上の大電流は困難であり、大出力ＦＥＬを指向した装置としては適当でない。また、伝送が困難な軽イオンビームには適さない。一方コア方式は誘導絶縁による電圧重畳を行い、高電圧を１ヶ所のダイオードに印加する事が可能であり追加速の困難なイオンビームダイオードにも適しているため、この方式を採用した。

## ３－２誘導加速の原理と基礎実験

### ３－２－１　誘導絶縁の原理

誘導加速は誘導電界による加速であり、原理は変圧器と同等である。電源に接続されている側を変圧器の一次側、粒子ビームが二次側を形成する。誘導加速段をＮ段積み重ねる事により１：Ｎの変圧器となり、段数に比例して電圧をＮ倍にする事ができる。一次側と二次側の結合を強くするために強磁性体を通常用いるが、一次側と二次側が磁気的に結合せずに電気的に接続しているときは、誘導絶縁（Inductive Isolation）によって電圧は重畳される。

誘導絶縁による電圧重畳の原理を図３－１で説明する。図３－１で$I_L$はトロイダル形状の磁性体コアを取り囲むようにして流れる電流路であり、$I_D$の電流路は電子ビーム発生部であるダイオードを流れる電流路である。磁性体の透磁率が大きい時はインダクタンスが大きく、$I_L$にはほとんど電流が流れない。一方$I_D$の電流路では電源が直列に接続されている。従ってパルス電圧が印加されている間、磁性体の透磁率が充分大きければ、誘導絶縁により電圧が重畳される事になる。誘導電圧重畳装置では中心導体（カソードストーク）を用いて$I_D$の電流路にかかる電圧をダイオードに集める。一方、誘導追加速キャビティーとして誘導加速器を用いる場合は中心導体の代わりに電子ビームがあることになるが電圧重畳の原理は同様である。

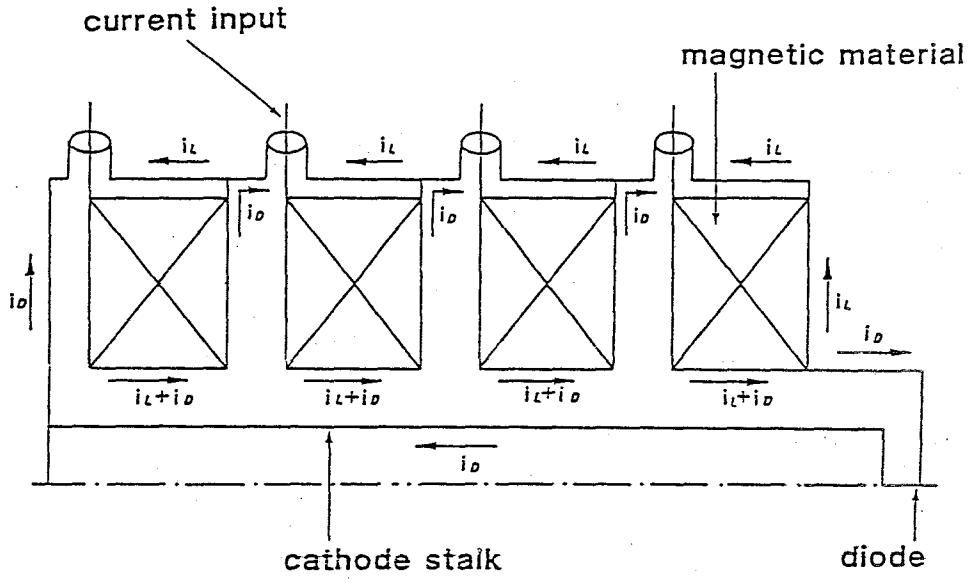



図３－１　誘導絶縁による電圧重畳の原理

印加電圧パルスとコアの関係はファラデーの法則で説明される。

$$\int_0^{t_0} V\,dt = \phi \qquad (3-1)$$

$$= (\Delta B S)$$

ここで、Ｖは印加電圧、φ及びΔＢは時刻0から$t_0$までの磁束変化量及び磁束密度変化量、Ｓは磁性体の断面積である。一般に高透磁率磁性体を用いる事により装置の小型化が図れる。（コアの断面積は磁性体の比透磁率を$\mu_r$とすると、用いない場合の$\mu_r$分の１になる。）以上の議論から分かるように磁性体は誘導加速器の中で最も重要な部分であり、磁性材料は次の条件を満たしていなくてはならない。

（１）　磁束密度変化量が大きい事。

（２）　所要の周波数帯域で高い比透磁率を有している事。

３－２－２　磁性材料

磁性体の磁束変化量Δφが印加電圧の時間積分値以上必要であるので、装置の小型化の観点から磁束密度変化量の大きな磁性体を選定する事が、装置設計で最も重要な鍵となる。従来は、誘導加速器用の磁性体としてフェライトが主に用いられてきたが、１９７０年代からＡｌｌｉｅｄ社などにより開発された磁束密度変化量の大きい非晶質磁性体に注目し各磁性体の比較検討を行った。表３－1に候補となる磁性体の特性をあげる。$B_s$は飽和磁束密度、$B_r$は残留磁束密度である。磁束密度変化量ΔＢはこれらの和となる。フェライトは磁束密度変化量が小さい。また製造工程で金型成型を行うため価格が高いため不適当である。このため、価格がフェライトに比べて半分以下で磁束密度変化量の大きい硅素鋼と非晶質磁性体が候補となる。非晶質磁性体は結晶構造をもたないため磁気異方性が小さい。従って、比較的小さい磁界で容易に磁化ベクトルの向きを変える事ができる。すなわち結晶状態と比べて高透磁率であり、鉄損が小さい。また硅素鋼に比べて電気抵抗が高く、板厚が薄い事から、優れた高周波特性を示す。このような特徴をもつために主に変圧器の省エネルギー効果の点で注目されている材料である。またパルスパワー技術の分野では磁気スイッチとして使われ始めている[7,8]。

### ３－２－３　非晶質磁性体の層間絶縁と磁性体の幅

非晶質磁性体はＭＨｚの領域では表皮効果を考慮しなくてはいけない。表皮の厚さをδとすると、板厚が２δ以上であると、有効に磁性体として働かない部分が生じる。

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega \mu \sigma}} \qquad (3-2)$$

ここで、ωは角周波数(rad/s)、μは透磁率、σは導電率（Ωｍ）$^{-1}$である。２０ＭＨｚの高周波電界下では、$\sigma = 8 \times 10^7$、$\mu_r = 600$であるのでδ＝５．３μｍとなる。そのため磁性体薄膜の層間に絶縁物を巻き込めば、使用する磁性体の断面積を有効に利用する事ができる。層間にかかる電圧は、（３－

表３－１　強磁性体の特性

| | | 飽和磁束密度 $B_s$（T） | 残留磁束密度 $B_r$（T） | 抵抗率　ρ（μΩ・cm） |
|---|---|---|---|---|
| フェライト | | 0．33 | 0．11 | $10^7$ |
| 硅素鋼 | | 1．70 | 1．40 | 50 |
| 非晶質磁性体 | 熱処理なし | 1．40 | 0．60 | 125 |
| | 被熱処理 | 1．42 | 0．95 | 125 |

１）式の微分形

$$V = (\partial B / \partial t) S$$

において、断面積Ｓに磁性体一層の断面積ｄｗを代入して得られる

$$V = (\partial B / \partial t) dw \qquad (3-3)$$

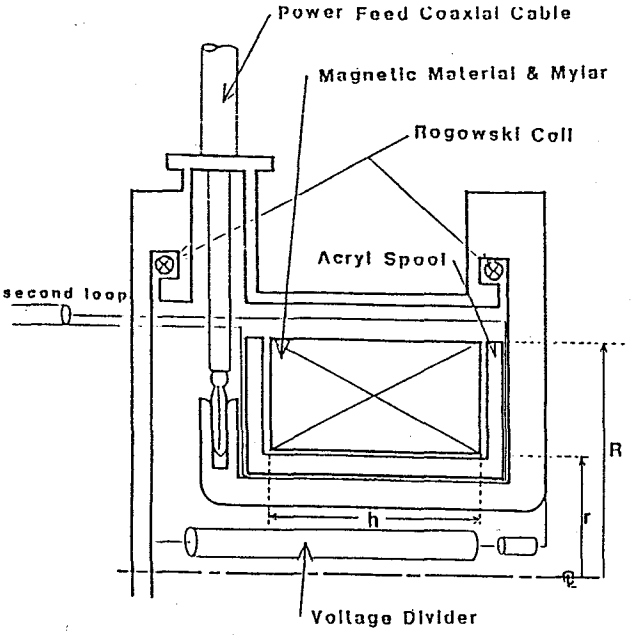
で求められる[9]。ここでｄは磁性体の厚さ、ｗは磁性体の幅である。この電圧は、印加電圧を磁性体の層数とコアの個数の積で割った値に等しい。しかし絶縁するためには、次の二点に留意しなくてはいけない。先ず第一に、飽和波（Saturation Wave）の伝搬によりパルスの前半ではコアの内側の方の∂Ｂ／∂ｔが外側に比べて大きく時間が進むにつれて外側の∂Ｂ／∂ｔが大きくなる。このため∂Ｂ／∂ｔのピーク値は平均値の２倍程度になる[10]。第二に非晶質磁性体の表面粗さにより電界集中がおこり、比較的低い電界強度で絶縁破壊がおこる[11]。例えば、２枚の６μｍ厚のポリエステルフィルムの絶縁破壊電圧は、電極がアルミの場合５ｋＶであるが非晶質磁性体間では２ｋＶになる[12]。

このように絶縁物を巻き込む事により、トロイダルコアの断面積に対する磁性体の割合が減少する。トロイダルコアの占積率を$f = S_{mag} / S_{cor}$と定義する。ここで$S_{mag}$は磁性体の断面積、$S_{cor}$は巻枠を含んだトロイダルコアの断面積である。

### ３－２－４　誘導電圧重畳装置プロトタイプ

誘導絶縁による電圧重畳の原理を確認し、また磁性体の特性を把握するために、図３－２に示すプロトタイプ装置を製作し実験を行った。電流$I_D$、$I_L$の測定にはロゴスキーコイルを用いた。

トロイダルコアの大きさ内径６０ｍｍ、外径１２０ｍｍ、幅６０ｍｍである。




$$L=\mu \frac{fh}{2\pi} \ln(R/r)$$

f:packing factor

図３－２　誘導加速器プロトタイプ

コンデンサー（１９６ｎＦ）の放電電圧を５０Ωの同軸ケーブルを通してプロトタイプに印加した。プロトタイプは磁性体によりインダクタンス負荷として働き、ＬＣ直列回路となる。

電圧重畳効果の確認を以下のようにして行った。プロトタイプを順次積み重ね、入力電圧と$I_D$の電流路にかかる電圧（出力電圧）を抵抗分圧により測定した。段数と出力電圧を示したものが図３－３である。段数に比例して電圧が重畳されている。入力ケーブルの本数により出力電圧が違うのは負荷側のインピーダンスが高いので反射しているためである。

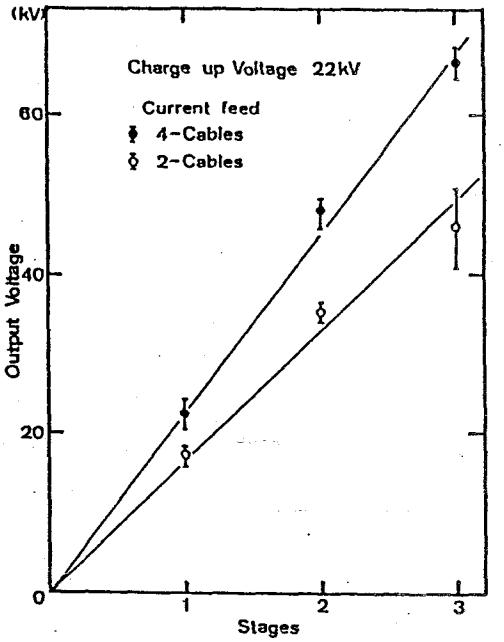



図３－３　誘導加速器プロトタイプによる電圧重畳

次に磁性材料について検討を行った。硅素鋼と非晶質磁性体（$Fe_{78}B_{13}Si_{19}$）について比較検討を行った。プロトタイプへの入力電流をロゴスキーコイルで計測し、この電流波形から磁性体の比透磁率を求めた。磁性体が飽和するまでの時間が１００ｎｓの時、硅素鋼では$\mu_r$＝２００、非晶質磁性体では$\mu_r$＝６００となった。硅素鋼の透磁率は非晶質磁性体のそれに比べ３分の１程度で損失電流が大きい事が分かった。

非晶質磁性体は磁歪λが$3\times10^{-5}$と比較的大きいため、材料を製作した段階では磁気異方性が残る。これを除去するためには結晶温度以下の高温で磁界をかける熱処理を施さなくてはならない。変圧器用として開発された価格の安い非晶質磁性体（$Fe_{78}B_{13}Si_{19}$）の焼き入れ処理を施したもの（Annealed）と施さないもの（As Cast）の２種類について比較検討を行った。得られた磁性体の履歴曲線を図３－４に示す。横軸が磁界で図中の●－●、▲－▲の間隔は１０ｎｓの時間間隔を表す。

得られた履歴曲線から、実際の誘導加速器内での磁性体の動作を評価するた

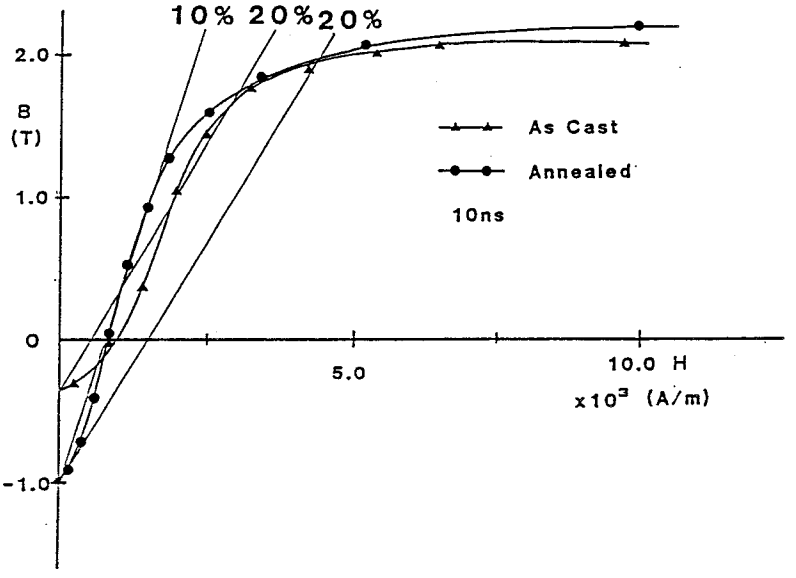



図３－４　非晶質磁性体の履歴曲線
（図中の傾線は電流損失条件を透磁率で示した。）

めに等価回路解析を行った。等価回路を図３－５に示す。実際の誘導加速器では、パルス成形ラインで立ち上がり時間がパルス幅に比べて短いパルスを印加するため矩形波として、印加電圧は電圧をＶ、パルス幅をτとする。そして、ダイオードのインピーダンスをＲ、$I_L$の電流路のインダクタンスをＬとする。ここにＬは、

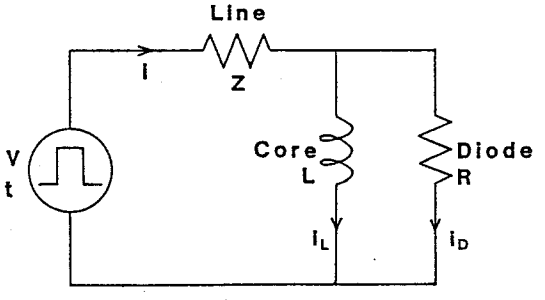



図３－５　誘導加速器の簡易等価回路

$$L = n f \mu / (2\pi) H \ln (R_o / R_i) \qquad (3-4)$$

で与えられる。$R_o$、$R_i$、Ｈはそれぞれコアの外半径、内半径、幅、ｎはコアの数、ｆは前節で定義した占積率である。ラインのインピーダンスはＺとし、ダイオードのインピーダンスはラインのインピーダンスと整合がとれているとする。 これから、パルスが印加されてからτ秒後のコアを流れる電流$I_L$とダ

イオードを流れる電流$I_D$は

$$I_L = V\tau / 2L \qquad (3-5a)$$

$$I_D = V(1 - Z\tau / 2L) / 2Z \qquad (3-5b)$$

となる。これらの式に$\tau$＝１００ns、Ｒ＝Ｚ＝１２．５Ωを代入して、全電流（$I_L + I_D$）に対する損失電流（$I_L$）の比をインダクタンスに対する条件に置き換える事ができる。これよりインダクタンスに対する要請は損失電流を１０％とした時Ｌ＝１２μＨ、２０％とした時Ｌ＝５．６μＨと求められる。

一方ファラデーの法則から

$$V\tau = \Delta B f R_o H \ln(R_o / R_i) \qquad (3-6)$$

なる関係式が導かれ、材料により形状が決まる。Ｈ＝０．２ｍ、Ｒo＝０．４１５ｍ、Ｒi＝０．２０５ｍ、ｆ＝０．２とおいた時の形状を用いて先のインダクタンスに対する要請を透磁率に書き換えたものが図３－４の直線である。これから、焼き入れを施した非晶質磁性体（$Fe_{78}B_{13}Si_{19}$）で２０％の損失を９５ｎｓの間維持できる事になる。誘導絶縁段では、絶縁物の機械強度から２５μｍの厚とし、材質は安価なポリエステルフィルムを選んだ。また、沿面放電を避けるために磁性体の幅１００ｍｍに対して、１２０ｍｍのものを用いた。このためｆは０．２と低くなり、コアとしての磁束変化量が同じ大きさのフェライトと同じレベルになった。しかし、誘導追加速段では、絶縁物の厚さ、幅をそれぞれ１２μｍ、１１０ｍｍとする事により、ｆを０．３４まで上げる事ができた。

## ３－３　誘導加速方式超高電圧電源（Super High Voltage Source）の開発

### ３－３－１　各部絶縁強度の評価

誘導加速器への一段あたりの入力は電圧５００ｋＶ、電流４０ｋＡ、パルス幅１００ｎｓとした。

電圧は、８段で４ＭｅＶが発生できるように決めた。

電流及びパルス幅は大出力ＦＥＬの発振に十分な値である。

この電圧を誘導加速器内で絶縁するために油を用いた。電圧入力部、及び磁性体を油中に入れた。

誘導加速器の液体内での絶縁距離は、誘電体の絶縁耐力により決まる。絶縁破壊電界はパルス幅が５０ｎｓ以上のパルスに対しては、実験的に次式で表される[12]。

$$E_{BD}\, t_{eff}^{1/3} A^{1/10} = K \qquad (3-7)$$

ここで、 $E_{BD}$は、破壊電界強度（ｖ／ｍ）、 $t_{eff}$は、破壊電圧の６３％以上の電圧印加時間（ｓ）、Ａは電極面積（$m^2$）である。 定数Ｋは誘電体の種類、パルスの極性によって異なり、

油　$2.0\times10^5$

水　$1.2\times10^5$（正極性）、$2.4\times10^5$（負極性）

である。

電子ビーム発生は真空中で行わなければならないので、真空と油のインターフェイスが必要である。真空／油インターフェイスの真空沿面絶縁強度は次のＪ．Ｃ．Ｍａｒｔｉｎの式を用いて評価した[13]。

$$E_{BD}\, t_{eff}^{1/6} A^{1/10} = 7\times10^5 \qquad (3-8)$$

ここで$E_{BD}$は電極間の平均電界（Ｖ／ｍ）、 $t_{eff}$は$E_{BD}$の８９％以上の電界が印加される時間（ｓ）、 Ａは絶縁物の表面積（$m^2$）であり、絶縁物が電極に対して４５°傾いている場合この式が適用できる。電圧５００ｋＶ、ｔ＝１００ｎｓのパルスに対して安全係数は２として設計を行い、厚さ５０ｍｍ、内半径０．２１６ｍ、の内径側が４５°の円錐形状をしたアクリルリングを二段重ねにした。２段のアクリルリング中間に電界平滑用にアルミのリングを挟み込んだ。

### 3－3－2　電子絶縁磁場

誘導加速器内の電圧重畳した電圧を1箇所に集めるために中心導体（カソードストーク）を用いている。この中心導体と磁性体の内側の電極の間に電圧がかかる。その電圧Vは1段あたりの電圧$V_0$と誘導加速器の段数Nに比例し、$NV_0$となり、ダイオード近傍ではダイオード電圧と同じだけの電圧が印加されることになる。カソードストークの巨視的な表面電界は

$$E_m = \frac{V}{r_o \ln(r_o / r_i)} \qquad (3-9)$$

となる。表面電界が$2\times10^7$（V／m）を越えるとカソードストークから電子が放出され、爆発的放出が起こる可能性がある[14]。このため縦磁場で電子の陽極への損失を抑えるようにした。電子絶縁に必要な臨界磁場$B_c$は、中心導体が負極性、及び正極性の場合それぞれ[15,16]

$$B_c = \frac{2r_o}{r_o^2 - r_i^2} \frac{m_0 c}{e} (\gamma^2 - 1)^{1/2} \qquad \text{（中心導体負極性）} \quad (3-10)$$

$$B_c = \frac{2r_i}{r_o^2 - r_i^2} \frac{m_0 c}{e} (\gamma^2 - 1)^{1/2} \qquad \text{（中心導体正極性）} \quad (3-11)$$

となる。ここで、$r_o$は外側の電極の内半径$r_i$は中心導体の外半径である。

シミュレーションコード（”Field”）[17]により求めた磁場の形状を図3－6に示す。放出された電子は、磁力線に巻き付いてドリフトすると考えられるため、磁力線が磁場の弱くなる加速間隙でも陰極と陽極を横切らないように設計した。

### 3－3－3　機械設計

中心導体は片持ち梁構造をしているので、たわみが問題になる。たわみは、次式で与えられる。

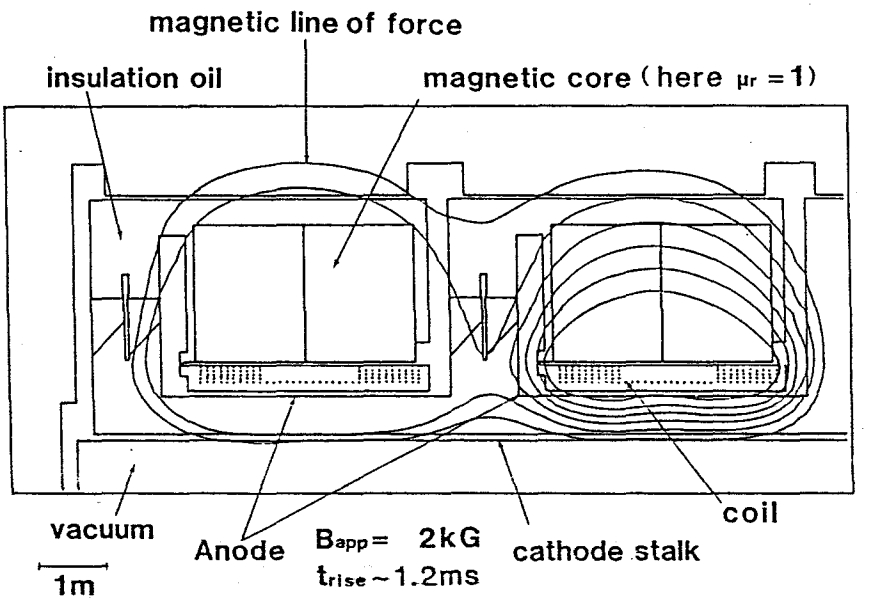



図３－６　誘導加速器内電子絶縁用磁場形状

$$\delta = \frac{w l^4}{8EI} + \frac{W l^3}{3EI} \qquad (3-12)$$

ここで、ｗは梁の単位長さ当りの重量（ｋｇ／ｃｍ）、ｌは梁の長さ（ｃｍ）、Ｅはヤング率でＳＵＳ３０４の場合１．９７×１０$^6$（ｋｇ／ｃｍ$^2$）、Ｗは梁の先端の荷重（ｋｇ）である。Ｉは慣性モーメントで、パイプの場合、Ｉ＝π（ｄ$_o^4$－ｄ$_i^4$）／６４で与えられる。但しｄ$_o$、及びｄ$_i$はそれぞれパイプの外径（ｃｍ）及び内径（ｃｍ）である。ｄ$_o$＝８．９１ｃｍ、ｄ$_i$＝８．１１ｃｍ、ｗ＝０．１０９（ｋｇ／ｃｍ）のものを用いて、たわみを１ｍｍ以下に抑えた。

### ３－３－４　磁性体のヒステリシスリセット

磁性体の磁束密度変化量を有効に利用するために電圧を印加する前にメインパルスと逆の極性の電流を流し残留磁気（Ｂ$_r$）のところへ磁性体をリセットする。リセットにより、磁束密度変化量ΔＢをＢ$_s$＋Ｂ$_r$にする事ができる。ヒステリシス特性は周波数依存が大きいが、使用した非晶質磁性体（Ｆｅ$_{78}$Ｂ$_{13}$Ｓｉ$_{19}$）の焼き入れ処理を施したものでは、直流電流で行えば、磁界が１６Ａ／ｍ以上あればＢ$_r$以上の磁束密度変化となり、この磁界強度で十分である。

コアの外半径が０．４０５ｍである事から５０Ａ以上流せばよい。リセットのばらつきがない様に６０Ａ以上の電流を流す様にした。電源は負荷のインダクタンスが十分高いためスイッチング電源で十分である。以上の設計による４段の誘導加速器を図３－７に、外観を図３－８に示す。１段当りの長さは約５０ｃｍであり、全体として約２ｍの加速器である。図中Power delivering Conductorとあるが中心導体であり、この先にカソードがとりつけられる。

また、誘導絶縁キャビティーと第３－７－３節で述べる誘導追加速キャビティーの諸元を表３－２に示す。

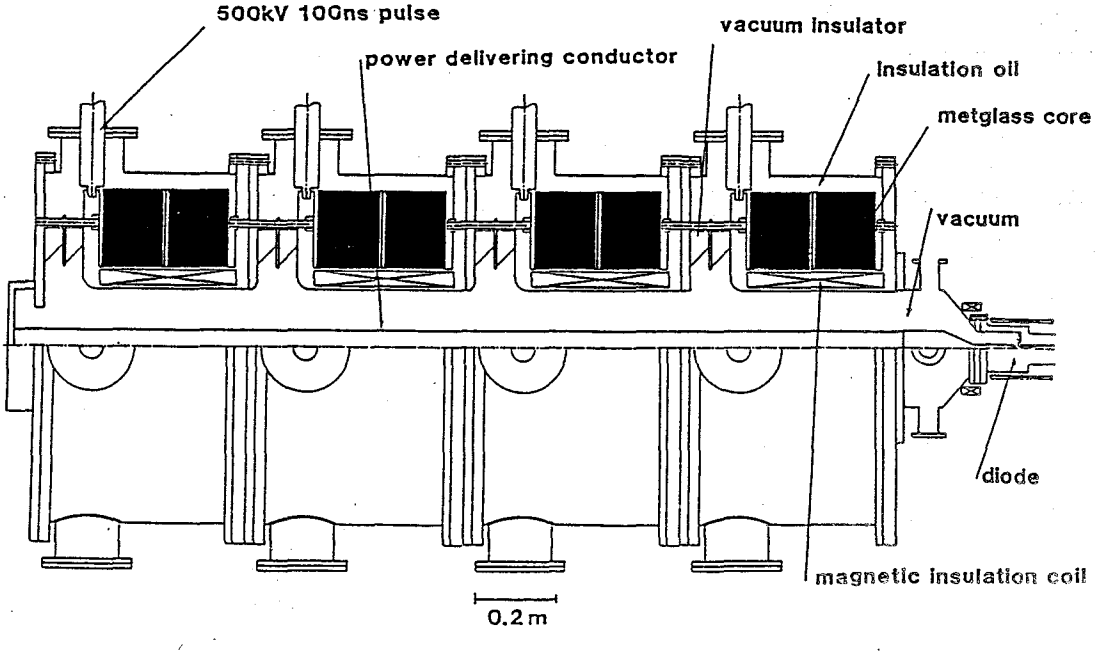



図３－７　誘導加速器断面図

表３－２　　誘導加速器（ＳＨＶＳ）諸元

| | |
|---|---|
| 誘導絶縁キャビティー | |
| 段数 | ８段 |
| 入力電圧 | ２００ｋＶ～５００ｋＶ |
| 入力インピーダンス | ５０Ω |
| 中心導体外径 | ８９．１ｍｍ（１６０ｍｍ） |
| 外部導体内径 | ３００ｍｍ |
| キャビティー外径 | ９２０ｍｍ |
| １段の長さ | |
| 磁性体 | |
| コアの個数 | ２ |
| 外形 | ８３０ｍｍ |
| 内径 | ４１０ｍｍ |
| 幅 | １６５ｍｍ |
| 占積率 | ０．２０ |
| 誘導加速キャビティー | |
| 段数 | ４段 |
| 入力電圧 | ２００ｋＶ～５００ｋＶ |
| 入力インピーダンス | １００Ω |
| 外部導体内径 | １４０ｍｍ |
| キャビティー外径 | ６７０ｍｍ |
| １段の長さ | ５５２ｍｍ |
| 磁性体 | |
| コアの個数 | ２ |
| 外形 | ５８０ｍｍ |
| 内径 | ２９０ｍｍ |
| 幅 | １５０ｍｍ |
| 占積率 | ０．３１ |

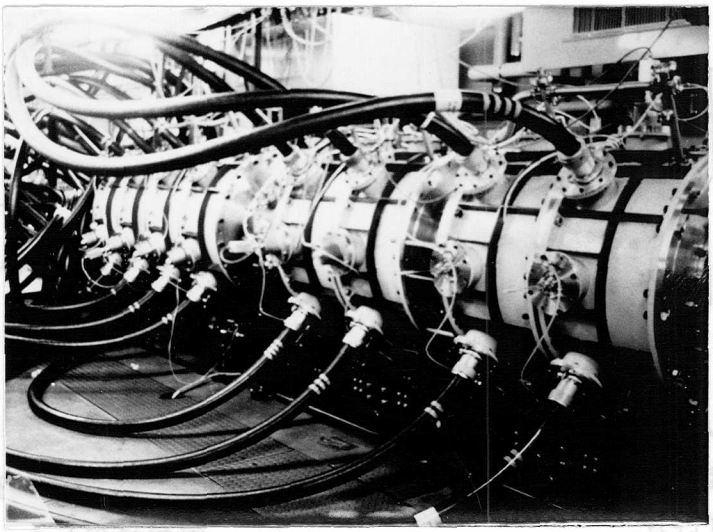


図３－８　誘導加速器外観

## ３－４　誘導加速器の動特性

### ３－４－１　パルスパワー装置

実験に用いたパルスパワー装置の構成ブロックダイヤグラムを図３－９に、また誘導加速器４段までで実験を行った第Ｉ期のパルスパワー装置の外観図を図３－１０に、誘導加速器１２段までを動作させた第Ⅱ期のパルスパワー装置の外観図を図３－１１に示す。マルクス発生器（Ｍａｒｘ）は初期エネルギー蓄積及び高電圧発生を行う。ここで、発生する電圧波は装置内のインダクタンスが大きいため、μｓ程度の長いパルスであり、パワーが低い。これを、中間蓄積コンデンサー及びパルス成形ラインへ転送して行くことで、パルス幅を圧縮し１００ｎｓのパルスを得る。このパルス成形されたパルスを電流分配ライ

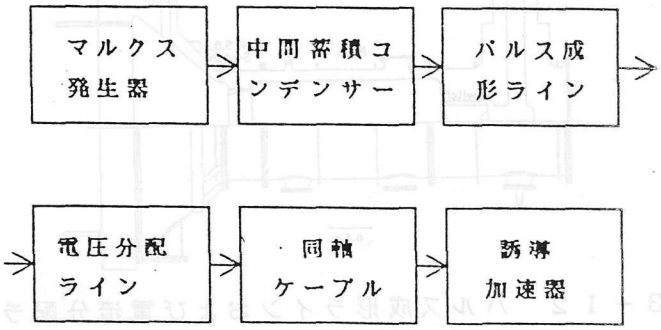



図３－９　ブロックダイヤグラム

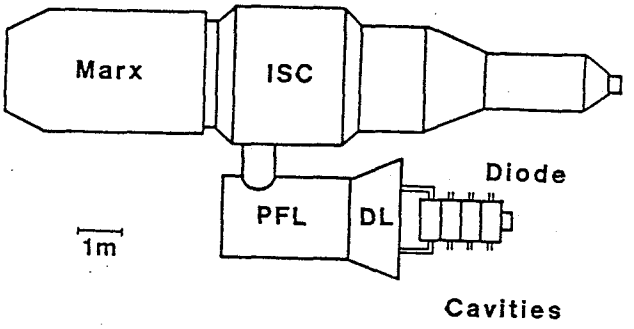



図３－１０ パルスパワー装置（第１期）
分布帰還形自由電子レーザー
実験に用いた。

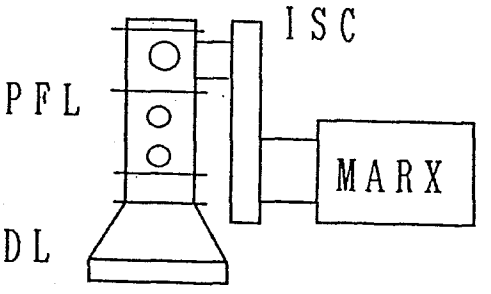



図３－１１ パルスパワーシステム
高出力自由電子レーザー
実験に用いた。

ンで４０本の同軸ケーブルにわけ、誘導加速器に送る。誘導加速器内のダイオードで粒子ビームに変換される。

マルクス発生器の出力はＬＣ共鳴充電により水コンデンサーである中間蓄積コンデンサー（Intermediate Storage Capacitor:ＩＳＣ）に移される。

ＩＳＣを充電した電圧は低インダクタンススイッチ（～２００ｎＨ）を経てパルス成形ライン（Pulse Forming Line:ＰＦＬ）に送られこれを充電する。図３－１２はパルス成形ラインおよび電流分配ライン（Distribution Line:ＤＬ）である。ＰＦＬの出力は更に低インダクタンスのスイッチを経て分配ラインに送られる。ＩＳＣとＰＦＬのスイッチは、$SF_6$充填のガスギャップで、ＰＦＬの出力側のスイッチは液体絶縁ギャップを使用した。

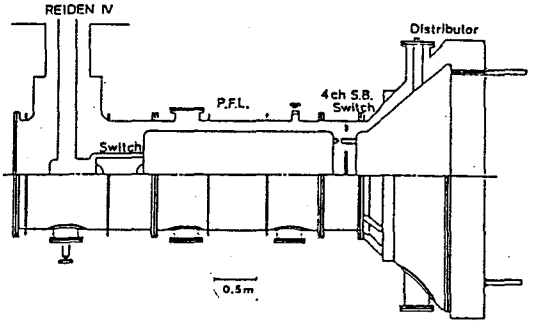



図３－１２ パルス成形ラインおよび電流分配ライン

表３－３　パルスパワーシステム（励電ＩＶ号・ＳＨＶＳ）諸元

| | |
|---|---|
| 励電ＩＶ号（第Ｉ期） | |
| マルクス発生器 | |
| 型式 | 油中 |
| コンデンサー | ±５０ｋＶ、２．４μＦ×２ |
| 段数 | ２５段 |
| 最大蓄積エネルギー | １５０ｋＪ |
| 直列容量 | ４８ｎＦ |
| インダクタンス | １１．５μＨ |
| 中間蓄積コンデンサー | |
| 型式 | 同軸型水コンデンサー |
| 容量 | ３５ｎＦ |
| ＳＨＶＳ（第Ⅱ期） | |
| マルクス | |
| 型式 | 油中 |
| コンデンサー | ±７５ｋＶ、１．３３μＦ×２ |
| 段数 | ８段 |
| 最大蓄積エネルギー | ６０ｋＪ |
| 直列容量 | ８３．３ｎＦ |
| インダクタンス | ９．１μＨ |
| 中間蓄積コンデンサー | ５６ｎＦ |
| 型式 | 平板型 |
| 容量 | ５６ｎＦ |
| パルス成型ライン | |
| 型式 | 同軸型水ライン |
| 容量 | ４０ｎＦ |
| 特性インピーダンス | １．２５Ω |
| 往復伝搬時間 | １００ｎｓ |
| 入力ギャップスイッチ | ＳＦ$_6$ギャップスイッチ |
| 出力ギャップスイッチ | 自爆型４チャンネル水ギャップ |
| 電流分配ライン | |
| 型式 | 同軸型水ライン |
| 特性インピーダンス | １．２５Ω |

誘導加速器に電圧を印加するために、電流分配ラインの出力を同軸ケーブルで分流する。特性インピーダンス５０Ωの同軸ケーブルを４０本用いた。そのうち、誘導絶縁段８段に１段あたり４本、誘導追加速段に１段当り２本用い、全１２段動作の時にインピーダンス整合がとれるようにした。

### ３－４－２　電子ビームダイオード

電子ビームの供給源であるカソード表面の微少な突起（Whisker）での電界強度が$2\times10^{7}$（V／m）を越えると電子の爆発的放出が起こり、プラズマとなって陰極表面を覆う。形成されたプラズマ陰極から電子が引き出され、その動作はChild-Langmuir則に従う[18]。ダイオードでの電子電流密度$j_e$（A／$cm^2$）は

$$j_e = 4/9\,(2e/m_0)^{1/2}\varepsilon_0 V^{3/2}/d^2$$
$$= 2.33\times10^{-6} V^{3/2}/d^2 \qquad (3-13)$$

ここで、dは電極間隔（cm）、Vはその電位差（V）であり、$\varepsilon_0$は真空の誘電率である。プラズマが生成されるような大電流密度のダイオードでは、dはプラズマの膨張に従って短くなる[19]。この種のダイオードでは、dは電圧印加されてからの時間をt、プラズマの膨張速度を$v_p$として$d-v_p t$と置き換える事ができる。ダイオードのインピーダンスZ（＝V／I）はその形状のみならず電圧にも依存している事がわかる。一方バービアンスP＝（I／$V^{1.5}$）はダイオードの形状で決まる。

### ３－４－３　強磁場印加下のダイオード

図３－１３に実験で用いたダイオードを示す。カソード、及びアノードの材料には昇華点が高く、加工の容易なグラファイトを選んだ[20]。ダイオードでの外径方向への電子のフロー及び電子ビームの自己電荷による拡散を抑えるために縦磁場を用いた。縦磁場は（３－１０）式により、８．８ｋＧとした。カソードの上流側から連続的に縦磁場を印加する様にした磁場含浸形ダイオード

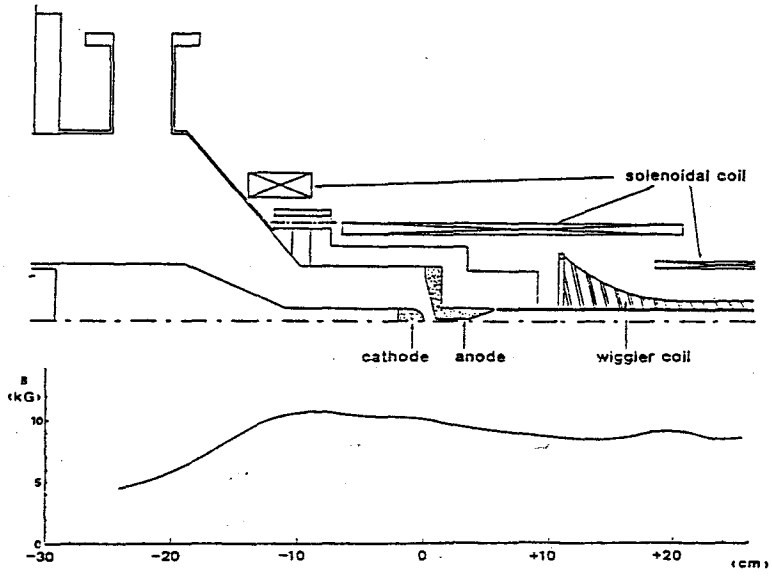



図３－１３　磁場含浸形ダイオードとその縦磁場分布

である。このタイプのダイオードでは、カソードが磁場の中にあるため、電子はこの磁場で決まる正準角運動量をもって発生する。このダイオードは第４章で述べるヘリカルウィグラーによるＦＥＬ実験に用いた。この時のプラズマの膨張速度を２cm/μsとすると電流密度はChild-Langmuir則によく一致した。

### ３－４－４　動特性実験

各部電圧、電流測定のために、以下の計測器を設置した。

i）　容量分割型電圧プローブ　　ＩＳＣ部

ii）抵抗分割型電圧プローブ　　誘導加速器入力部

iii）$\dot{B}$型電流プローブ　　ダイオード部

iv）　ロゴスキーコイル　　誘導加速器内数カ所、ダイオード部

容量分圧型電圧プローブは、図３－１４の様な形状、等価回路で示される電圧プローブである。電圧分割比は、次式で与えられる。

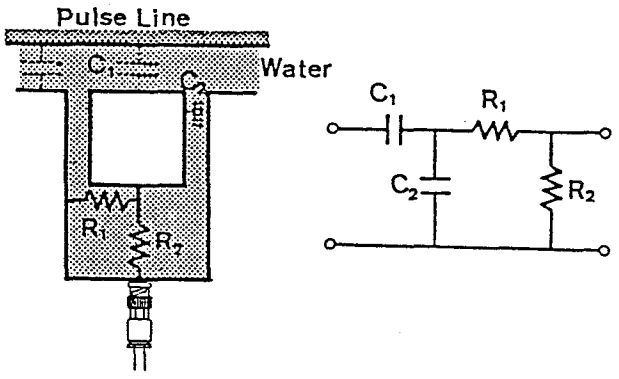



図３－１４　容量分圧型電圧プローブ

$$K = \frac{C_1}{C_1 + C_2} \cdot \frac{(R_2^{-1} + Z^{-1})^{-1}}{(R_1 + (R_2^{-1} + Z^{-1})^{-1}} \qquad (3-15)$$

ここで、$C_1$は被測定高電圧導体と中間電極間の容量、$C_2$は中間電極と接地電極間の容量、$R_1$、$R_2$は測定用負荷、Ｚは出力ケーブルのインピーダンスである。時間分解能は５ｎｓを得た。

抵抗分圧型電圧プローブとして、水抵抗及び内部インダクタンスの小さい固体抵抗を使用した。測定系のインピーダンスは、ラインのインピーダンスより充分高くなければならない。電圧分割比は次式で与えられる。

$$K = \frac{R_2}{R_1 + R_2} \cdot \frac{(R_4^{-1} + Z^{-1})^{-1}}{(R_3 + (R_4^{-1} + Z^{-1})^{-1}} \qquad (3-16)$$

ここで、$R_1$、$R_2$は１次分圧用の抵抗で$R_3$、$R_4$は二次分圧の抵抗である。また構造上発生するインダクタンスＬで決まる時定数Ｌ／Ｒは時間分解能を決めるためこれを１ｎｓ以下と抑え、浮遊容量Ｃも１ｐＦ以下とした。

$\dot{B}$型電流プローブは小型で時間分解能を１ｎｓ以下にできる長所をもつ。しかし、出力波形が電流の時間微分であるので、電流を知るには積分しなくてはならない。

ロゴスキーコイル[21]は自己積分型を用いた。 出力が電流に比例し$B_z$補正

用の逆戻しコイルは省略したものを用いた。

誘導加速器４段での電圧電流特性を図３－１５に示す。 $V_c$は誘導加速器の入力電圧、$I_{m1}$、及び$I_{m2}$はそれぞれ、カソードストークの支持側、及びダイオード側の電流であり、電流$I_D$に対応する。 どちらの電流波形も後半立ち上がっている。ダイオードインピーダンスを算出すると１００ｎｓで１３０Ωで１７０ｎｓで３０Ωとなっている。これはダイオードのプラズマのの膨張によるダイオード間隙の短縮が起こっているためであると考えられる。また、磁性体のリセットを正及び負極性にした時の電圧波形を図３－１６に示す。磁性体を$-B_r$にした時のパルス幅は長く誘導絶縁が行われていることを示す。

$+B_r$の時はパルス幅が５０ｎｓと短くなっている。 これは、誘導絶縁動作が行われている結果である。即ちリセットを$+B_r$とすると $\Delta B = B_s - B_r$となり、磁束密度変化量が減少するために電圧のパルス幅が短くなるのである。２００ｋＶを誘導加速器に入力したとき、後述の電子ビームエネルギーアナライザーにより計測した電子ビームのエネルギーは８００ｋｅＶであった。これにより、電圧重畳が設計通り行われていることが確認された。

つぎに、電圧を４００ｋＶまで上げた。図３－１７に電圧電流特性を示す。ダイオードを広げ、$I_{m2}$の波形が後半で立ち上がらないようにした。$I_{in}$は誘導加速器への１本の入力ケーブルを流れる入力電流である。誘導加速器の効率を入出力エネルギーから次式に従って算出する。

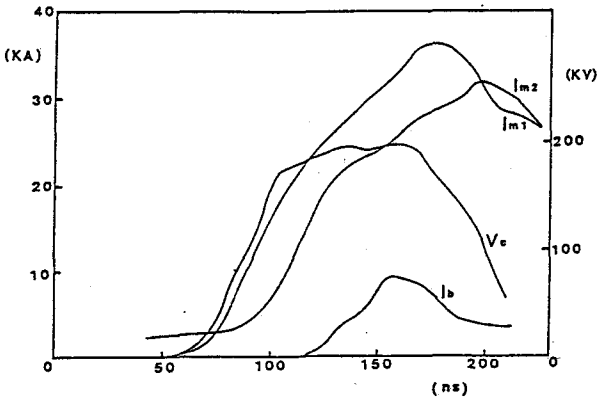



図３－１５　入力２００ｋＶの時の電圧電流特性

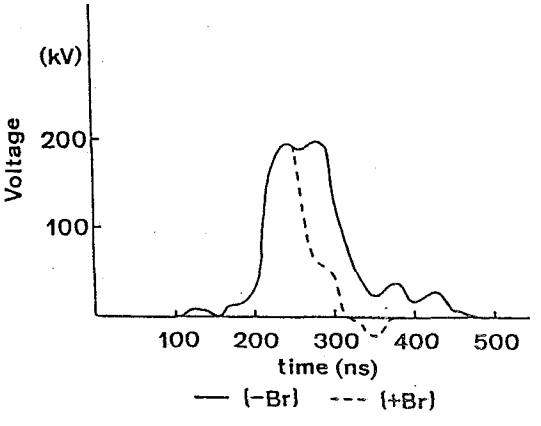



図３－１６　ヒステリシスリセットの極性を変えたときの電圧波形

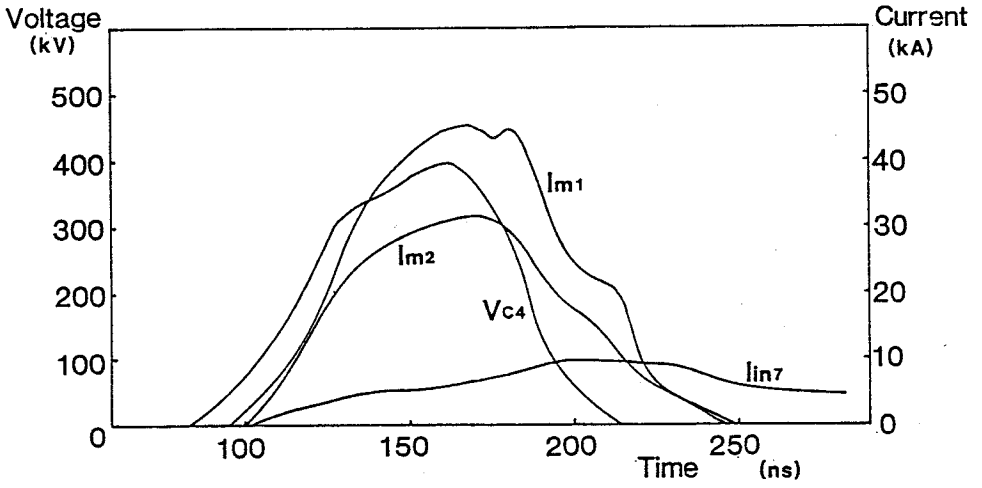



図３－１７　入力４００ｋＶ時の電圧及び入出力電流特性

$$\eta = \frac{\int \left( \sum_{i=1}^{4} V_{ci} - L \left( d I_D / d t \right) I_D \right) d t}{\int \left( \sum_{i=1} V_{ci} \cdot I_{in} \right) d t} \qquad (3-17)$$

ここで$V_i$は入力電圧、Ｌは$I_D$の電流路のインダクタンス、$I_D$はダイオード電流である。図３－１７のデータから、電気エネルギーから電子ビームへの変換効率は９０％以上と求められた。実験では、各計測器の精度が１０％程度であるので、これ以上精度良く計測できないが磁性体の損失から、効率の上限は求められる。Ｃ．Ｈ．Ｓｍｉｔｈの計測によると、飽和するまでの時間が１００ｎｓのとき、半周期のヒステリシス損失は２ｋＪ／$m^3$である[22]。この装置では磁性体の体積は２．８×１０$^{-2}$$m^3$であるので、一段当りの入力が２ｋＪである事から、効率の上限は９７％となる。

## ３－５　加速電圧の安定化

第２章で述べたようにＦＥＬの発振には、電子ビームのエネルギーの安定化が必要である。しかし、ダイオードのインピーダンスはプラズマの膨張速度のため変化する。またパルス成形ラインの出力ギャップの動作も誘導加速器への入力電圧を安定化するには重要である。

このためバイパスロードを誘導加速キャビティーに設置し、図３－１８の等価回路に示すように、誘導加速器のインピーダンスをダイオードとバイパスロードの並列負荷で決まるようにし、全体としてインピーダンスを時間的に変化

しない様にした。ダイオード電流をＦＥＬ用に使うビームとして、最大で３ｋＡとしてバイパスロードの設計上の最小値を１４Ωとした。ダイオードのインピーダンスが１００ｎｓの間に３０％減少しても電圧安定度を５％以内に抑えることから、最大でも１６Ωとなる。また、バイパスロードを流れる電流の角度方向の対称性から抵抗は複数用いる事とし、９５Ωの抵抗６本並列で１５．８Ωとした。またパルス成形ラインの出力ギャップが導通状態になる時刻の差を減らすために、突起－平板電極の負極性側を突起にし、正極側を面積（９０ｍｍφ）の大きい平板とした。以上の改良により電圧は安定化され、図３－１９に示すように７０nsにわたって電圧安定度±３％を達成した。これは、ＦＥＬの波長では±６％の変動に相当する事になる。しかし電子ビームのエネルギー拡がりが現時点では±５％以上あると推定され、これによるＦＥＬの波長の拡がりが１０％以上になると考えられるので、±３％の電圧安定度で当面は充分である。

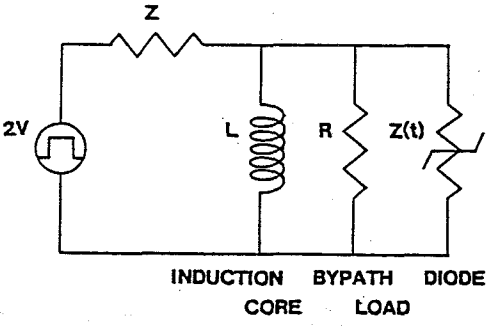



図３－１８　バイパスロードロードの設置した時の誘導加速器等価回路

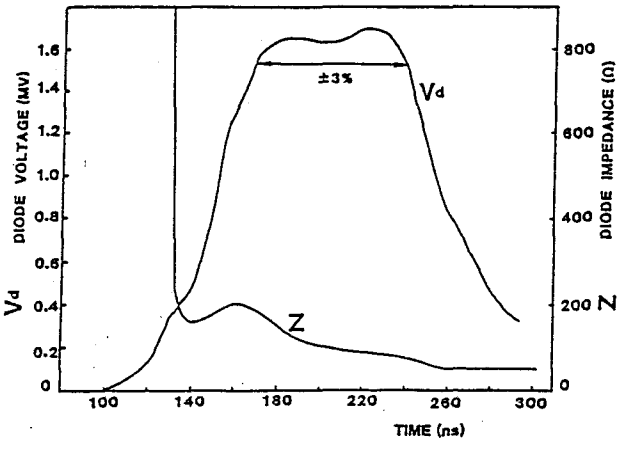



図３－１９　安定化された電圧波形

## ３－６　ビーム計測技術の開発

### ３－６－１　エネルギー計測

Ａ、Ｂ２種の磁場偏向型エネルギーアナライザーを用いた。電子の検出はＡタイプでは印画紙、及びチャージコレクターを用い、Ｂタイプではチャージコレクター、及び蛍光体による発光を用いて行った。磁場は永久磁石による磁場を用い、ＡタイプでＢ＝６．４ｋＧ、Ｂタイプで６．２ｋＧの永久磁石を用いた。計測可能な領域は磁石の大きさで決まりＡタイプは０．５ＭｅＶから３．５ＭｅＶのエネルギーまでＢタイプは２ＭｅＶから９ＭｅＶまで計測が可能である。図３－２０にＢタイプのエネルギーアナライザーを示す。電子ビームの曲率半径は $r = m_e c (\gamma^2 - 1)^{1/2} / eB$ である。エネルギーの分解能はスリットで決まり、幅５００μｍ、長さ１０ｍｍのスリットにより１５０ｋｅＶとした。ＦＥＬの波長の拡がりは電子のエネルギー拡がりの２倍となるので、１５０ｋｅＶの分解能は３ＭｅＶの電子に対して５％となるので、ＦＥＬの波長では１０％の拡がりに対応する。これをＦＥＬの波長で数％以下に改良するにはエネルギーアナライザーに入射する電子密度を上げスリットの長さを長くしても検出電子の数を減らさない等の改良が必要である。

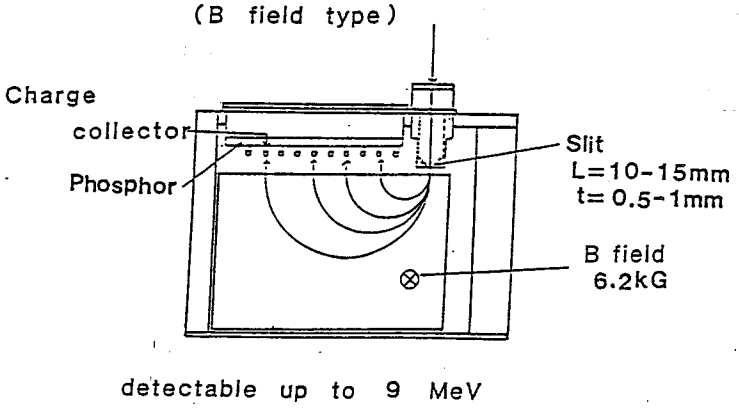



図３－２０　磁場偏向型エネルギーアナライザー

### ３－６－２　エミッタンス計測[23]

電子ビームはエミッタンス、自己電場の力で拡散するが、電子ビームを炭素のマルチピンホールで分解し自己電場による拡がりを小さくし、これを収束力

のない領域（長さＬ）を伝搬させた後、その伝搬中に拡散したビーム像を蛍光体で可視光の像に変換する。（図３－２１）この像をＣＣＤカメラでとらえ、ヴィデオに録画し画像処理装置（DVS-3000）で解析する。この様にマルチピンホールで電子ビームを細いビーム群に分けてエミッタンスを計測する方法はpepper pot methodといわれる。炭素の厚さ（Ｄ）は電子ビームの飛程で決まり、９ＭｅＶの電子でも止まるようにＤ＝１５ｍｍとした。またピンホールの大きさ（２$r_0$）は直径１ｍｍ、各ピンホールの間隔（ｄ）はｄ＝５ｍｍとした。計測可能な拡がり角$\theta$の上限$\theta_{max}$、下限$\theta_{min}$はそれぞれ、次式で与えられる。

$$\theta_{max} = 2\tan^{-1}(d/2L)$$
$$\theta_{min} = 2\tan^{-1}(3r_0/L)$$

Ｌ＝１５０ｍｍ、（５０ｍｍ）のものを用い、$\theta_{max}$＝３０ｍｒａｄ（１００ｒａｄ）$\theta_{min}$＝２０ｍｒａｄ（６０ｍｒａｄ）。計測した拡がり角と半径からエミッタンスを算出する事ができる。

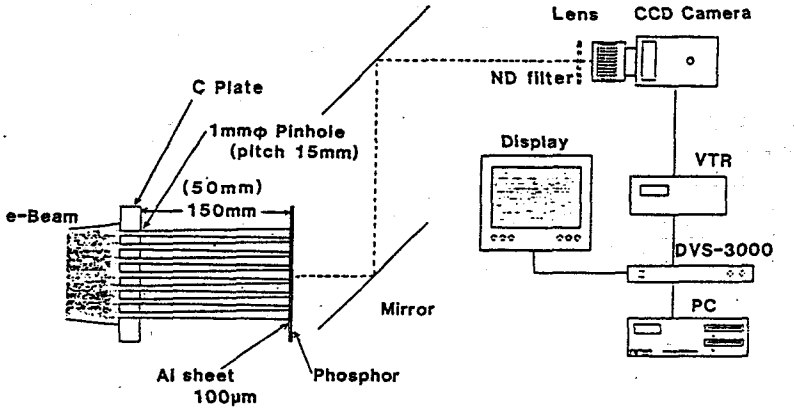



図３－２１　エミッタンス計測配置図

### ３－６－３　電流計測

電子ビーム電流を計測するために以下の計測器を用いた。Ⅰ）ロゴスキーコイル、Ⅱ）ファラデーカップ、Ⅲ）フォイル形電流計測器。Ⅰ）は電子ビームの発生する磁場の時間変化を積分回路によって電流に比例する信号に変換する

ものであり、Ⅱ）は電子を金属に当てて収集し、電子電流の一部を分流して計測するものである。これは、伝送管のどこにでも設置できる電子の進行方向に対して可動式のものを開発した。Ⅰ）及びⅢ）は電子を止める事なく計測できるため、モニター用に適しており、どちらも５ｎｓ以下の時間分解能を得た。

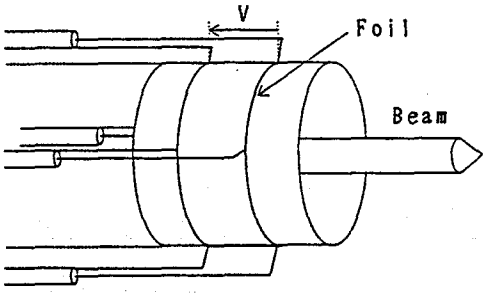



図３－２２　フォイル形電流計測器

Ⅲ）フォイル形電流計測器

電子ビームが伝送管内を流れると、同時に帰還電流が伝送管の内壁を流れ、その電流密度分布はビームの位置を反映している。帰還電流の密度分布Ｋ（θ）は、電子ビームの変位をΔｒ、伝送管の内径を$R_t$、$\rho=\Delta r/R_t$として、次式で与えられる[24]。

$$K(\theta)=\frac{I}{2\pi R_t}\frac{1-\rho^2}{1+\rho^2-2\rho\cos\theta} \qquad (3-18)$$

$$\simeq I(1+2\rho\cos\theta)/2\pi R_t$$

これから、電位降下の角度分布は

$$V(\theta)=\rho_f I l(1+2\rho\cos\theta)/\pi(2dR_t+d^2) \qquad (3-19)$$

ここで、θはビームの変位方向を０とした時の、計測位置と伝送管断面でのなす角である。また、$\rho_f$、ｄ、ｌはそれぞれ、フォイルの抵抗率、厚さ、長さである。図３－２２に示すように電位差計測箇所を９０°毎に振り分けてビームの中心位置と電流を知る事ができる。$R_t$＝４２ｍｍの伝送管にｌ＝５０ｍｍ、ｄ＝１０μｍ、フォイル材質はＳＵＳ３０４とした。この計測器では、電流値は４チャンネルの信号の総和により求める事ができ、計測誤差は１００Ａ以上の電流に対して１０％以内になるように時間分解能は５ｎｓ以下を得た。位置は、理論上、対向する２チャンネルの信号の差から求める事ができる筈で

あるが、誤差は３０％以上と大きい。位置の計測精度をあげるためには、各チャンネルの信号の差を回路中で差をとる様に改良する事が必要である。

また、磁場分布も電子ビームの変位を反映するので、$\dot{B}$型電流プローブを９０°毎に振り分けて磁場の分布による計測も可能であり[25]、これを行った。この方法ではプローブに電子が衝突しない限りは、電流値を計測することができ、ファラデーカップの計測と５％以内で一致した。

## ３－７　ビーム伝搬実験

### ３－７－１　高エネルギー、中電流密度ダイオード

縦磁場の存在しない領域を電子ビームが伝搬するためには、電子ビームは発生部分で磁場を感じていてはならない（正準角運動量の保存より）。ＦＥＬ実験の自由度を大きくする事からブリリュアン流による伝搬方式を採用した。ダイオード形状を図３－２３に示す。カソード半径は４０ｍｍでダイオード間隙は６４ｍｍとしている。カソード表面には伝搬用の縦磁場の漏れ磁場があるので、カソード背後のＢｕｃｋｉｎｇ　ｃｏｉｌを設け、この磁場を低減する様にした。この方式により電子発生部分であるカソードでの磁場を十分小さくする事で、電子の正準角運動量を抑えた。このため縦磁場のない領域での電子の伝搬が可能となり、その結果エミッタンス計測、平面ウィグラーの導入、縦磁場とウィグラー磁場によるサイクロトロン共鳴の回避等が可能となった。電子ビームの伝搬については第３－７節で述べる。

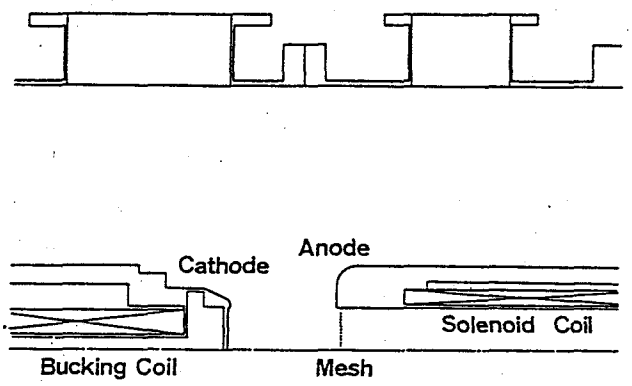



図３－２３　中電流密度ダイオード

また電流密度を２００Ａ／ｃｍ$^2$以下に抑えるようにし、ダイオードの長寿命化を図り、１００ショット以上の安定動作を確認した。電流密度を低くした事からアノードの口径は大きくとり、充分な電流が得られるようにした。アノード電界のレンズ効果を抑えるために、アノード面には金属メッシュを用いた。メッシュでの電子の平均２乗散乱角は多重散乱理論によって求められ[26]、次のようになる。

$$\langle\theta\rangle^2 = 2\cdot 10^{-5} Z^2 t / E_b^2 \qquad (3-20)$$

ここで、Ｚはメッシュの原子番号、ｔはメッシュの厚さ（μｍ）、$E_b$は電子のエネルギー（ＭｅＶ）である。たとえばＮｉ（Ｚ＝２８）で１００μｍ厚のもので、３ＭｅＶの電子に対して$\langle\theta\rangle$＝４００ｍｒａｄとなり、ビームの発散角に対して１０倍以上大きい。このため、開口率の高いメッシュを用いる事が高輝度ビームの発生では必要である。

カソード材料に（ａ）炭素繊維[27,28]、（ｂ）炭素、（ｃ）ベルベット[29]を用いその比較を行った。図３－２４にダイオードでの電圧電流特性を示す。電流波形は炭素繊維、炭素ともプラズマの膨張速度$v_0$＝５ｃｍ／μｓとすると、Child-Langmuir則によく一致し、ベルベットの場合は９ｃｍ／μｓとするとよく一致した。

カソード材料を上記の各材料にした時の電子ビームのエミッタンスを計測した。ピンホール間隔は１５ｍｍのマルチピンホール通過後の拡散したビーム像を図３－２５に示す。ベルベットの場合最も拡散が少なく輝度が高い事が分かった。これから求めたベルベットの場合のエミッタンス像を図３－２６に示す。エミッタンスは０．０４５rad･cmであり、ビームのエネルギーが２．３ＭｅＶであったので規格化エミッタンスは０．２５rad･cmとなる。このときのビーム電流は１ｋＡであったので、規格化輝度を算出すると１．６×１０$^4$A/rad$^2$cm$^2$となる。輝度１０$^4$A/rad$^2$cm$^2$の電子ビームは４ＭｅＶ、３００Ａでエミッタンス０．０１rad･cmである。ＦＥＬの波長λとその波長の発振のためのビームのエミッタンスεはおおよそλ＝πεの関係にあるので、３００μｍの波長まで

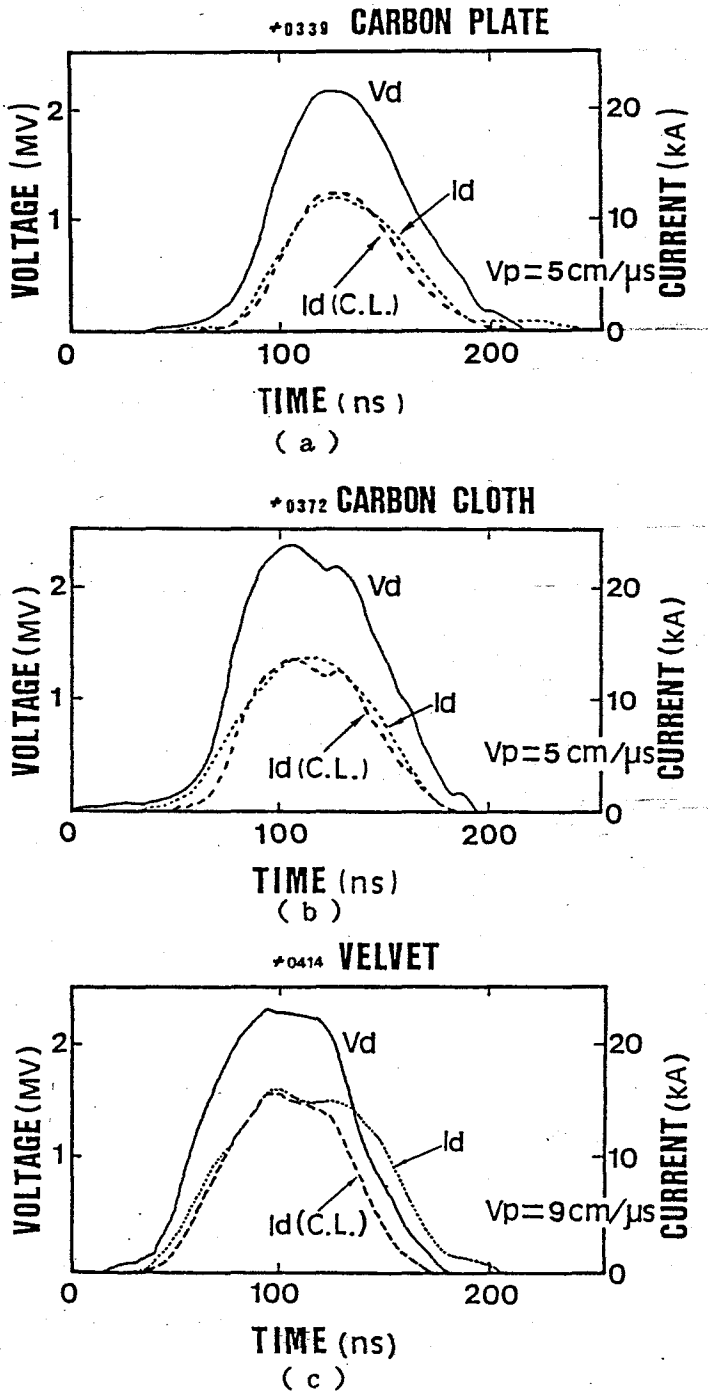



図３－２４　各種カソード材料の電圧電流特性

（ａ）炭素、（ｂ）炭素繊維、（ｃ）ベルベット

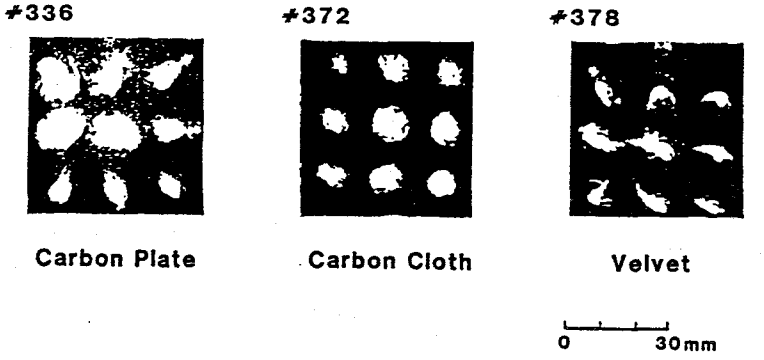



図３－２５　カソード材料によるビーム拡散の相違

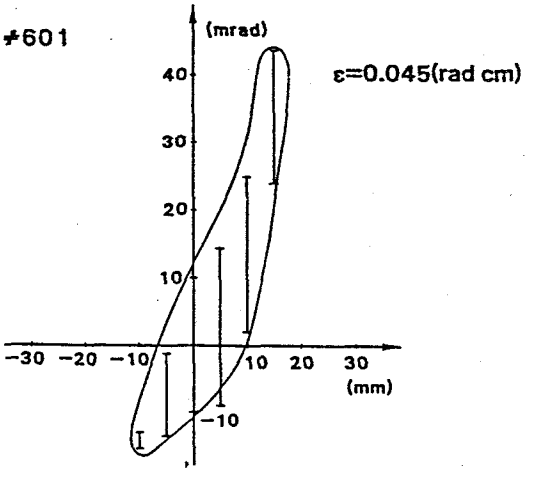



図３－２６　カソード材料をベルベットにしたときのエミッタンス

達成可能であると予想される。この方式のダイオードは次節のビーム伝搬実験及び、第５章のＦＥＬ実験に用いた。

### ３－７－２　縦磁場内ビーム伝搬

電子ビームの伝搬は$dz/dt \gg dr/dt$なる近軸近似が成り立つ場合エンベロープ方程式に従う[30]。電子ビームの半径$r$は

$$r'' = \frac{\Omega_L^2}{\beta^2 c^2} r - \frac{2I}{I_A(\beta\gamma)^2 r} - \frac{\varepsilon^2 + (P_\theta / m_0 c)^2}{(\beta\gamma)^2 r^3} \qquad (3-21)$$

ここで、プライム（'）は、ビームの進行方向（z）に対する微分を表し、$\Omega_L = eB_z/2\gamma m_0$はラーモア周波数（rad／s）、$\varepsilon_n$は規格化エミッタンス、$B_z$は縦磁場強度（T）、$I_A = 17000\beta\gamma$はアルフェン電流（A）、$P_\theta$は電子の正準角運動量である。これは保存量であるので、電子の発生部分であるカソードの磁場できまり、カソードを貫く磁束を$\Phi$とすると、$P_\theta = e\Phi/2\pi$となる。

$r'' = 0$となる条件を満たす半径が平衡点である。（3－21）式の右辺に$r^3$を乗じて$Ar^4 + Br^2 + C$の形に書き換える事により平衡半径は、

$$r = [-B + (B^2 - 4AC)^{1/2}]^{1/2} \qquad (3-22)$$

となる。これから3MeV、2kA、規格化輝度$10^4$A/rad$^2$cm$^2$のビームの平衡半径は磁場400Gにおいて2．3cmとなる。また、$Br^2$とCの大小関係から、ビームの拡がりに対して自己場とエミッタンスのどちらが支配的かが定まる。

$$\eta = C/B$$
$$= I_A(\varepsilon_n/r)^2/(2I) \qquad (3-23)$$

とすると、$\eta \gg 1$ならばエミッタンスが支配的、$\eta \ll 1$ならば自己場が支配的である。エミッタンスが支配的な場合、

$$r = (2m_0 c\varepsilon_n/eB_z)^{1/2}$$

即ち　$r(\mathrm{cm}) = 1.85(\varepsilon_n(\mathrm{rad\cdot cm})/B_z(\mathrm{kG}))^{1/2}$　（3－24）

と表せられる。

### 3－7－3　誘導追加速キャビティー

実験配置は図3－27に示すように入射器用として開発した誘導絶縁キャビティービティー8段の内、上流の（図では、左側の）6段をそのまま入射器段、残りの（即ち、アノード側のアノードより遠方にある方の）2段を誘導追加速段、更に新たに開発した誘導追加速段4段の全12段である。図3－27の下

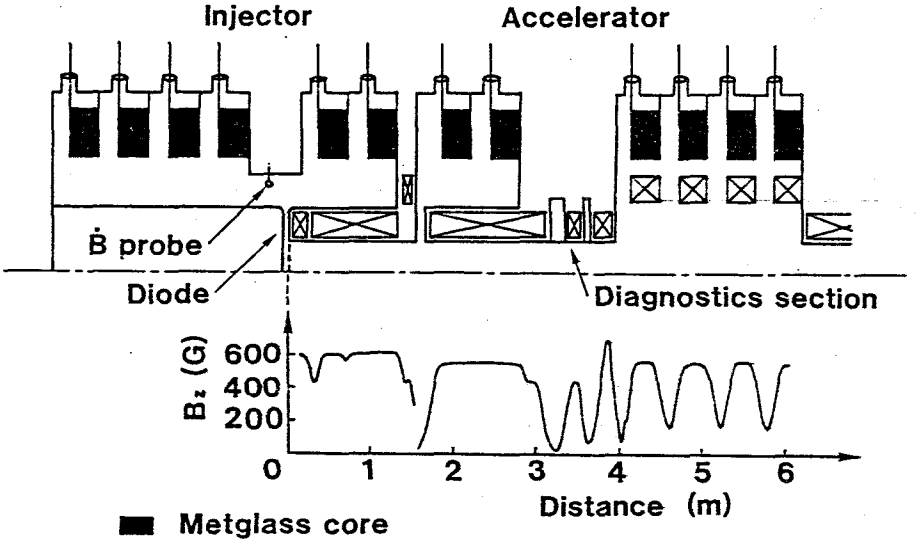



図３－２７　ビーム伝搬実験配置

側に、縦磁場分布を示す。誘導追加速段は８段の誘導絶縁段と同様の方法で設計を行ったが、中心導体が不要であるので、小型化することができた。表３－２に装置の諸元を示す。

### ３－７－４　誘導追加速実験

前節のダイオードでは、電子ビームは発生してからウィグラーまでの間、縦磁場によって収束され伝搬する。電流の計測はおもにファラデーカップを用いた。電子ビームのエミッタンスの大きい部分は伝搬の途中で失われるが、初期電流の約２５％の１．３ｋＡ～１．４ｋＡは失われずに伝搬する。図３－２８にカソードからの距離とビーム電流波形を示す。

電子ビームのエミッタンスから考えると、伝搬電流は少ない。これはダイオードから縦磁場の伝送系への整合がとれていなかったため、電子が傾きをもって入射したためであると考えられる。

次に磁場の不均一部分での伝送について述べる。図３－２７に示すように計

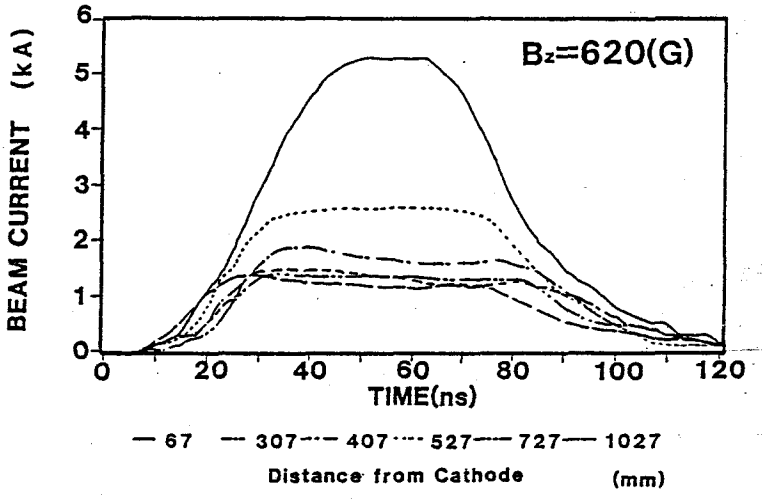



図３－２８　縦磁場中でのビーム伝搬

測箇所（Diagnostics Section ：ＤＳ）ではコイルが設けられないため磁場が不均一になっている。計測箇所での磁場分布を拡大し、そこでの電流の減衰を図３－２９に示す。横軸の距離はカソードからの距離である。計測箇所で他の伝送管と異なる点は磁場強度だけであるが、これから磁場の均一性が悪いと電子ビームは損失する事が分かる。磁場分布の不均一性は、伝送系のアクセプタンスの低下となるため、電流のピーク値が減少するような現象を引き起こす。磁場の均一な部分のうちカソードから７００ｍｍ下流以降は電流が損失しなかったことから、磁場の均一性がビーム伝搬には必要であることが分かる。

誘導追加速器での伝搬について述べる。加速間隙が、誘導加速器の左側から６段目と７段目の間と、９段目以降各１段につき１箇所づつあるが、ここでも磁場は不均一であり、電流が損失していた。計

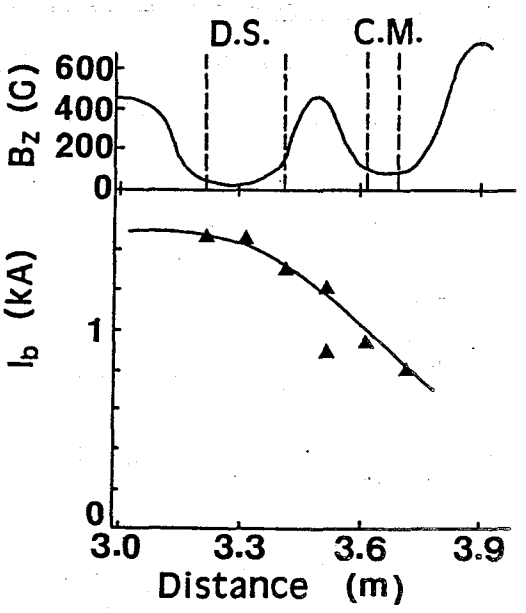



図３－２９　不均一磁場での電流の損失

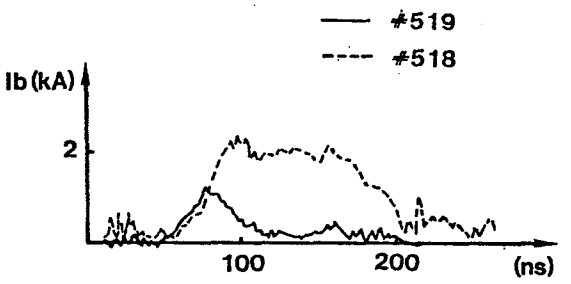



図３－３０　加速間隙前（破線）、後（実線）の電流波形

測には、ファラデーカップとエミッタンス計測器を用いた。加速間隙前後での電流波形を図３－３０に示す。加速間隙を通過する事により、著しく電流が損失している事が分かる。縦磁場中での電流の損失が、電流ピーク値が減少する現象であったのに対してこれはビームの先頭部分の約３０ｎｓのビームしか伝搬されていない。この原因について以下で考察する。一般に誘導加速器内の電子ビームの伝搬には次のような不安定性が誘起される可能性がある。ｉ）鏡像電流非対称不安定性（Image displacement Instability）、ii）ビーム破壊不安定性（Beam Breakup Instability）。他に、加速間隙の絶縁物の帯電[31]が考えられる。

ｉ）鏡像電流非対称不安定性[32]

電子ビームが伝送管内を流れる事により鏡像電荷、鏡像電流が発生するこの鏡像の力は、伝送管壁が連続的な場合は相殺するが、伝送管壁が加速間隙などで短い距離急激に広くなっている場合、鏡像電流は広くなった伝送管壁を流れるが、鏡像電荷は広くなった管壁についていかずに伝送管壁の近くに連続的分布する。その結果お互いの力が相殺しなくなり中心からずれていたビームを更に中心からずらすように働く。加速間隙前後のビームの位置及び角度を、それぞれ、$x_0$、$x_0'$、$x$、$x'$とすると、伝送行列を用いて次の関係になる。

$$\begin{pmatrix} x \\ x' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cosh(\alpha L) & (1/\alpha)\sinh(\alpha L) \\ \alpha\sinh(\alpha L) & (1/\alpha)\cos(\alpha L) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_0 \\ x_0' \end{pmatrix} \qquad (3-25)$$

ここで$\alpha^2 = e\mu_0 I / (2\pi m_0 c R_t^2 \beta^3 \gamma)$、 $R_t$は伝送管の半径、Ｌは加速間隙の長さである。たとえば、１．７ＭｅＶ、２ｋＡのビームの初期状態が$x_0$＝５ｍｍで傾きをもたない $x_0'$＝０ｒａｄである場合１００ｍｍの加速間隙を伝搬した後では$x$＝６ｍｍ、$x'$＝１７ｍｒａｄとなる。 時間的に３０ｎｓ以降の電子の位置が大きく変わっていればこの不安定性によりビームは損失する。

ii）ビーム破壊不安定性[33]

電子ビームが加速間隙を通過する時に発生する電磁波は加速間隙に蓄えられて、このうち中心部分の磁界強度の強い$TM_{1n0}$モードがたつと、電子ビームは偏向される。この不安定性によるビームの偏向は、誘導加速器の段数に対して指数関数的に増大する。

即ち、先行電子のだした電磁波が誘導加速器の内壁で反射されて戻って来る事によりモードがたち、これにより後続の電子が損失していると予想できる。

即ちビームと誘導加速器の内壁を往復する時間は約１０ｎｓであるがこれがモードがたつまでに更に２０ｎｓほどかかり、電流パルスの立ち上がりから３０ｎｓ以降の電子が伝搬できなかったと予想される。実験では加速間隙前でのビームの位置の計測とモードの計測（強度、モード種類）がなされていないため、今後これらのパラメーターを実験的に把握していく必要がある。このビーム破壊不安定性は電波吸収体を誘導加速器内に設置するなどにより、抑える事ができる。

## ３－８　まとめ

（１）誘導加速キャビティ８段による、誘導加速器を完成しエネルギー４ＭｅＶ、１０ｋＡの電子ビームを得た。このとき電気エネルギーが電子ビームに変換される効率は９０％以上であった。また、プラズマの膨張速度を考慮する事でダイオード動作が、空間電荷制限電流によく一致する事が示された。

（２）バイパス負荷の設置、自爆スイッチの改良によりＦＥＬ動作に充分なエネルギー変動の小さい（７０ｎｓ、±３％）電子ビームを得る事ができ

た。

（３）また、カソード材料の炭素、炭素繊維、ベルベットについて、実験的にその比較検討した。ベルベットが最も高輝度であり、１０$^4$(A/rad･cm)$^2$の輝度を得た。この輝度の電子ビームで波長３００μｍのＦＥＬまで実現できると予想される。

（４）ビームのエネルギー、電流、エミッタンス、計測器を開発した。
これらの計測器はビーム伝搬実験、ＦＥＬ実験には、不可欠のものである。

（５）ビーム伝搬には磁場の均一性が必要であり、更に詳細な実験を行い改良をしていかなくてはならない。ビーム損失の原因がビーム破壊不安定性ならば、電磁波モードを抑制するなどの改良が必要である。

## 参考文献


1) N.C.Christofilos, R.E.Hester, W.A.S.Lamb, D.D.Reagan, W.A.Sherwood and R.E.Wright
"High current linear induction accelerator for electrons"
Rev. Sci. Instrum. 35 886 (1964).

2) J.W.Beal, N.C.Christofilos and R.E.Hester
"The Astron linear accelerator"
IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-16 294 (1969).

3) Stanley Humphries, Jr.
"Principle of Charged Particle Acceleration"
A Wiley-Interscience Publication
John Wiley&Sons,Inc. (1986).

4) 熊谷寛夫
「加速器」 実験物理学講座　２８　共立出版

5) R.B.Miller, K.R.Prestwitch, J.W.Poukey, E.G.Epstein, J.R.Freeman, A.W.Sharpe, W.K.Tucker and S.L.Shope
"Multistage linear electron acceleration using pulsed

transmission lines"
J. Appl. Phys. 52 1184 (1981).

6) M.Friedman
"Autoacceleration of an intensece ralativistic electron beam"
Phys. Rev. Lett. 31, 1107 (1973)

7) C.H.Smith
"Metallic glasses for magnetic switches"
Record of 15th IEEE Conf. Power Modulator Symposium,
June 14-16 1982, Baltimore, MD

8) M.Stockton, E.L.Neau, and J.P.VanDevender
"Pulsed power switching using saturable core inductors"
J. Appl. Phys. 53 2765 (1982).

9) C.H.Smith
"Magnetic losses in metallic glasses"
IEEE Trans. Nucl. Sci. Particle Accelerator Conf.(1983)
Santa Fe, NM

10) R.M.Jones
"Step dB/dt magnetization losses in toroidal amorphous ribbon and polycrystaline cores"
IEEE Trans. Magnetics, MAG-18 1559 (1982).

11) J.P.VanDevender
"Investigations into the design of multi-terawatt magnetic switches"
Private communication

12) J.C.Martin
"Nanosecond pulse techiniques"
AWRE Report, SSWA/JCM/704/49, UKAEA Aldermaston,
England (1970).

13) J.C.Martin
"Fast pulse vacuum flashover"

AWRE Report, SSWA/JCM/713/157, UKAEA Aldermaston, England (1971).

14) G.A.Mesyats and D.I.Proskurovskii
"Explosive emission electrons from metallic needles"
JETP Lett. 13 4 (1971).

15) J.M.Creedon
"Magnetic cutoff in high-current diodes"
J. Appl. Phys. 48 1070 (1977).

16) R.V.Lovelace and E.Ott
"Theory of magnetic insulation"
Phys. Fluids 17 1263 (1974).

17) T.Ozaki, K.Imasaki, S.Miyamoto, N.Yugami, T.Akiba, S.Sawada, K.Emura, K.Nishihara, S.Nakai and C.Yamanaka
"The development of the ion beam diode simulation code "OLION"
Proc. 6th Int. Conf. High-Power Particle Beams, Kobe 142 (1986)

18) C.D.Child Phys. Rev. 32 492 (1911).

19) R.K.Parker, R.E.Anderson, and C.V.Duncan
"Plasma-induced field emission and the characteristics of high-current relativistic electron flow"
J. Appl. Phys. 45 2463 (1974).

20) R.H.Jackson, S.H.Gold, R.K.Parker, H.P.Freund, P.C.Efthimion, V.L.Granatstein, M.Herndon, A.K.Kinkead, J.E.Kosakowski and T.J.T.Kwan
"Design and operation of a collective millimeter-wave free-electron laser"
IEEE J. Quantum Electron. QE-19 346 (1983).

21) D.G.Pellinen, M.S.Di Capua, S.E.Sampayan, H.Gerbracht, and M.Wang
"Rogowski coil for measuring fast, high-level pulsed currents"
Rev. Sci. Instrum. 51 1535 (1980).

22) C.H.Smith and L.Barberi

"Dynamic magnetization of metallic glasses"
Proc. 5th IEEE Pulsed Power Conf., Crystal City, 5 664 (1985).

23) C.Lejeune and J.Aubert
"Emittance and brightness: definitions and measurements"
In Applied Particle Optics, Supplement 13A of Advance in Electronics and Electron Physics,(ed. A.Septeir),p.159.

24) T.J.Fessenden, B.W.Stallard, and G.G.Berg
"Beam current and position monitor for the Astron accelerator"
Rev. Sci. Instrum. 43 1789 (1972).

25) R.L.Carlson and L.E.Stout
"A multigigahertz beam-currnet and poisition monitor"
IEEE Trand. Nucl. Sci. NS-32 1956 (1985).

26) B.Rossi
"High Energy Particles"
Prentice Hall, Englewood Cliffs, N.J., (1956)

27) R.Prohaska and A.Fisher
"Field emission cathodes using commercial carbon fibers"
Rev. Sci. Instrum. 53 1092 (1982).

28) R.J.Adler, G.F.Kittu, B.E.Simpkins, D.J.Sullvan and D.E.Voss
"Improved electron emission by use of a cloth fiber cathode"
Rev. Sci. Instrum. 563 766 (1985).

29) G.Bekefi, F.Hartemann, and D.A.Kirkpatrick
"Temporal evolution of beam emittance from a field-emission electron gun"
J. Appl. Phys. 62 1564 (1987).

30) J.D.Lawson
"The Physics of Charged Parricle Beams"
Oxford Univ. Press 2nd ed.(1988)

31) D.Whittum
Private Communication

32) C.H.Woods
"The image instability in high current linear accelerators"
Rev. Sci. Instrum. 41 959 (1970).

33) V.K.Neil and L.S.Hall
"Further theoretical studies of the beam breakup instability"
Particle Acceleraors 9, 213 (1979)

# 第４章　分布帰還形
# 自由電子レーザーの研究

## ４－１　はじめに

ＦＥＬの動特性はＲＥＢを発生する加速器の形式に大きく依存している。パルスパワー装置によるＲＥＢは大電流、低エネルギーであるため、これを用いたＦＥＬは通常ラマン領域で動作する。これは小電流、高エネルギー電子ビームによるコンプトン領域の短波長ＦＥＬに比べて大出力、高効率という特性を持つ。パルスパワー装置によるＦＥＬはＮＲＬ(Naval Research Lab.)[1]、コロンビア大学[2]などで研究が行われている。 この章では、強縦磁場下のヘリカルウィグラーを用いたＦＥＬ実験について述べる。電子ビームを収束させるためにソレノイドコイルによる縦磁場を用いており、ダイオード部からウィグラーまでの全域に縦磁場を印加する。発生した超放射光のスペクトルは、電子ビームのエネルギー拡がりのため非常に広く、スペクトロメーターの計測範囲全域にわたり計測された。この問題を解決するために分布帰還形（Distributed Feedback：ＤＦＢ）の共振器を導波管内に組み込んだ。この実験結果について検討した。分布帰還形共振器はＦ．Ｋｎｅｕｂｕｈｌらにより、光励起レーザーで用いられてきている[3]。 しかし大出力の自由電子レーザーに分布帰還形共振器を適用したのは世界で初めてである。

## ４－２　自由電子レーザーの理論

### ４－２－１　強縦磁場印加時の自由電子レーザー

強縦磁場印加時の自由電子レーザーは体系的にＦｒｅｕｎｄにより説明され、縦磁場中でのヘリカルウィグラー中での電子ビームの軌道は定軸速度解として知られる[4]。 縦磁場があるとサイクロトロン共鳴による不安定な領域がある事が特徴である。本節ではこの理論について述べる。

Ｖｌａｓｏｖ　Ｍａｘｗｅｌｌの方程式を解いて、電子ビーム中に生じる遅波分散関係は次式で与えられる。

$$\omega = (k + k_w)\, c\beta - \omega_{peff} \qquad (4-1)$$

ここで　$\omega_{peff} = p_1 \omega_p \gamma^{-1/2} \gamma_z^{-1} \Phi^{-1/2}$

$\Phi = 1 - \gamma_z^2 \beta_\perp^2 \beta_0 / (\beta^2 \beta_0 - \beta_z^2)$

$\omega_p = (e^2 n_b / \varepsilon_0 m_0)^{1/2}$

$\beta_0 = (\Omega_z / \gamma) / k_w c$、$\Omega_z = e B_z / z$

$k_w = 2\pi / \lambda_w$

であり、$B_z$は縦磁場強度、$n_b$は電子密度である。（４－１）式の分散関係及び円形導波管内の電磁波の分散関係

$$\omega^2 = c^2 k^2 + \omega_c^2 \qquad (4-2)$$

但し、　$\omega_c^2 = \omega_{c0}^2 + p_z^2 \omega_p^2 \gamma^{-1}$

との交点付近で生じる不安定性によって最大放射場利得が得られる。共鳴周波数は（４－１）式と（４－２）式の交点の周波数として求められ

$$\omega = \gamma_z^2 \omega_{eff} [1 \pm \beta_z \{1 - \omega_c^2 / (\gamma_z \omega_{weff})^2\}^{1/2}]$$

$$\omega_{weff} = k_w c\, \beta_z - \omega_{peff} \qquad (4-3)$$

で与えられる。ここで$p_1$、$p_2$は０～１の数値で、$p_1$は伝送管によるプラズマ角周波数の減衰率、$p_2$は電子ビームの存在により補正された導波管の遮断角周波数である。$\Phi$は縦磁場の効果を表す変数で、縦磁場がないときは１になる。ビームの縦速度は次の定軸速度解の式を用いて求められる。

$$\beta_0 = \beta_z [1 \pm \beta_r (\beta^2 - \beta_z^2)^{-1/2}] \qquad (4-4)$$

ここで、$\beta_r = (\Omega_w / \gamma) / k_w c$、$\Omega_w = e B_w / m_0$である。強い縦磁場を併用するヘリカルウィグラー中の電子はベータトロン振動を行うが（４－４）式がその安定な定常解である。これは、電子の回転の位相がヘリカルウィグラーの磁場のベクトルの方向に$\pm\pi/2$だけずれた軌道である。このような軌道にある電子は一定の縦速度$\beta_z$で伝搬する。

この縦速度$\beta_z$は縦磁場強度により変化する。ウィグラー場による電子の回転周波数と縦磁場のサイクロトロン周波数が一致する$\beta_z=\beta_0$近傍では不安定軌道となる。この共鳴領域の両側に安定軌道があり、$\beta_z>\beta_0$の領域を軌道Ⅰの領域、$\beta_z>\beta_0$を軌道Ⅱの領域と呼ぶ。縦磁場を用いるラマン領域ＦＥＬでは、このようにサイクロトロン共鳴に近付くと、ビームの縦速度が下がり横速度が増加する。

成長率は次の様になる。

ラマン領域の場合

$$\Gamma=\beta_w\left[\left(\omega_b\gamma_z k_w/4\gamma_0^{1/2}c\right)\Phi_0\right]^{1/2} \qquad (4-5)$$

コンプトン領域の場合

$$\Gamma \simeq \frac{\sqrt{3}}{2}\left(\frac{\beta_{w2}}{2}\frac{\omega_b^2 k_w}{\gamma_0 c^2\beta_{z0}}\Phi\right)^{1/3} \qquad (4-6)$$

となる。軌道Ⅰの領域では常に$\Phi>1$であり、縦磁場強度に従って$\Phi$も単調増加し、成長率も増加する。軌道Ⅰの領域では、ＦＥＬの動作は縦磁場が存在しない場合と同様である。一方、軌道Ⅱの領域には$\Phi<0$の領域が存在し、不安定な空間電荷波と、電磁波の結合により、通常のＦＥＬより高効率になる。これは、縦磁場があるための特徴的な現象である。

### ４－２－２　分布帰還形自由電子レーザーの理論

一般にレーザー共振器は１組のミラーによって構成されるが、通常のファブリー・ペロー型共振器を組むためには、電子ビームを曲げて共振器間に電子ビームを入射しなければならない。ところがパルスパワーによるＲＥＢは、エネルギーが比較的小さいために電子ビームの拡散を抑えながら軌道を曲げる事は困難である。また、電子ビーム発生部より上流にミラーを入れる事も考えられるが、共振器長が長くなりパルス幅が１００ｎｓ以下と短いため共振器内の光の往復回数をたかだか数回しかとることができない。そこで導波管型共振器について検討する。これは、次の点で低エネルギー、大電流の電子ビームを用いるＦＥＬに適していると考えられる。

（１）比較的パルスの短い（１００ｎｓ以下）レーザーでも発振が期待できる。
（２）電子ビームの経路と共振器の配置が互いに干渉しない。
（３）構造が単純であるために、製作、設置が容易である。

円形導波管内の管壁の内径Ｒが

$$R = R_0 + l_0 \cos\left(\frac{2\pi}{d} + \theta\right) \qquad (4-7)$$

の様に螺旋状に変化している場合を考える（図４－１）。ここでｄは凹凸構造の周期、$2l_0$は凹凸構造の溝の深さ、$R_0$は平均内半径である。

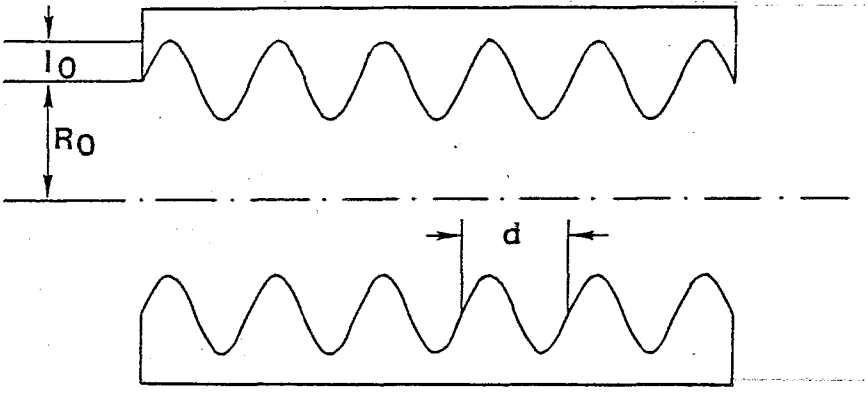



図４－１　分布帰還形共振器

ＤＦＢの効果は各モードの分散関係の交点で起こる[6]。この形の導波管の固有周波数を求める。前進波及び後進波ををそれぞれ、

$$E_+ = E_+(z)\, e^{ikz - im\varphi} + c.\ c. \qquad (4-8-a)$$

$$E_- = E_-(z)\, e^{-ikz - im\varphi} + c.\ c. \qquad (4-8-b)$$

とする。ここで、ｋ、ｍは電磁波の波数進行方向及び回転方向の波数である。これらの電磁波の結合は結合方程式によって表される。結合定数はＢｒａｔｍａｎよって求められ[7-9]次のようになる。

ＴＥ－ＴＥ結合の場合

$$\kappa_{\pm}=\frac{l_{0}}{2R_{0}^{3}}\ \frac{-\rho_{+}^{2}\rho_{-}^{2}+m_{+}m_{-}R_{0}^{2}\left((\omega/c)^{2}+|k_{z}^{+}k_{z}^{-}|\right)}{|k_{z}^{\pm}|\left(\rho_{\pm}^{2}-m_{\pm}^{2}\right)}$$

（４－９）

ＴＭ－ＴＭ結合の場合

$$\kappa_{\pm}=\frac{l_{0}}{2R_{0}}\ \frac{(\omega/c)^{2}+|k_{z}^{+}k_{z}^{-}|}{|k_{z}^{\pm}|}$$

（４－１０）

ＴＭ－ＴＥ結合の場合

$$\kappa_{\pm}=\frac{l_{0}}{2R_{0}}\ \frac{m_{TM}(\omega/c)\ (k_{z}^{+}-k_{z}^{-})}{|k_{z}^{\mp}|\ (\rho_{TM}^{2}-m_{TM}^{2})}$$

（４－１１）

ここで、$k_{z}^{\pm}$は、前進波及び後進波の波数であり、$\rho$はＴＥモードの場合ベッセル関数の導関数の０点によって定められる各モードに対する固有値であり、ＴＭモードの場合ベッセル関数の０点によって定められる各モードに対する固有値である。ｍは電磁波の角度方向の強度分布を示す。電界強度ＥはＥ∝ｅｘｐ（ｉｍ$\phi$）の関係にあるとしている。結合係数は主要モードである$TE_{11}$モードのときおよそ$l_{0}\omega/R_{0}c$である。

この構造の導波管の固有周波数$\omega_{0}$は利得及び損失がないときは、ブラッグ反射条件$k_{z}^{+}-k_{z}^{-}=2\pi/d=k_{0}$と$m_{+}-m_{-}=1$から、

$$\omega_{0}=\omega_{0}+\mathrm{sgn}(q)\ \frac{c^{2}k_{0}|\kappa|}{2\omega_{0}}\ \sqrt{1+\left|\frac{\pi q}{\kappa L}\right|}$$

（$q=\pm1,\pm2,\pm3\cdots$）　（４－１２）

となる。ここで、$\omega_{0}=c\ (nk_{0}/2))^{2}+(\rho/R_{0})^{2})^{1/2}$、である。固有周波数は$\omega_{0}$の上下に現れる事になる。

## 4－3　自由電子レーザーの実験

### 4－3－1　ヘリカルウィグラー

ヘリカルウィグラーを用いた。ヘリカルウィグラーの場合、ウィグラー磁場強度$B_w$（kG）とウィグラー磁場励磁電流$I_w$（A）の関係は次式で与えられる[10]。

$$I_w = \frac{\lambda_w B_w}{8\pi \times 10^{-7} f(x)} \qquad (4-13)$$

ここで、$\lambda_w$はウィグラーの周期（cm）、$f(x) = xK_0(x) + K_1(x)$であり、$K_0$は0次の第二種変形ベッセル関数、$K_1$は1次の第二種変形ベッセル関数である。$B_w$＝500G、$\lambda_w$＝3cmとすると、励磁電流は$I_w$＝4kAとなる。

ウィグラー磁場に電子ビームを入射するときに電子ビームを安定軌道に入射するためにはビームを安定軌道にのるように角度をつけて入射する方法と、ウィグラー磁場を徐々に強くしていく方法があるが、前者は構造が複雑になり、かつ、ビームエネルギーにより入射角度が変わるため、後者の方法を採用し、ウィグラーコイルの半径を徐々に小さくする部分（断熱遷移部）を5ピッチとした。

### 4－3－2　実験配置

電子ビームの伝搬は第3－4－3節で述べた磁場含浸型ダイオードからの電子ビームを用いた。伝搬用の縦磁場はダイオード部と等しく、8．8kGとした。このような強磁場を発生させるには直流では高出力の電源か重量の大きいコイルが必要なので、コンデンサーバンクによるパルス磁場を用いた。パルス磁場の立ち上がり時間は、800μsで、導波管の表皮効果による磁場の減衰は無視する事ができる。図4－2に実験配置を示す。ウィグラーコイルの左端のテーパー状になっている所が断熱遷移部である。縦磁場コイル及びウィグラー磁場コイルのための電流導入端子は径方向に設け、更に同軸ケーブルを使用し漏洩磁場の影響をできるだけ低減した。実験に用いた磁場は直列に接続した

３つのソレノイドコイルにより発生させ磁場の距離に対する変動率を $\Delta B_z / B_z \fallingdotseq 15\%$とした。

実験パラメーターを表４－１に示す。

表４－１　ヘリカルウィグラーによるＦＥＬ装置諸元

| | |
|---|---|
| ウィグラー | |
| 型式 | ヘリカル |
| 周期（$\lambda_w$） | ３０ｍｍ |
| ピッチ数 | ４７ |
| 断熱遷移部 | ５ ピッチ |
| 均一部 | ４２ピッチ |
| 磁場強度 | ５００Gauss |
| 導波管 | |
| 形式 | 円形 |
| 内径 | ２０ｍｍ |
| 厚さ | １ｍｍ |
| 材質 | ＳＵＳ３０４ |
| 縦磁場 | |
| 磁場強度 | ８．８ｋＧ |

この表のパラメーターでビーム径が６ｍｍで１００Ａであるとラマン領域であり、軌道Ｉの領域である。図４－３に縦磁場強度と縦方向速度の関係を示す。縦磁場強度が１０ｋＧから１３ｋＧではサイクロトロン共鳴の領域にはいる。

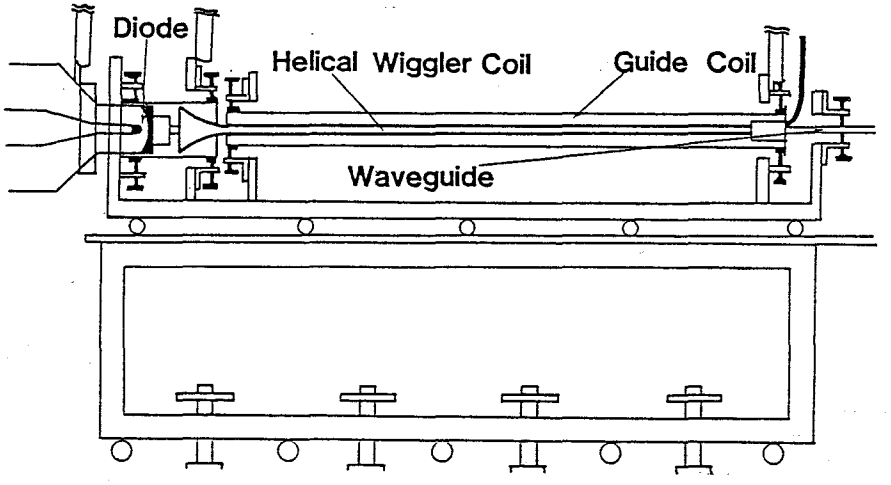



図４－２　分布帰還形ＦＥＬの実験配置

４－３－３　電子ビーム伝搬実験

電子ビーム伝搬に対するウィグラー磁場の影響を実験的に調べた。電流の計測はファラデーカップを用いた。ウィグラー磁場がない場合、電子ビームは、２００Ａの電子ビーム入射に対し、アノードから１．４ｍ下流でも約１０％損失するだけであった。しかしウィグラー磁場を印加すると、ビーム電流は約１／２の１００Ａに減少した。図４－４にコイルの位置と伝搬電流の関係を示す。これを改良するためにアノードの口径を６ｍｍから８ｍｍに変えビーム電流の大電流化を試みた。ビーム電流はウィグラー磁場がない場合アノードから１．４ｍ下流で５５０Ａと増加した。しかしウィグラー磁場印加によりビーム電流は１２０Ａまで減少した。これからビーム断面でのウィグラー磁場の変動の小さい$k_w r_b < 1$の条件を満たす６ｍｍのビームを用いて実験を行った。以上の事から、ウィグラー磁場に以上の事からウィグラー磁場により伝

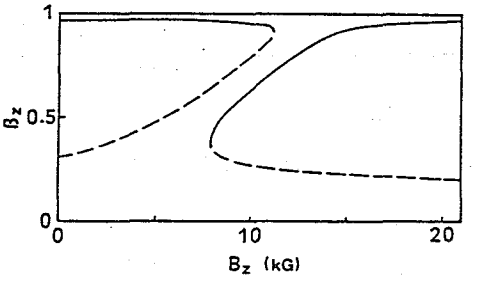



図４－３　縦磁場と軸方向速度

搬可能な電子ビーム電流がウィグラーに制限されていることが分かった。ウィグラー磁場と縦磁場による電子ビームの軌道は電子ビームのピークエネルギーで、Ｆｒｅｕｎｄの理論により導かれる軌道Ｉの安定軌道となるようにしているが、電子ビームのエネルギーはパルスの立ち上がり部分で低く、サイクロトロン共鳴の領域に入ってしまい、電子ビームは安定に伝搬しない。そのため伝搬できなくなった電子の発生する磁場や電場の影響で後続の電子の伝搬が安定に行われなかったと考えられる。

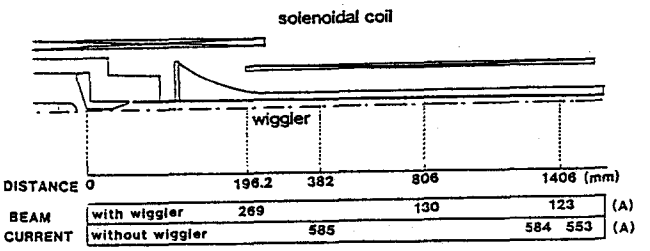



図４－４　ウィグラー内のビーム電流

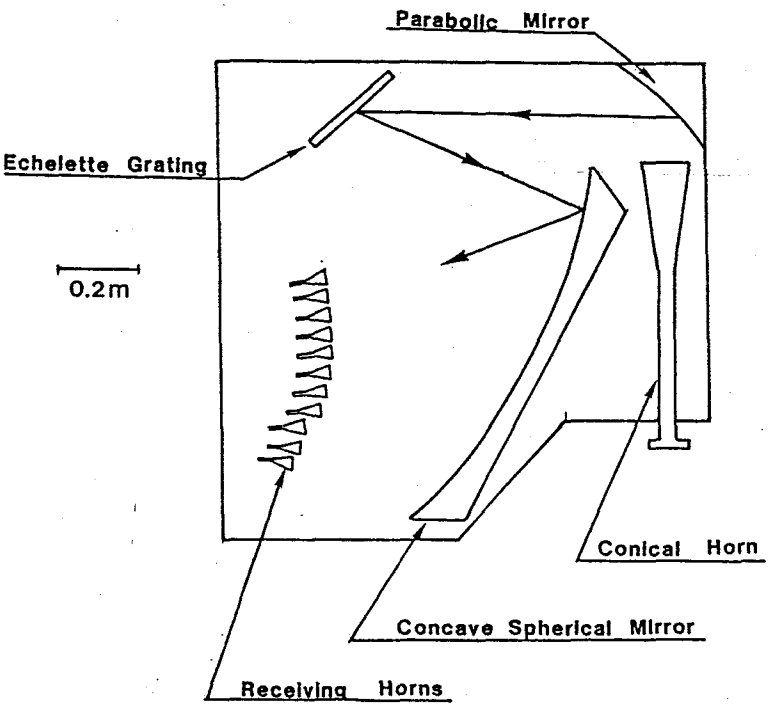



図４－５　エシュレットグレーティングスペクトロメーター

あるいは、ウィグラー磁場の断熱遷移の部分の最適化なされていなっかた事も電流損失の原因として考えられる。これらを改善するためには、断熱遷移部分のピッチ数を増やすか、縦磁場強度を１５ｋＧ以上にして軌道Ⅱの領域にする等の方法が考えられる。

### ４－３－４　超放射光の計測

ＦＥＬ光の検出は受信ホーンに取り付けたショットキバリアダイオード（１ＳＳ８６）で行った。１ＳＳ８６はＵＨＦ帯の検波素子であるが１５０ＧＨｚ帯の電磁波でも大出力のために検出する事ができる。出力エネルギーは焦電素子によるカロリーメーター（Ｓｃｉｅｎｔｅｃｈ社、３６－０００１）で行った。このメータの時定数は１４秒と長いが、自由電子レーザーの出力エネルギーを時間積分で計測するためには充分である。

出力波長はエシュレットグレーティングスペクトロメーター（図４－５）で計測を行った[11]。円錐ホーンから入射した電磁波は放物面鏡で平行になり、波長はエシュレットグレーティングで回折される。その後、球面鏡で集光され各分解位置に設置した受信ホーンで検出器に導かれる。グレーティングスペクトロメーターは電波吸収体を張り付けたアルミ製の箱の中に設置した。入射角$\alpha$と回折角$\beta$の関係は次の通りである。

$$d(\sin\alpha+\sin\beta)=n\lambda \qquad (4-14)$$

ここでｄは格子定数、$\alpha$は入射角、$\beta$は回折角である。ｎは次数でｎ＝１となるところにもっとも強く回折される。実験には、１８０（溝の方向）×３００ｍｍ（ピッチの方向）の大きさで、ｄ＝１ｍｍ、ブレーズ角３０°のグレーティングを用いた。$\alpha$を６０°として用いたので、波長０．７８ｍｍから１．３７ｍｍの波長に対して回折角$\beta$＝－５°～３０°となる。グレーティングの分解能は（４－１４）式を$\beta$で微分することにより求められ、次の様になる。

$$\frac{d\lambda}{d\beta}=d\cos\beta \qquad (4-15)$$

となる。分光器全体の分解能はこの式と受信ホーンの大きさで決まり、幅のある周波数帯域で計測する事になる。各受信ホーンの感度の較正は７５ＧＨｚのクライストロンで行った。また検出位置の較正は、グレーティングの代わりに銅板を置き、これを回転させることで行った。

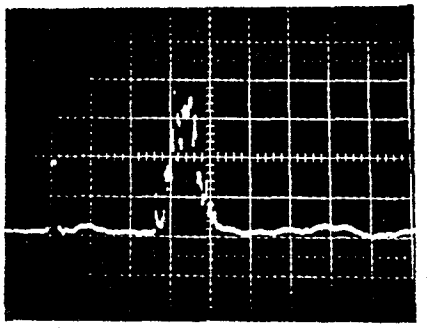


図４－６　ＦＥＬ出力波形
（横軸　50ns/div）

４－３－５　実験結果及び考察

ウィグラー磁場を印加するとショットキバリアダイオードに信号が検出されＦＥＬ動作を確認した。出力信号を図４－６に示す。また、出力エネルギーは２５ｍＪであった。このことから、パルス出力は６００ｋＷであることが分かった。

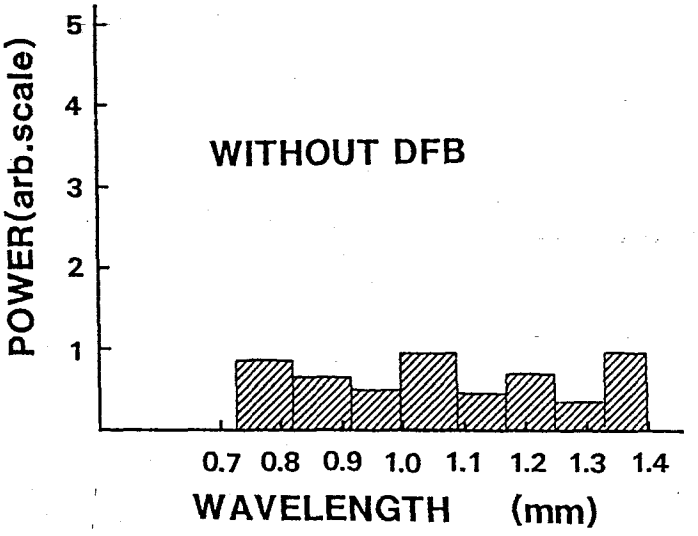



図４－７　超放射光のスペクトル

スペクトルの計測結果を図４－７に示す。０．７ｍｍ～１．４ｍｍとスペクトロメーターの全計測範囲でＦＥＬ信号が検出された。縦軸は各チャンネルの相対強度を表す。

波長拡がり（$\Delta\lambda/\lambda$）の要因を以下の用に評価する。

$$(\Delta\lambda/\lambda)^2 = (\Delta\lambda/\lambda)_E^2$$

電子ビームのエネルギー拡がりによる拡がり

$$+ (\Delta\lambda/\lambda)_\varepsilon^2$$

電子ビームのエミッタンスによる拡がり

$$+ (\Delta\lambda/\lambda)_W^2$$

ウィグラーの磁場精度による拡がり

$$+ (\Delta\lambda/\lambda)_{off}^2$$

電子ビームのウィグラー中心から位置ずれ

実験では（$\Delta\lambda/\lambda$）$_W$は５％であり、電子ビームの（３ｍｍ）の変位による（$\Delta\lambda/\lambda$）$_{off}$は２％であると推測される。これから（$\Delta\lambda/\lambda$）$_E$、及び（$\Delta\lambda/\lambda$）$_\varepsilon$が大きいと考えられる。特に電子ビームのエネルギー拡がりが１０％以上だと（$\Delta\lambda/\lambda$）$_\varepsilon$は２０％となるため、電子ビームのエネルギー拡がりを抑えることが重要である。電子ビームからＦＥＬへの効率は約０．４％であった。電流がウィグラーの途中で失われているため、利得は正確に算出できないが、本実験のパラメーターで電流が１００Ａから２００Ａの時、３０ｄＢから４０ｄＢ程度である。これから、ダイオードノイズによる入力は最低でも数１０Ｗであると見積られる。

### ４－３－６　分布帰還形自由電子レーザーの実験

導波管内に４－２－２節で述べたＤＦＢ共振器を組み込み実験を行った。

$R_0$＝１６．３５ｍｍ，$l_0$＝１．３５ｍｍ、ｄ＝１．２５ｍｍの構造のものを用いた。ＤＦＢ構造の全長は１５００ｍｍとし、全相互作用領域をカヴァーするようにした。この時出力波形は図４－８－（ｂ）の様に時間的に２つのピークを持つような波形が観測された。図４－８－（ａ）にこの時の電子ビームエネルギーもあわせて示す。発振周波数に於いては、１．０－１．１ｍｍと１．３－１．４ｍｍの２つの特定波長域での強い放射が得られた。（図４－９）

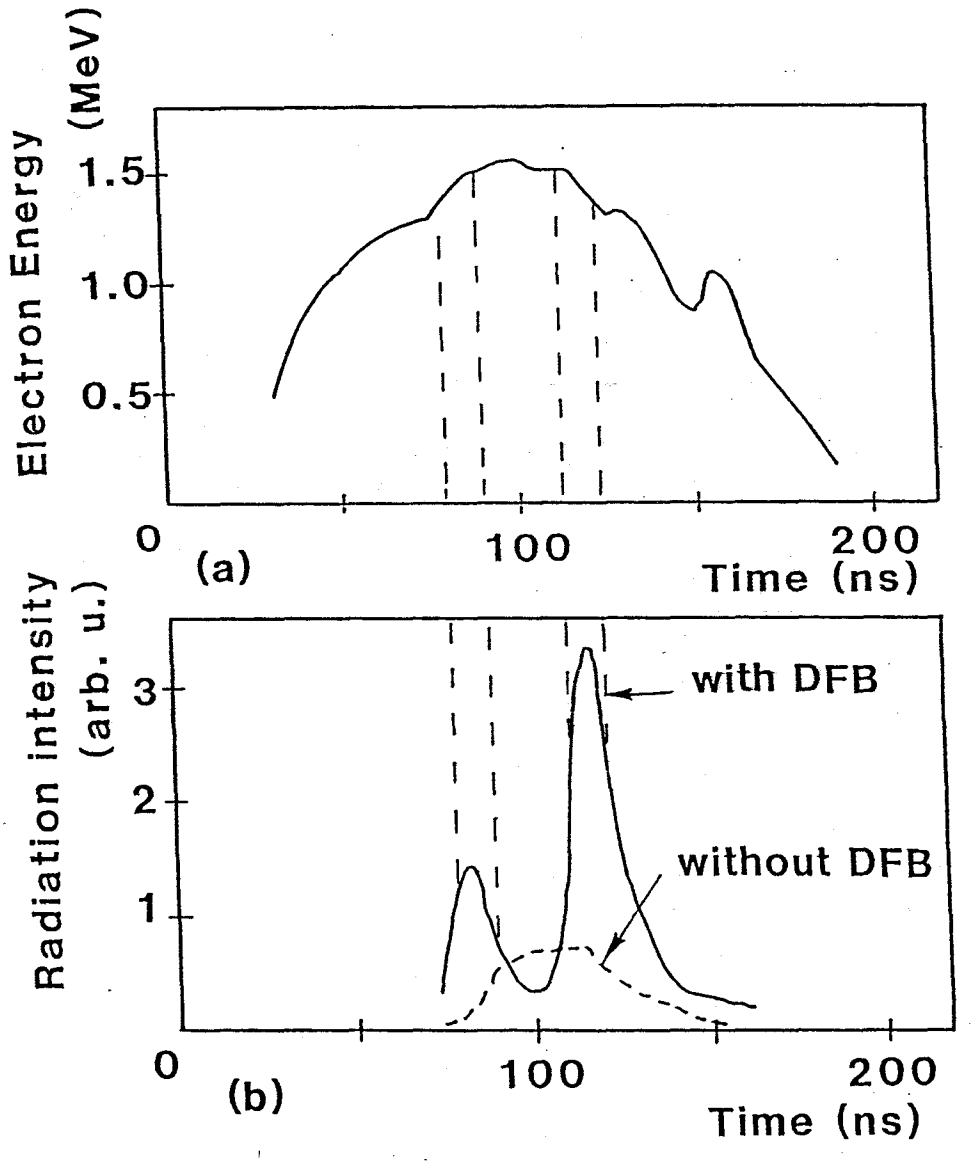



図４－８　ビームエネルギーと分布帰還形ＦＥＬの出力波形

４－３－７　分布帰還形自由電子レーザーの実験の検討及び考察

波長0.7mm～1.4mmの電磁波$TE_{11}$モードの電磁波の結合係数は 500～1400である。これから発振波長は、（４－１２）式より

1.08mm-1.09mm　1.46mm-1.49mm　（$TE_{11}$モード）

1.16mm-1.21mm　1.29mm-1.35mm　（$TM_{01}$モード）

となる。実験で計測された２つ波長は $TE_{11}$モードの短い方の波長と$TM_{01}$の長い方の波長である。$TE_{11}$の長い方の波長は分光器の計測限界を越えていたために検出できなかった。$TM_{01}$モードの短い波長は成長率が小さいため特に検出されなかったのだと考えられる。計測された波長の拡がりはスペクトロメータの分解能が±５％であることから最も悪くても±５％であると言える。

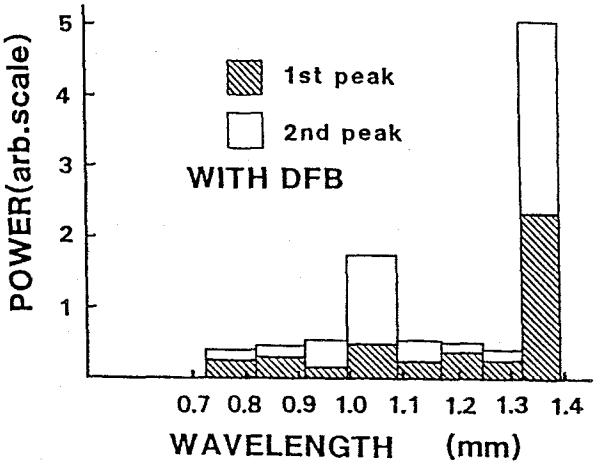



図４－９　ＦＥＬスペクトル
ＤＦＢ共振器有り

次に時間的に２つのピークを持つ事について考察する。電磁波の結合方程式に利得の効果を入れると次のようになる。

$$\frac{dE_+}{dz} - \alpha E_+ = i\kappa e^{-i\Delta kz} E_- \qquad (4-16)$$

$$\frac{dE_-}{dz} = -i\kappa e^{+i\Delta kz} E_+ \qquad (4-17)$$

となる。ここで、$\Delta k = k - k_0$で導波管の凹凸構造の周波数からのずれを表す。$\alpha$は単位長さ当りの成長率で単行路増幅率Ｇとは、$G = \exp(2\alpha L) - 1$の関係にある。

ＤＦＢの長さをＬとすると、結合方程式より通過利得は次のようになる。

$$\left| \frac{E_+(L)}{A_0} \right| = \left| \frac{\Lambda e^{\alpha L/2}}{\Lambda \cosh(\Lambda L) - \chi \sinh(\Lambda L)} \right| \qquad (4-18)$$

ここで、$\chi=\alpha/2-i\Delta k$、$\Lambda=(\kappa^2+\chi^2)^{1/2}$である。 また境界条件として周期構造のない所では反射しないとして、$E_-(L)=0$, $E_+(0)=0$を用いた。

横軸をブラッグ周波数からのずれ、縦軸を利得として、通過利得を$\sqrt{10}$倍毎の等高線表示すると、図４－１０のようになる。極値が発振条件を表す。破線は各極値を結んだもので、おおよその発振条件を与える。この発振条件で、周期構造の波数からのずれ（Ｂｒａｇｇ Ｍｉｓｍａｔｃｈ、Δｋ）が

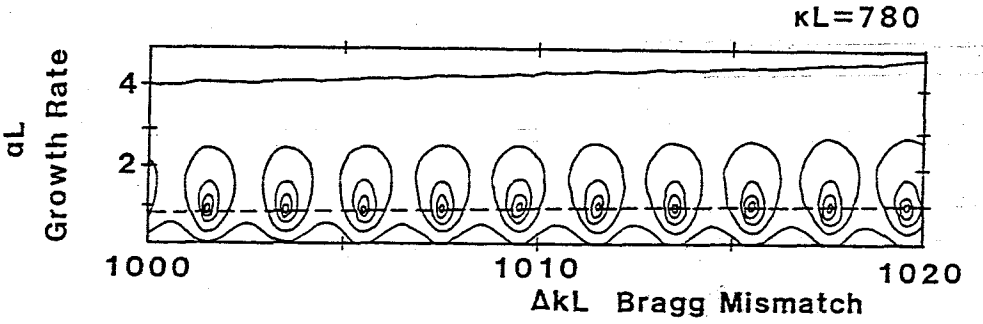



図４－１０　分布帰還形ＦＥＬの通過利得

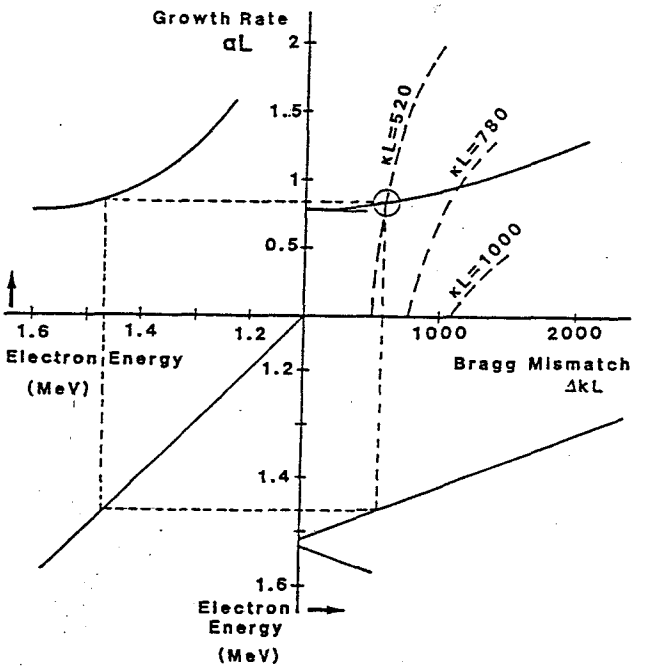



図４－１１　分布帰還形ＦＥＬの発振条件の電圧依存性

結合係数が等しいところから極値が現れるのが特徴である。これは利得$\alpha$が結合係数$\kappa$に比べて極端に小さいために起こる現象である。

時間的に２つのピークを持つ事は、電子ビームのエネルギーが時間的に変わる事から説明される。図４－１１で定性的に説明する。第Ⅰ象限に図４－１０の発振条件（破線）、第Ⅱ象限に（４－５）式によるビームエネルギーと利得の関係、第Ⅳ象限にエネルギーと周波数（ブラッグ周波数からのずれ）を表す。電子ビームのエネルギーが１．５ＭｅＶ以上になると、出力周波数のブラッグ周波数からのずれが小さくなり、発振条件を満たす利得が小さくなるのに対して、実際の利得は余り小さくならない。従って、エネルギー１．５ＭｅＶ以上の電子ビームによるＦＥＬの通過利得は小さくなる。

以上の事から分布帰還形のＦＥＬはエネルギーの依存生が大きいことがわかった。

## ４－４　まとめ

（１）ヘリカルウィグラーを用いたＦＥＬ実験を行い波長１ｍｍで６００ｋＷの超放射光を得た。電子ビームのエネルギーの拡がりの大きさ（１０％以上）、ウィグラーの磁場精度（５％）などの原因により、そのスペクトルは±２０％と大変広いものとなった。今後よりエネルギー拡がりの小さい電子ビームの開発が必要である。

（２）分布帰還形の共振器を組み込んだ実験では特定周波数での発振に成功し、この結果は利得を考慮した結合方程式による理論でよく説明される事が分かった。分布帰還形共振器がＦＥＬに有効である事を実証した。

## 参考文献

1)　J.A.Pasour and S.H.Gold
"Free-electron laser experiments with and without a guide magnetic field: a review of millimeter-wave free-electron laser reserch at the Naval Research Laboratory"
IEEE J. Quantum Electron. QE-21 845 (1985).

2)　D.B.McDermott, T.C.Marshall, S.P.Schlesinger, R.K.Parker and

V.L.Granatstein
"High-power free-electron laser based on stimulated Raman backscattering"
Phys. Rev. Lett. 41 1368 (1978).

3) F.K.Kneubuhl and E.Affloter "Infrared and Millimeter Waves"
Vol.1 Chap.6 Academic Press (1979)

4) H.P.Freund, P.Sprangle, D.Dillenburg, E.H.da Jounada, B.Liberman and R.S.Schneider
"Physics of Quantum Electronics"
Vol.9, p.759 Addison-Wesley (1982)

5) J.Fajans, et al.:Preprint, PFC/JA-84-41, Plasma Fusion Center MIT. Dec. 1984.

6) H.P.Preiswerk, M.Lubanski, S.Gnepf, and F.K.Kneubuhl
"Group theory and realization of a helical distributed feedback laser"
IEEE J.Quantum Electron. QE-19 1452 (1983)

7) V.L.Bratman, G.G.Denisov, N.S.Ginsburg, and M.I.Petelin
"FEL's with bragg reflection resonators: cyclotron autoresonance masers versus ubitrons"
IEEE J.Quantum Electron. QE-19, 282 (1983)

8) I.E.Botvinnik, V.L.Bratman, A.B.Volkov, N.S.Ginzburg, G.G.Denisov, B.D.Kol'chugin, M.N.Ofitserov, and M.I.Petelin
"Free-electron masers with Bragg resonators"
JETP Lett. 35 50 (1982).

9) G.G.Denisov and M.G.Reznikov
"Corrugated cylindrical resonators for short-wavelength relativistic microwave oscillators"
Radiophys. and Quantum Electron. 25 407 (1982).

10) 近藤淳 「ウイグラー及び自由電子レーザー」
電子技術総合研究所調査報告、第２００号（１９７９）

11) J.A.Pasour, S.P.Schlesinger
"Multichannel grating spectrometer for millimeter waves"
Rev. Sci. Instrum., Vol.48, No.10, Oct. 1977.

# 第５章　大出力自由電子レーザーの基礎研究

## ５－１　はじめに

大出力ＦＥＬ実験はＬＬＮＬ（Lawrence Livermore National Laboratory）[1]、ＮＲＬ[2]等で行われているが、その多くは２ミリ以上のミリ波帯域のものである。ミリ波帯域の電磁波はマイクロ波管により比較的高効率の発生が可能である。サブミリ波帯での大出力ＦＥＬはマイクロ波管での発生が困難であり、また光励起レーザーは分子の回転遷移周波数でのみ発振し効率も１０％程度である。従ってサブミリ波帯での大出力波長可変光源となり得るＦＥＬの開発は意義深い。特に高勾配加速用の加速電磁波には、ミリ波帯のうち波長の短い領域電磁波やサブミリ波帯の電磁波が必要である。このサブミリ波帯域での自由電子レーザーの重要性から、誘導加速８段により高エネルギー化した電子ビームを用いて自由電子レーザーの基礎実験を行った。

自由電子レーザーにおいて、誘導放射光が充分成長すると、電子ビームのエネルギーが失われ、共鳴条件を維持できなくなってしまう。しかしウィグラー磁場強度を電子ビームのエネルギーの低減に従い変化させ、共鳴条件を維持し続ければ、効率の飛躍的な改善が行われる事がＰ．Ｓｐｒａｎｇｌｅによって１９７９年に指摘された[3]。この様にウィグラーのパラメーターを変化させる事をウィグラーのテーパー化と呼ぶ。１９８６年にＬＬＮＬのＥＴＡ（Experimental Test Accelerator)により、ウィグラーのテーパー化と５０ｋＷの入力光源の使用により、３４．６ＧＨｚで効率３４％が達成され、ウィグラーのテーパー化の有効性が示された[4]。本章で述べる研究の目的は大出力ＦＥＬのための基礎技術開発である。すなわちテーパー化ウィグラーの開発及びウィグラー内に於けるビーム伝搬に関する研究が重点項目である。このためテーパー化の可能な強磁場で且つ高精度のウィグラーを開発した。水平面内の収束のためにダイポールコイルを設計開発し、２００Ａの電子ビームをウィグラー下流まで伝搬させ、ＦＥＬ光を検出する事に成功した。

## ５－２　高精度ウィグラーの開発

ウィグラーの開発では以下の４点に留意した。

（１）　Ｋパラメーターを２以上にできる事

（２）　テーパー化が可能である事。

（３）　ビーム断面でのウィグラーの磁場変動が小さい。

（４）　高精度である事。

ウィグラーの形式には大別してヘリカルウィグラーと平面ウィグラーの２種類がある。ヘリカルウィグラーの場合数ｋＧ以上の強磁場化が難しい。１０ｋＡの励磁電流をもってしても、Ｋパラメーターは高々２程度である。強磁場化、及び高精度化及び５－３－２節で述べるウィグラーのテーパー化の点で平面ウィグラーの方が有利である。電子ビームのエネルギー４ＭｅＶで、サブミリ波帯の出力が可能な様にウィグラーピッチは６０ｍｍとした。平面ウィグラーのを採用した。 このウィグラーの中心磁場強度$B_{u0}$は次のように表される[5]。

$$B_{u0}=2B_r[1-\exp(-k_u b)]\exp(-k_u g/2)\sin(\pi/M)/(\pi/M) \qquad (3-1)$$

ここで$B_r$は残留磁束密度である。 ｇはギャップ間隔であり、ｂはウィグラー磁石の厚さである。Ｍは１ブロック当りの磁石の数ある。ｓｉｎ（π／Ｍ）／（π／Ｍ）でＭ＝２、４、６とすると、０．６４、０．９０、０．９５となる事からＭ＝６としても余り磁場は強くならない事が分かる。これからＭは４とした。（この章では、ウィグラーの中心での磁界の方向にｙ軸、ビームの進行方向にｚ軸、電子ビームがウィグラーによって振られる方向にｘ軸を選んでいる。）

磁石の材料は希土類磁石（$Nd_{15}Fe_{77}B_8$）で$B_r$＝１０．３ｋＧのものを用いた。ウィグラーのテーパー化が可能な様に５ピッチ毎にギャップ間隔が変えられるようにし、ギャップ間隔を２７ｍｍから７０ｍｍまで変える事により磁場強度は４．５ｋＧから４６０Ｇまで変える事が出来る。ピッチ数は３０ピッチとした。また、ウィグラーの精度は±２％であり、現段階の電子ビームでは、この値で充分である。また、ウィグラーの幅（ｘ方向の長さ）は１２６ｍｍとしビームの半径を１０ｍｍとしたときのウィグラー磁場変動は水平方向で

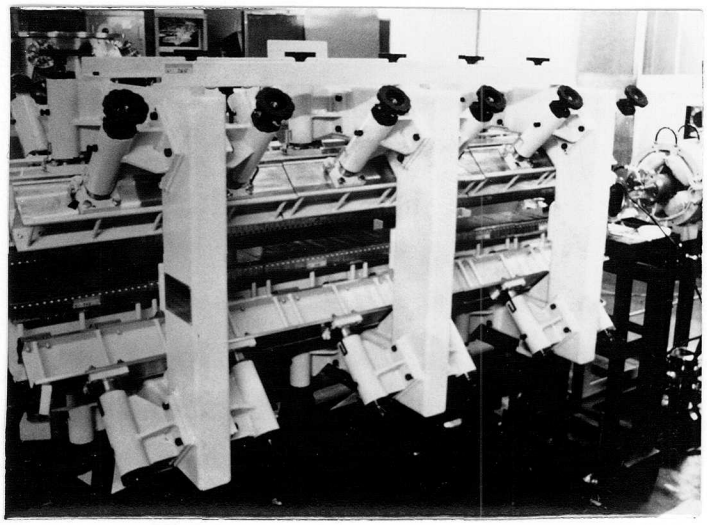


図５－１　平面ウィグラー

１％以内に抑えた。開発したウィグラーを図５－１に示す。

電子ビームを伝搬させるために入口と出口とにキッカー磁石を設けた。

ウィグラー磁場をホール素子で測定した。測定した磁場と（３－１）式で求められるギャップ間隔と磁場強度の関係を図５－２に示す。

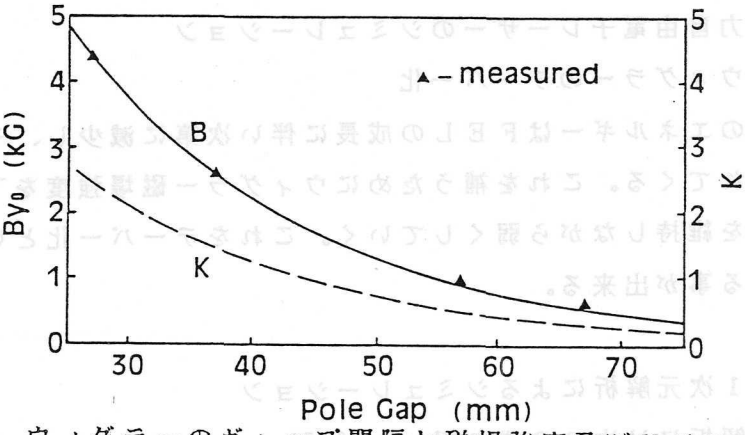



図５－２　ウィグラーのギャップ間隔と磁場強度及びＫパラメーター

ｚ軸上の磁場分布から電子ビーム中心の水平面内の軌道を求める事ができる。すなわち運動方程式のｘ成分から、ビームの位置ｘ次のようになる。

$$x = -e/(c\beta\gamma m_0)\int\int B_y d^2z + x_0'z + x_0 \quad (3-2)$$

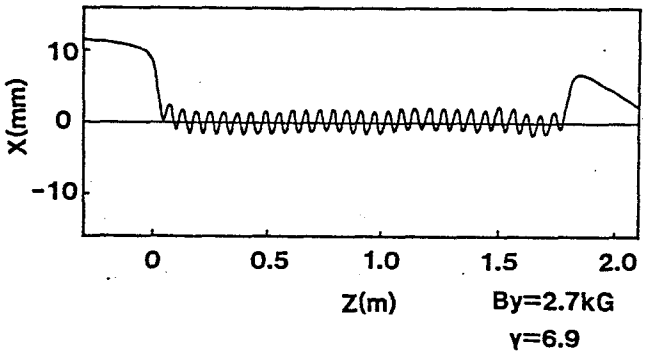



図５－３　平面ウィグラー磁場計測による電子ビーム軌道

計測結果によるエネルギー３ＭｅＶの電子ビーム軌道を図５－３に示す。この軌道のエンベロープが直線的になっていないと、電子ビームは安定に伝搬し得ない。すなわち、ウィグラー磁場は磁場強度だけではなく、ピッチ等により、総合的な調整が必要である。ウィグラーの入口でのｘ方向の振れはキッカーがないと２０ｍｍ以上になるが、キッカーにより１１ｍｍに抑えられている。

## ５－３　大出力自由電子レーザーのシミュレーション

### ５－３－１　ウィグラーのテーパー化

電子ビームのエネルギーはＦＥＬの成長に伴い次第に減少し、その結果共鳴条件からはずれてくる。これを補うためにウィグラー磁場強度を下流に行くに従い共鳴条件を維持しながら弱くしていく。これをテーパー化といい、効率を飛躍的に上げる事が出来る。

### ５－３－２　１次元解析によるシミュレーション

放射出力の解析には次の３式を用いた[6,7]。

$$\frac{d\gamma_i}{dz} = \frac{eB_w k_s}{2m_0^2c^2k_w}A_s\frac{\sin\phi_i}{\gamma_i} \qquad (3-3)$$

$$\frac{d\phi_i}{dz} = k_w - k_s\frac{1+K^2/2}{2\gamma_i^2} \qquad (3-4)$$

$$\frac{dA_s}{dz} = \frac{e^2}{2\varepsilon_0 c^2 m_0} \frac{B_w n_b}{k_w k_s} \left\langle \frac{\sin\phi_i}{\gamma_i} \right\rangle \qquad (3-5)$$

ここで $A_s$、$k_s$はそれぞれ、放射波のベクトルポテンシャルおよび波数、$n_b$は電子密度、最初の式の右辺はウィグラー場と放射場によるモンディラモーティヴ力を表し、$\phi_i$はｉ番目の電子の位相を表す。この式を順次解いていく事により放射光の成長を追う事ができるので、$dA_s/dz$が最大になるように$B_w$を変えて最適の$B_w$を求めた。

初期位相を－πから＋πまでかえた１００個の電子を同時に計算した。計算結果を図５－４に示す。入力１０ｋＷで６ＭｅＶの電子ビーム１ｋＡによりＦＥＬは１ＧＷ出力となる。テーパー化により単行程利得は５０ｄＢである。

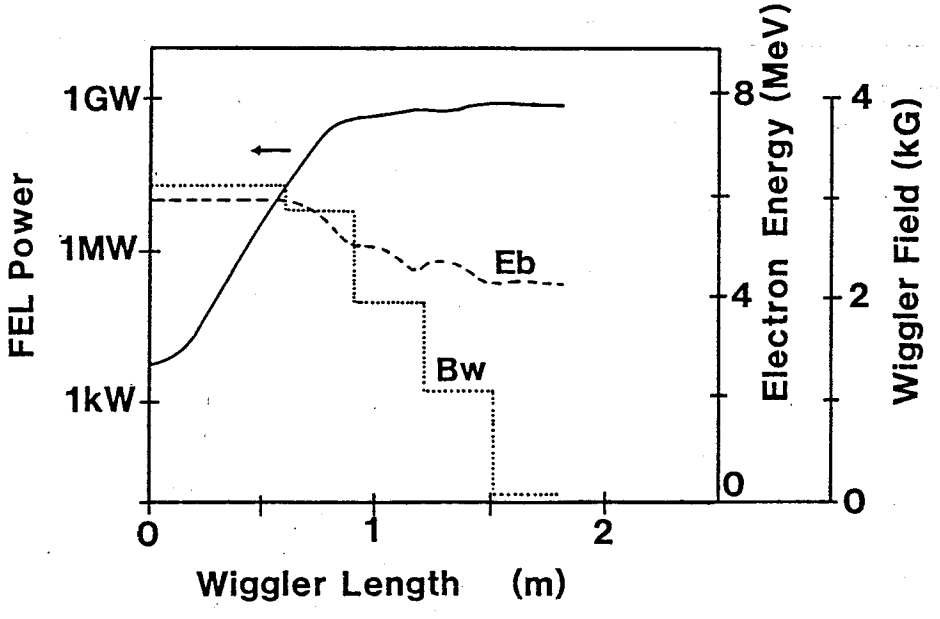



図５－４　テーパー化による大出力化（シミュレーション結果）

## 5－4　大出力自由電子レーザー実験

### 5－4－1　ウィグラー内のビーム収束及び伝搬

平面ウィグラーの作る磁場は、次のようになる。

$$B_{wy}=B_0 \sin(k_w z)\cosh(k_w y) \qquad (3-6-a)$$

$$B_{wz}=B_0 \cos(k_w z)\sinh(k_w y) \qquad (3-6-b)$$

この磁場による電子ビームのｙ方向の収束について考える。電子ビームの拡散力はエミッタンスと自己場の力により生じるので、エンベロープ方程式の場合と同様にして、時間に対する微分を距離に対する微分に置き換えて次のようになる。

$$y''=-\frac{1}{2c}\left(\frac{eB}{\gamma m_0}\right)^2 y+\frac{2I}{I_A(\beta\gamma)^2 y}+\frac{\varepsilon^2}{(c\beta)^2 y^3} \qquad (3-7)$$

水平方向（ｘ方向）の収束のためにウィグラーの横にダイポールコイルを設置し、これはウィグラーの横にコイルを巻いたものである。コイルを図５－５の様に配置し、

$$B_y=B_d x$$

なる磁場を発生するようにした。

収束に必要な磁場強度はビームの運動方程式を次の様に書き換える事により求められる。

$$x''=-\frac{e}{\gamma m_0 c\beta}B_d x+\frac{2I}{I_A(\beta\gamma)^2 x}+\frac{\varepsilon^2}{(c\beta)^2 x^3} \qquad (3-8)$$

これからｘ”＝０となる平衡半径は、３ＭｅＶで輝度$B_n=10^4$（A/rad$^2$cm$^2$）、Ｉ＝３ｋＡの電子ビームで$B_d$＝３０Ｇ／ｃｍ磁場により１３ｍｍとなる。

このコイルの磁場とウィグラー磁場の中での一個の電子の運動はｘｙ方向の

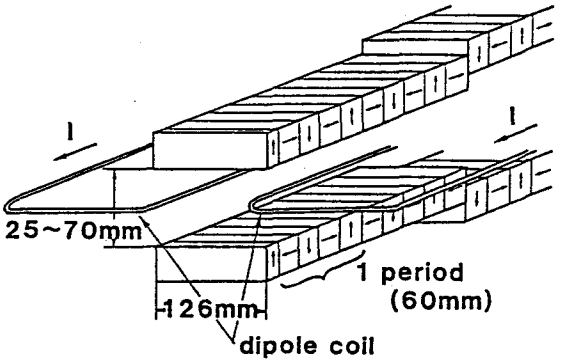



図５－５　ウィグラー内電子ビーム収束用擬四極子磁石

運動方程式を連立して解く事により求められる。ｙ方向には、

$$y'' = -k_v^2 y \qquad (3-9)$$

ここで　$k_v^2 = -\dfrac{eB}{2\gamma m_0}$

であり、ｘ方向では

$$x = \frac{\Omega_c(1+k_w^2 y_0^2/4)}{(k_0^2-k_w^2)}\sin(k_w z) + \frac{\Omega_c k_w^2 y_0^2(2k_v-k_w)}{8(k_0^2-(2k_v-k_w)^2)}\sin[(2k_v-k_w)z] + \frac{\Omega_c k_w^2 y_0^2(2k_v+k_w)}{8(k_d^2-(2k_v+k_w)^2)}\sin[(2k_v+k_w)z] \qquad (3-10)$$

ここで　$k_d^2 = -\dfrac{eB_d}{\gamma m_0}$

ここで、$\Omega_c$はサイクロトロン周波数で$eB/\gamma m_0$である。右辺の第２項、第３項はウィグラーの中心から$y_0$ずれて入射した時に生じる、高調波である。これは、ビームの初期位置$y_0$の２乗に比例して大きくなるため、これらの項の振幅を小さくする事が必要である。$\lambda_w = 0.06$m、$B_0 = 0.3$T、$B = 0.26$Tのとき、３ＭｅＶの電子に対して$y_0 \leq 0.9$cmであれば高調波

成分の振幅はウィグラーによる振幅の２０％以下となり、電子の運動の周期もウィグラーの周期の１．５％以下のずれとなり、問題はない。

５－４－２　ウィグラーへのビーム入射とウィグラー中での伝搬

実験配置を図５－６に示す。８段の誘導加速器を用い、ウィグラー入射の地点まで縦磁場で電子ビームを収束させる。特にウィグラー入射の手前ではヘルムホルツコイルを用いている。ヘルムホルツコイルにより、縦磁場強度を調整できるようになっており、また計測箇所を設けても、第３章で述べたような磁場の不均一部分を生じる事ない様にする事が可能となった。

ウィグラーにビームを収束させて入射するためにウィグラー上流の磁場分布を調整した。この磁場の強度分布と計算した電子ビームのエンベロープを図５－７に示す。ウィグラー入口でビームは２７ｍｍφに収束されているが、拡がり角は２７ｍｒａｄとなった。拡がり角は負号の方が望ましい、この磁場でも

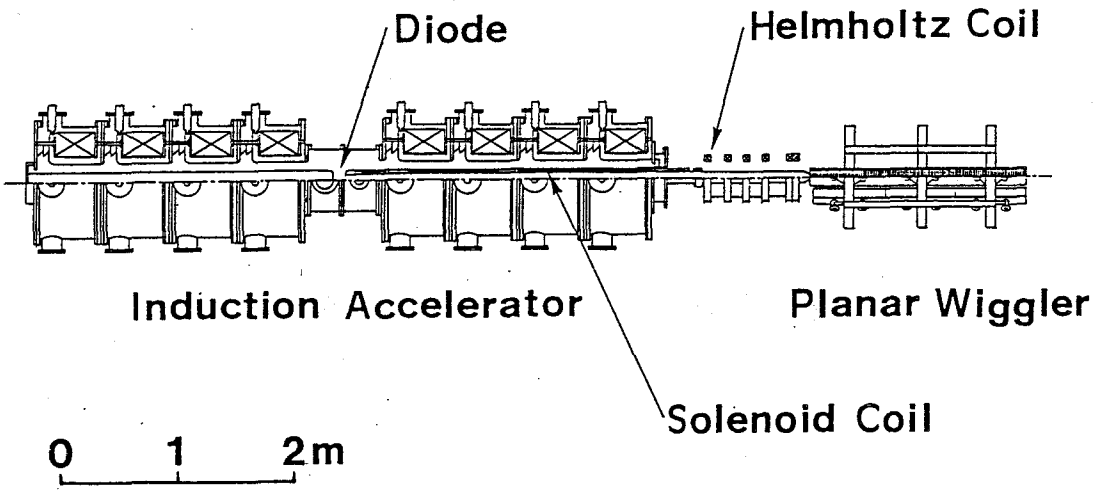



図５－６　高出力ＦＥＬ基礎実験用の実験配置

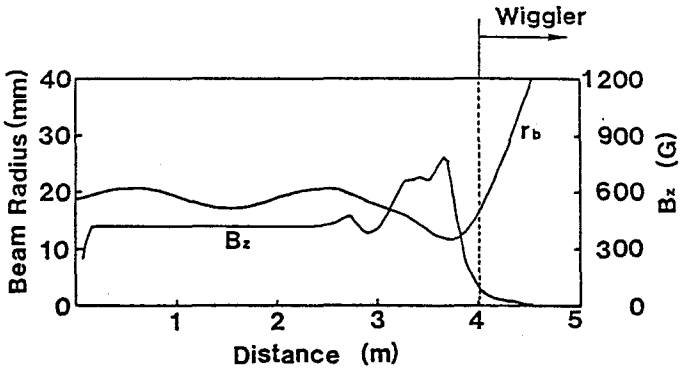



図５－７　ウィグラー上流の縦磁場分布と電子ビームエンベロープ

まだ最適ではない。また、ビームの中心は伝送管の中心より１０ｍｍずれていた。このビーム中心にウィグラー及び導波管の中心を合わせＦＥＬ実験を行った。

ウィグラー中の電子ビームの伝搬を調べた。ビーム電流はファラデーカップで測定した。また、ビーム像は電子ビームがポリイミドフォイルを通過するときにだすチェレンコフ光をＣＣＤカメラでモニターして観測した。ウィグラー内でのビーム電流の距離に対して減衰している様子を図５－８に示す。このように減衰した原因はビームの拡散とビームの偏向であると考えられる。ウィグラー入口でビームはｘ方向は幅約４０ｍｍ、ｙ方向は導波管の大きさ（２９ｍｍ）全体にわたり広がっていた。そしてウィグラー入口から２００ｍｍ下流の地点でｘ方向は２７ｍｍ、ｙ方向は７ｍｍに収束されていた。これから、ウィグラー及びダイポールコイルの収束力が充分ではなく、ビームが損失していると考えられる。これを改良するには、ウィグラー上流に四極子磁石などの収束系を設ける等の改造が必要である。

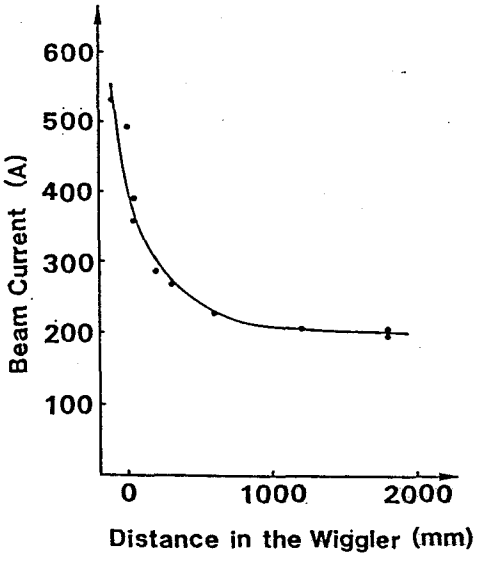



図５－８　ウィグラー中での電子ビーム電流

またビームの偏向は、ビーム中心がｘ方向に大きく動いている事が観測された。ウィグラー入射の地点ではビームはｘ＝－５ｍｍに入射していたが、ウィグラーの入口から１００ｍｍ下流の地点ではｘ＝１６ｍｍとなっていた。これから、ビームの偏向は２００ｍｒａｄである事がわかり、この偏向によりビームの外側の電子が導波管管壁にあたりビームは損失していると考えられる。このビームが偏向は、Ｉ）キッカーにより振られている偏向とⅡ）ビームが中心軸からずれているために感じる$B_r$磁場による偏向と、Ⅲ）縦磁場中で正準各運動量が縦磁場のないところで生む偏向の三種の偏向の重畳であると考えられる。キッカーによる偏向は磁場の計測結果より３００ｍｒａｄであると見積られる。また$B_r$は今の磁場配置で$B_r = -(\partial B/\partial z)\, r/2$より求められ、この磁場による偏向ｘ’は次のように見積る事ができる。

$$x' = e/c\beta\gamma m \int B_r dz$$

$B_z$のｚ方向の分布からｘ’＝３３ｍｒａｄとなる。角運動量が生む偏向は定量的に把握されていないが、キッカーによる偏向が最も大きい事は明かである。これを改良するにはキッカーにもウィグラーと同様に周期構造をもたせ、キッカーの漏洩磁場の影響を小さくする方法が考えられる。これは、第４章のヘリカルウィグラーの断熱遷移と同様の方式である。

以上の様に大電流化を実現するには ウィグラー入射の伝送系の改良が必要である事が分かった。

### ５－４－３　ＦＥＬ実験

導波管は銅のＷＲＩ－４０（５８．１７ｍｍ×２９．０８３ｍｍ）を用いた。主要モードは$TE_{01}$モードであり、導波管２ｍでの減衰率は銅の場合０．０５ｄＢ／ｍ、ステンレスで０．３ｄＢ／ｍであり、ＦＥＬの成長率に比べて充分大きい。実験パラメーターを表５－１に示す。このパラメーターでは、高利得コンプトンの領域であり、（２－３）式により単行程利得は、３ＭｅＶ、２００Ａのとき４２ｄＢである。実際はエミッタンスの影響などでこれより利得は小さい筈である。

表５－１　大出力ＦＥＬ実験の各パラメーター

| | |
|---|---|
| ウィグラー | |
| 型式 | 平面 |
| 周期（$\lambda_w$） | ６０ｍｍ |
| 幅 | １２６ｍｍ |
| ピッチ数 | ３０ |
| ギャップ間隔 | ３７ｍｍ |
| 磁場強度 | ２．６ｋＧ |
| 水平面収束用磁場勾配 | ３０Ｇ／ｃｍ |
| 導波管 | |
| 形式 | 矩形 |
| 断面 | ２９×５９ｍｍ |
| 材質 | 銅 |
| 電子ビーム | |
| エネルギー | ３ＭｅＶ |
| 電流 | ２００Ａ |

ＦＥＬ光の検出には３５ＧＨｚ帯の検出器である鉱石検波器（１Ｎ５３形）を用いた。検出されたＦＥＬの波形を図５－９に示す。この出力は９００μｍ

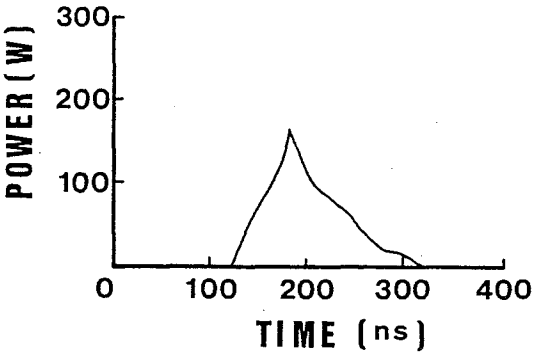



図５－９　自由電子レーザー出力波形

以上の波長に対して透過率　１０％以下の金属メッシュ[8]を検出器の前に置くと波形は検出されなかった。この事から、０．９ｍｍ以上の波長の電磁波が発生している事が分かった。またダイオードからのノイズでない事はウィグラーの直前で電子ビームを磁場を弱める事により拡散させれば検出されなかった事で確認した。この波長帯の適当な較正用光源がないため、これから出力は分からないが、鉱石検波器の周波数依存性から予想する事ができる。鉱石用いた検波器の感度の周波数依存性は１ＧＨｚから１０ＧＨｚの間で次に示すとおりである[9]。

$$P\ (A/W) = 7.7\ (f\ (GHz))^{-2.32}$$

この依存性から２００ＧＨｚでは、数１００Ｗである見積られた。超放射モードのＦＥＬはダイオードで電子ビーム発生時に発生した電磁波の内、波長とモードの条件を満たすものが増幅される、この増幅される電磁波のパワーは、１ｍＷ～１００ｍＷレベルである[10,11]。これから、利得は最低でも３０ｄＢはあると推測される。

５－４－４　大出力ＦＥＬへの課題

大出力ＦＥＬを得るには、Ⅰ）適当な入力光源を用いる方法、Ⅱ）共振器による発振がある。

Ⅰ）入力光源の出力は、３０ｄＢの増幅で１００ＭＷレベルのＦＥＬを発生さ

せるためには１００ｋＷレベルの入力が必要である。これは、光励起レーザーにより達成可能な値である。ただし、電磁波の波長とモードを増幅の大きいパラメーターに合わせなくてはならない。

Ⅱ）電子ビームのパルス幅が４０ｎｓ以上あると、共振器長２ｍの共振器において、少なくとも電磁波は３回往復する。自然放射光のパワーが１００ｍＷ程度であると見積られるので、一回の通過利得が３０ｄＢだとすると、出力はＭＷレベルに到達する。この時、ミラーの反射率は９０％程度で充分である。導波管のフレネル数（$a^2/L\lambda$）が約０．１なので共振器はマイクロ波的な動作をし、ミラーはビームを通すための口径つきミラーか、金属メッシュが適当であり、反射率９０％は容易に実現できる。（ここで、ａ、Ｌは導波管の半径及び長さ、λは電磁波の波長である。）

## ５－５　まとめ

（１）　大出力のＦＥＬを目的として、テーパー化が可能な高精度強磁場平面ウィグラーを開発した。

（２）　ダイポールコイルによる構造が単純なウィグラー内ビーム収束法を提案した。この収束方法により、２００Ａ以上の伝搬電流が得られた。

（３）　この電子ビームを用い１００ＷレベルのＦＥＬ信号を検出した。このときの利得は約３０ｄＢ程であると見積られ、１００ｋＷレベルのこれから光励起レーザーをＦＥＬ増幅用の入力光源として用いる事により、１０ＭＷ～１ＧＷの出力が可能であると考えられる。

## 参考文献

1)　T.J.Orzechowski, M.C.Moebus, F.A.Penko, D.Prosnitz, D.Rogers, C.S.Chavis, K.Halbach, D.B.Hopkins, R.W.Kuenning, A.C.Paul, A.M.Sessler, G.D.Stover, J.T.Tanabe, R.M.Yamamato and J.S.Wurtele
"The status of the lawrence Berkley laboratory and the lawrence Liavermore national lavoratory free elctron laser"

in Free-electron Generators of Coherent Radiation, C.A.Brau, S.F.Jacobs, and M.O.Scully, Eds. Bellingham, WA:SPIE, 65 (1983).

2) J.A.Pasour and S.H.Gold
"Free-electron laser experiments with and without a guide magnetic field: a review of millimeter-wave free-electron laser reserch at the Naval Research Laboratory"
IEEE J. Quantum Electron. QE-21 845 (1985).

3) P.Sprangle, C.M.Tang and W.M.Manheimer
"Nonlinear formulation and efficiency echancement of free electron laser"
Phys. Rev. Lett. 43 1932 (1979)

4) T.J.Orzechowski, B.R.Anderson, J.C.Clark, W.M.Fawley, A.C.Paul, D.Prosnitz, E.T.Scharlemann, S.M.Yarema, D.B.Hopkins, A.M.Sessler, and J.S.Wurtele
"High-efficiency extraction of microwave radiation from a tapered-wiggler free-electron laser"
Phys. Rev. Lett., 57 2172 (1986).

5) M.W.Poole
"Periodic magnets for free electron lasers"
in "Free Electon lasers" edited by Martellucci and N.Chester
Ettore majorana international science series vol.18 (1983)
Proc. of the 7th Course on Phys. and Tech. of FELs of the International school of Quantumn electron.

6) C.A.Brau
"Small signal gain of free electron lasers with nonuniform wigglers"
IEEE J. Quantum Electron. vol QE-19, No.9 (Sep) P.1452

7) T.Taguchi, K.Mima and T.Mochizuki
"Nonlinear saturation mechanisms and inprovement in free-elctron

laser"
Phys. Quantumn Electron. 9 P.817 (1982)

8) R.Ulrich
"Far-infrared properties of metallic mesh and its complementary structure"
Infrared Phys. 7 37 (196

9) 蓮沼　博、高木勝義
「マイクロ波回路の基礎設計」　オーム社　p．１９１

10) T.J.Orzechowski, B.Anderson, W.M.Fawley, D.Prosnitz, E.T.Scharlemann S.Yarema, D.Hopkins, A.C.Paul, A.M.Sessler, and J.Wurtele
"Microwave radiation from a high-gain free-electron laser amplifier"
Phys. Rev. Lett., 54 889 (1985)

11) T.J.Orzechowski, B.R.Anderson, W.M.Fawley, D.Prosnitz, E.T.Charlemann, S.M.Yarema, A.M.Sessler, D.B.Hopkins, A.C.Paul and J.S.Wurtele
"High gain and high extraction efficiency from a free electron laser amplifier operating in the millimeter wave regime"
Nucl. Instrum. and Meth. A250 144 (1986).

# 第６章　結論

パルスパワー装置を用い、大出力自由電子レーザー（Free electron Laser: ＦＥＬ）の開発を目的として、電子ビームの発生、伝搬及び自由電子レーザーの増幅に関する研究を行った。

電子ビーム発生実験に関して、誘導加速器を開発し、１００μｍまでの大出力短波長ＦＥＬの発振が可能なエネルギー４ＭｅＶ、電流４０ｋＡ、パルス幅１００ｎｓの大出力電子ビーム源を開発した。また、ギャップスイッチの改良、バイパス負荷の設置により、７０ｎｓの間±３％の電圧の安定度を達成した。

自由電子レーザー実験を行い、波長域１ｍｍで６００ｋＷの超放射光を得た。このとき電子ビームのエネルギー拡がりが１０％以上と大きいために、スペクトルは非常に広いものであった。そこでスペクトルの先鋭化のために、分布帰還形の共振器を相互作用域に組み込み、スペクトル幅５％以下の特定周波数（１．０９ｍｍと１．３ｍｍ）での発振に成功した。更にこの共振器の特性が電磁波の結合方程式により説明され、発振特性は、強いエネルギー依存性がある事を明らかにした。

更に高精度平面ウィグラーの開発を行い、このウィグラーにより、１００Ｗレベルの超放射光を得た。この時の利得はおよそ３０ｄＢであると見積られた。従って１０ｋＷレベルの適当な波長及びモードのレーザーを入力すれば１０ＭＷ以上の出力が期待できる。

第２章　自由電子レーザーの原理、特徴について述べた。ＦＥＬは、波長可変の高効率、大出力レーザーとなり得る特徴をもつ。自由電子レーザーの動作は電子ビームとウィグラーのパラメーターに大きく依存する。高効率化、大出力化を達成するためには低エミッタンス、低エネルギー拡がりの電子ビーム、高精度のウィグラーが必要である。

第３章

（１）　誘導絶縁に必要な磁性体の選定を行い、非晶質磁性体（$Fe_{78}B_{13}Si_{19}$）の焼純を施したものが、性能、価格の点から最も優れてい

ることが分かった。

（２）　８段の誘導加速器を開発し、エネルギー４ＭｅＶ、電流４０ｋＡ、パルス幅１００ｎｓの電子ビームを発生することに成功した。

（３）　高輝度ダイオードの開発を行い規格化輝度Ｉ／（εβγ）$^2$＝１０$^4$A/(rad･cm)$^2$を得た。これはサブミリ波のＦＥＬの動作に充分である。しかし、さらに高輝度でエネルギー拡がりの小さい良質の電子ビームの開発により、ＦＥＬの高効率化と高品質化が望まれる。

第４章

（１）　４段誘導加速器とヘリカルウィグラーを用い波長１ｍｍで６００ｋＷの超放射光をえた。波長は電子ビームのエネルギー拡がり等の原因により、０．７ｍｍ－１．４ｍｍと非常に広い範囲であった。

（２）　広いスペクトル拡がりは、分布帰還形共振器を導波管内に組み込むことにより、周波数拡がり５％以下の特定波長（１．０９ｍｍと１．３ｍｍ）での発振に成功した。また、この周波数が導波管の透過特性によっており、発振条件が電子ビームのエネルギーに強く依存している事が明かになった。

第５章

（１）　テーパー化が可能な高精度平面ウィグラーを開発した。

（２）　ダイポールコイルによる構造が単純なウィグラー内ビーム収束法を提案した。この収束方法により、エネルギー３ＭｅＶで、２００Ａ以上の伝搬電流が得られた。

（３）　平面ウィグラーにより、超放射光１００Ｗ以上を得た。このときの利得は約３０ｄＢと見積られ、出力１００ｋＷレベルの光励起レーザーを入力光源として用いる事により、出力１０ＭＷ～１ＧＷのＦＥＬが可能であると考えられる。

以上の結果により、パルスパワーによるＦＥＬ実験の基礎を築いた。更に、大出力、高効率のＦＥＬには、高品質のビームの開発が必要である。

# 謝辞

本研究の遂行に際し、終始懇篤なる御指導、御鞭撻を賜った、中井貞雄教授、加藤義章教授、三間圀興教授に深甚の謝意を表します。併せて大学院在学中に、御指導、御教示を戴いた山中千代衛名誉教授、犬石嘉雄名誉教授、木下仁志前教授、藤井克彦名誉教授、松浦虔士教授、鈴木胖教授、白藤純嗣教授、平木昭夫教授、青木亮三教授、村上吉繁教授、辻毅一郎教授、黒田英三教授、中島尚男教授、横山昌弘教授、山中龍彦教授、西原功修教授、井澤靖和教授に深謝いたします。

本研究を進めるにあたって、終始熱心な御助言、討論、激励を戴いた、今崎一夫レーザー総研主任研究員、宮本修治助手に謝意を表します。

また終始変わらぬ指導、討論、激励を戴いた北川米喜助教授、山中正宣助教授、佐々木孝友助教授、中島信昭助教授、中塚正大助教授、畦地宏講師、乗松孝好講師、実野孝久講師、吉田国男講師、高部英明講師、田中和夫講師、大道博行助手、宮永憲明助手、中井光男助手、西村博明助手、白神宏之助手、藤原関夫助手、仁木秀明助手、阪部周二助手、関西大学の大東延久教授、大阪産業大学の網脇恵章教授に深く感謝します。

最後に本研究に際して様々な形で御協力戴いたレーザー核融合研究センターのスタッフの方々、また既に卒業された尾崎哲氏、湯上登氏を初めとするＢグループ、理論グループ、及びＦＥＬグループの方々に感謝します。

# 付録　自由電子レーザーによる高勾配加速

## A－1　はじめに

自由電子レーザーが従来のマイクロ波管をしのぐ大出力源となりうる事より、様々な応用が考えられる。ここではその一つとして、高勾配加速器の可能性を考える。以下に示すように加速勾配を１００ＭｅＶ／ｍ～１ＧｅＶ／ｍまで上げる事が理論的に可能である。高勾配加速器の用途として、Ｓuper　Collider、小型短波長ＦＥＬへの応用が考えられる。前者においてＴｅＶレベルの電子ビームをｋｍ程度の距離で発生させ、素粒子研究に供する。後者においては産業応用を目的としたＸＵＶ、ＶＵＶ光を発生するためのＧｅＶレベルの電子ビームを数ｍの小型の加速器で発生する。

## A－2　電磁波による近接場加速

ＲＦ加速器内での加速電界$E_a$は

$$E_a=\sqrt{2}\,\frac{\omega}{v_g Q}\,P_0 r_s \exp\left(\frac{\omega}{v_g Q}z\right) \qquad (a-1)$$

と表される。ここでω、電磁波の角周波数、$P_0$は入力パワー、$v_g$は管内の群速度、$r_s$は加速管内のシャントインピーダンス、Ｑは加速キャビティーのＱ値である。これから、加速電界は、加速電磁波の$P_0$及びωを大きくすれ大きくなる事が分かる。

しかし、加速電界を制限するものに加速管壁での絶縁破壊と熱的破壊があり、これらを考慮しなくてはならない。絶縁による制限は、

$$E_a=(120\mathrm{MV/m})\,(f/28.7\mathrm{GHz})^{7/8}\,(F_s/0.66) \qquad (a-2)$$

ここで$F_s$は、安全係数で０．５程度にとればよいと考えられる。

また、熱的な制限は

$$E_a = \omega^{1/8} \qquad (a-3)$$

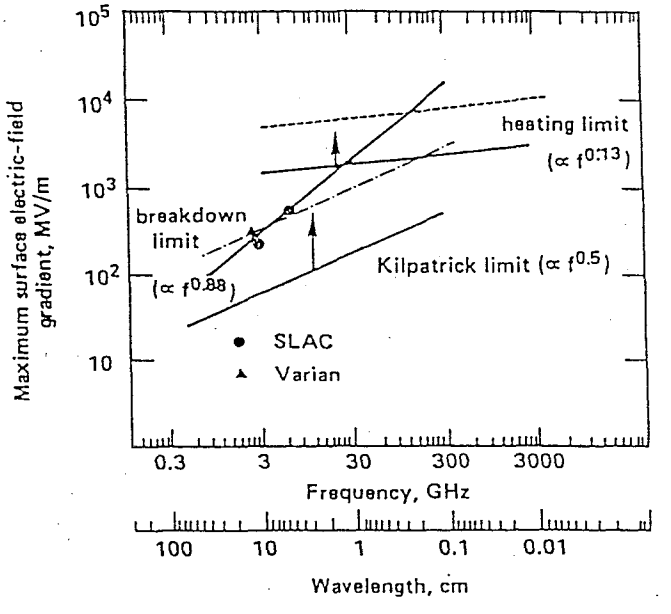
である。周波数が３０ＧＨｚ以上になるとこれが支配的な制限則となる。これらの制限を図Ａ－１に示す。周波数３００ＧＨｚ近傍で１ＧｅＶ／ｍの加速勾配がとれると考えられる。

Ａ－３　効率

加速効率は、

$$\eta_b = 0.13\% \left(\frac{N_b}{10^{10}}\right) \left(\frac{100\,\mathrm{mm}}{\lambda}\right)^2 \left(\frac{100\,\mathrm{MeV/m}}{E_a}\right) \qquad (a-4)$$

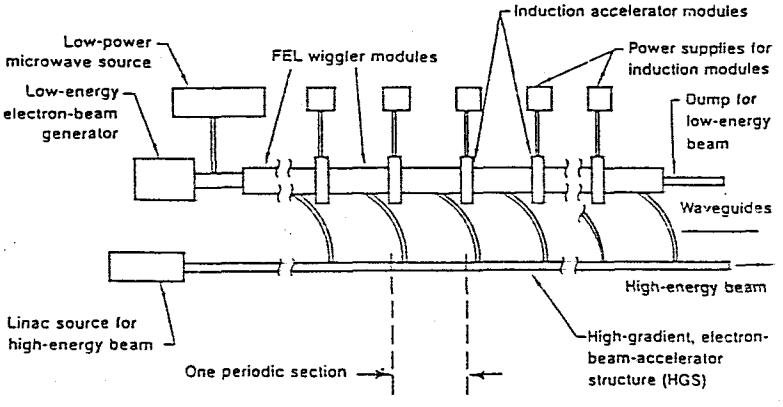
で、与えられる。ここで、$N_b$は被加速電子の密度である。さらに、ＦＥＬのパルス幅が充分長くない場合は、パワーがキャビティー内に蓄えられるまでの損失時間が有り、これによる効率を考え合わせると、加速効率は２０～４０％となる。一方、ＦＥＬのシステムの効率が、１０～３０％程度であるので、全体の効率は２～１２％となる。




図Ａ－１　加速器での加速電磁波の波長に対する加速勾配限界

## Ａ－４　装置構成

装置構成は図Ａ－２に示すようになる。誘導加速器による電子ビームでＦＥＬを発生し、このＦＥＬを導波管で加速空洞に導く。この加速空洞では誘導加速器による電子ビームとは別の（図Ａ－２では下側の）電子ビームを加速する。図Ａ－２では、ＦＥＬを出力する事により低減する電子ビームのエネルギーを回復するために誘導追加速器を設けてある。




図Ａ－２　高勾配高エネルギー加速器

## 参考文献


1) A.M.Sessler and S.S.Yuu
"A relativistic klystron two-beam accelerator"
Phys. Rev. Lett. 58 ,2439 (1986)

2) W.A.Barletta
"High gradient accelerators for linear light source"
Lawrence Livermore National Lab. report UCRL-99268 (1988)

# 業績目録

## 主要論文

1. T.Akiba, M.Fukuda, M.Noma, N.Inoue, K.Tateishi, K.Imasaki, S.Miyamoto, N.Ohigashi, K.Mima, S.Nakai, and C.Yamanaka
"Development of an Inductive Voltage Accumulating System for a Free Electron Laser"
Nucler Instruments and Methods in Physics Research A
(259, 1987, pp.115-118)

2. T.Akiba, K.Tanaka, M.Mokuno, S.Miyamoto, K.Mima, S.Nakai, S.Kuruma, K.Imasaki,C.Yamanaka, M.Fukuda, N.Ohigashi and Y.Tsunawaki
"Helical Distributed Feedback Free Electron Laser"
To be published in Applied Physics Letters in Feb. 5 1990 issue

3. T,Akiba, M.Fukuda, K.Imasaki, S.Miyamoto, S.Nakai, and C.Yamanaka
"Experimental Studies of Induction Accelerator Reiden IV-IA"
Technology Reports of the Osaka University
(Vol.37 No.1881, March 1987, pp.135-142)

## 発表論文

1. N.Yugami, S,Miyamoto, H.Fujita, T.Ozaki, T.Akiba, K,Imasaki, S.Nakai, and C.Yamanaka
"Pulsed Power Compression by Plasma Opening Switch"
Technology Reports of the Osaka University
(Vol.35 No.1810, Oct. 1985, pp.255-260)

2. K.Imasaki, S.Miyamoto, N.Yugami, T.Akiba, S.Sawada, K.Emura, Y.Mizuguchi,. K.Shimoura, K.Nishihara T.Ozaki, S.Nakai and C.Yamanaka
"Results of Light Ion Beam Studies for Inertial Confinement Fusion at Institute of Laser Engineering"
Laser and Particle Beams
(Vol.5, part4 1987 pp.609-642)

3. S.Miyamoto, S.Sawada, K.Emura, N.Yugami, T.Akiba, T.Ozaki Y.Mizuguchi, K.Imasaki, S.Nakai, and C.Yamanaka
"Performancce of Radial Focus Applied-B Ion Diode on a Coaxial Pulse Power machine"
Journal of the Physical Society of Japan
(Vol.57 No.10, October, 1988, pp.3277-3280)

4. K.Mima, Y.Kitagawa, T.Akiba, K.Imasaki, S.Kuruma, N.Ohigashi S.Miyamoto, S.Fujita, S.nakayama, Y.Tsunawaki, H.Motz, T.Taguchi, S.Nakai and C.Yamanaka
"Experiment and Theory on $CO_2$ Laser Powered Wiggler and Induction Linac FEL"

Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A
(272, 1988, pp.106-109)

5. S.Miyamoto, K.Imasaki, Y.Yasuda, N.Yugami, T.Akiba, K.Tubakimoto, A.Zakou, S.Nakai, and C.Yamanaka
"Studies of light ion beam for inertial confinement fusion by induction adder"
Laser and Particle Beams
(Vol.7, part4 1989 pp.687-699)

国際会議報告

1. T,Akiba, M.Fukuda, K.Imasaki, S.Miyamoto, N.Yugami, S.Sawada, K.Emura, K.Shimoura, Y.Mizuguchi, S.Nakai and C.Yamanaka
"Development of Electron Injector with Induction Units"
the 6th Internatinal Conference on High-Power Particle Beams
Kobe, Japan , June, 1986

2. T.Akiba, K.Imasaki, M.Fukuda, K.Tanaka, S.Miyamoto, K.Mima, S.Kuruma, Y.Kitagawa, N.Ohigashi, S.Nakai and C.Yamanaka
"Induction Linac Projects at ILE"
International Symposium "Short-Wavelength Lasers and their application."
Osaka, Japan, November, 1987

3. T.Akiba, K.Imasaki, M.Fukuda, K.Tanaka, S.Miyamoto, Y.Kitagawa N.Ohigashi, Y.Tsunawaki, S.Kuruma, S.Nakai and C.Yamanaka
"Induction Lianc FEL Experiments at ILE"
the 7th Internatinal Conference on High-Power Particle Beams
Karhlsruhe, Germany, July 1988

国内学会発表

1. 「ＬＩＢ加速用超高電圧電源の開発」
物理学会　（京都大学）　1985年 4月
2. 「ＬＩＢ加速用超高電圧電源の開発Ⅱ」
物理学会　（千葉大学）　1985年 9月
3. 「荷電粒子加速用超高電圧電源の開発（Ⅲ）」
物理学会　（青山学院大学）　1986年 3月
4. 「励電ＩＶ－Ｉ．Ａ号の研究」
物理学会　（関西学院大学）　1986年 9月
5. 「励電ＩＶ号（誘導加速ライン）による自由電子レーザーの研究」
ﾚｰｻﾞｰ学会　（大阪大学）　1987年 1月
6. 「高電圧電源によるＦＥＬの研究」
物理学会　（名古屋工業大学）　1987年 3月
7. 「高電圧電源によるＦＥＬの研究Ⅱ」
物理学会　（東北大学）　1987年 9月
8. 「大出力ＦＥＬ用誘導加速装置の研究」
物理学会　（日本大学工学部）　1988年 4月

9. 「誘導加速器を用いた自由電子レーザー（Ⅰ）」
物理学会　（広島大学）　1988年10月
10. 「誘導加速器を用いた自由電子レーザーの研究（Ⅲ）　－計画と方針－」
物理学会　（東海大学湘南校舎）　1989年 3月
11. 「誘導加速器を用いた自由電子レーザーの研究（Ⅵ）　－ＦＥＬ実験－」
物理学会　（東海大学湘南校舎）　1989年 3月
12. 「誘導加速器を用いた自由電子レーザーの研究（Ⅹ）　－ＦＥＬ実験－」
物理学会　（鹿児島大学）　1989年10月