OUKA
The University of Osaka
Institutional Knowledge Archive

| | |
|---|---|
| Title | パルスパワー装置の高性能化とその応用に関する研究 |
| Author(s) | 湯上, 登 |
| Citation | 大阪大学, 1990, 博士論文 |
| Version Type | VoR |
| URL | https://hdl.handle.net/11094/1162 |
| rights | |
| Note | |

*The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA*

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

The University of Osaka

# パルスパワー装置の高性能化と
# その応用に関する研究

平成２年１月

工55
48
4194

湯　上　　登

内容梗概

本論文は、著者が大阪大学大学院工学研究科電磁エネルギー工学専攻博士前期及び後期課程の五年間に行ったパルスパルスパワー装置を用いた高電圧・大電流の発生とその応用に関する研究をまとめたものである。近年、高電圧技術の飛躍的な進歩によりパルスパワー装置も大出力化が進んでいる。又、パルスパワー装置を用いた工学的な応用も、軽イオンビーム（ＬＩＢ）を用いた慣性核融合用エネルギードライバー、Ｚピンチプラズマによる軟Ｘ線レーザーの発振研究、相対的電子ビーム（ＲＥＢ）を用いた自由電子レーザー等、非常に豊富であり、注目を浴びている。

著者は、これらの中からイオンビームを用いた慣性核融合実験を目的とし、高輝度イオンビーム発生に不可欠なダイオード電圧の高電圧化、及び高輝度イオンビーム発生の研究を行った。更に、ダイオード電流上昇および軟ｘ線レーザー発振を目的とした、パルスパワー装置用トランスフォーマーの開発を行い、その応用の一つとして大強度軟Ｘ線発生の研究を行った。

本論文は、六章より構成されている。

第一章は序論であり、パルスパワー装置を用いた応用の歴史、現状を概略し、パルスパワー装置を用いた応用のため解決すべき問題点を明らかにし、本研究の意義を示した。

第二章では、高輝度イオンビーム発生に必要となる、高電圧パルスの発生のための誘導性エネルギー蓄積システムとプラズマオープニングスイッチの動作について述べている。さらに、この方式を用いた実験によって、ダイオードパルスの高電圧化、短パルス化（パルス圧縮）が、達成されたことを示し、この時のスイッチ領域の開放機構を物理的に明かにした。

第三章では、上で得られた高電圧パルスをイオンビームダイオードに応用し、高輝度のビームの発生を行った。実験では、外磁場絶縁型のイオンビームダイオードに電圧を印加しプロトンビームを発生させ、160TW/cm$^2$rad$^2$のビーム輝度が得られた。この結果より高輝度ビームの発生にダイオード電圧の高電圧化が必要なことを示した。

第四章では、パルスパワー装置の出力電流の上昇のために設計開発されたパル

スパワー用トランスフォーマーについて述べている。トランスフォーマーは、ダイオード電圧を下げ、ダイオード電流を上昇するために開発された装置である。実験では最大電流1MAが得られ、トランスフォーマーの設計には２次コイルの出力インダクタンスを最小にする必要があることを、実験的に明らかにした。また、負荷への高エネルギー注入に対する指針を得た。

第五章では、トランスフォーマーを用いて誘導性の負荷であるライナーを駆動し、ｚ軸上にピンチプラズマを発生させた。ピンチプラズマに特有の不安定性を抑制するために中心軸上にフォームターゲットを置き、均一性の向上がなされることを示した。更に、Ｚピンチプラズマの工学的応用である軟Ｘ線レーザーの可能性があることを示した。

第六章は結論であり、以上五章で述べた研究成果を総括し、得られた知見をまとめてある。

目　次

第１章　緒論　・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・　1

第２章　パルスパワー装置におけるパルス圧縮と高電圧の発生　・・・・　4
２－１　はじめに　・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・　4
２－２　誘導性エネルギー蓄積システム　・・・・・・・・・・・・・・　5
２－３　プラズマオープニングスイッチ　・・・・・・・・・・・・・・　9
２－４　パルス圧縮モデル解析　・・・・・・・・・・・・・・・・・・・１２
２－５　パルス圧縮実験　・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・１４
２－５－１　ダミーロード実験　・・・・・・・・・・・・・・・・・・１５
２－５－２　実負荷実験（Ⅰ）　・・・・・・・・・・・・・・・・・・１９
２－５－３　実負荷実験（Ⅱ）　・・・・・・・・・・・・・・・・・・２１
２－６　考察　・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・２４
２－７　まとめ　・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・２７

第３章　高電圧短パルスの応用　　－高輝度イオンビームの発生－　・・２９
３－１　はじめに　・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・２９
３－２　高輝度イオンビームの発生　・・・・・・・・・・・・・・・・・３０
３－３　イオンビームダイオード　・・・・・・・・・・・・・・・・・・３０
３－３－１　はじめに　・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・３０
３－３－２　逆収束ダイオード　・・・・・・・・・・・・・・・・・・３１
３－４　高輝度イオンビーム発生実験　・・・・・・・・・・・・・・・・３４
３－５　考察　・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・３８
３－６　収束実験　・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・４１
３－６－１　はじめに　・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・４２
３－６－２　幾何学収束実験　・・・・・・・・・・・・・・・・・・・４２
３－６－３　考察　・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・４４
３－７　ターゲット実験　・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・４７
３－７－１　はじめに　・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・４７

３－７－２　ターゲット実験・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・４８
３－８　まとめ　・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・５２

第４章　パルスパワー装置における
　　インピーダンス変換と大電流パルスの発生　・・・・・・・５４
４－１　はじめに　・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・５４
４－２　パルスパワートランスフォーマー　・・・・・・・・・・・５４
４－２－１　はじめに　・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・５５
４－２－２　設計　・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・５６
４－２－３　効率計算　・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・５９
４－２－４　規格化方程式　・・・・・・・・・・・・・・・・・・６２
４－２－５　回路計算　・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・６３
４－３　トランスフォーマー動特性実験（Ⅰ）　・・・・・・・・・６５
４－４　トランスフォーマー動特性実験（Ⅱ）　・・・・・・・・・６８
４－５　２次コイルのターン数の最適化　・・・・・・・・・・・・７１
４－５　まとめ　・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・７３

第５章　大電流パルスの応用　・・・・・・・・・・・・・・・・・７５
５－１　はじめに　・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・７５
５－２　大強度Ｘ線発生実験　・・・・・・・・・・・・・・・・・７６
５－３　Ｘ線レーザー用ターゲット実験　・・・・・・・・・・・・８７
５－３－１　はじめに　・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・８７
５－３－２　ターゲット実験　・・・・・・・・・・・・・・・・・８９
５－４　まとめ　・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・９１

第６章　結　論　・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・９３

謝　辞　・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・９６

付　録　・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・９７

A　パルスパワー装置「励電Ⅳ号」　・・・・・・・・・・・・・９７
B　パルスパワーによるエネルギー注入　・・・・・・・・・・９９
C　イオンビームダイオード　・・・・・・・・・・・・・・１０１
D　イオンビームダイオード効率　・・・・・・・・・・・・１０１

業績目録　・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・１０５

# 第一章　緒論

パルスパワー装置（Pulsed Power Machine)とは、高電圧(>1MV)、大電流(>100 kA)のパルス(～50ns)を発生することのできる装置である。１９６０年代、英国のＪ．Ｃ．Ｍａｒｔｉｎ[1)]によるパルスパワー技術の開発により、高電圧・短パルスの発生が可能となり、それを用いることにより相対論的電子ビーム（ＲＥＢ：Relativistic Electron Beam）の発生が可能となった[2,3)]。１９７０年代、装置の大型化が進み、ＲＥＢの研究は飛躍的な進歩を見せた。ＲＥＢは、電子と物質の相互作用の研究に用いられた他、強収束が可能であるため、強力Ｘ線源、マイクロ波源、レーザー励起源等の応用に用いられた。また、慣性核融合（ＩＣＦ:Inertial Confinement Fusion）用エネルギードライバー源としての研究も、１９８０年代半ばまで世界各地の研究所で行われた[4,5)]。

１９８０年代に入ると、ＩＣＦ用ドライバーとしては、ＲＥＢより軽イオンビーム（ＬＩＢ:Light Ion Beam）がターゲットとの相互作用の点で優れていることが指摘され、研究もＲＥＢからＬＩＢへと移行し始めた[6,7)]。ＬＩＢはＲＥＢより飛程が短く、ターゲット中でビームのエネルギーを飛程付近で強く付与するため、効率よくターゲットを圧縮することが可能である。イオンビームは電子ビーム用装置の極性を換えるだけで、外に取り出すことが可能であり、ダイオード間隙に磁場を印加することにより、電子ビームの発生を抑制し、電子ビーム同様効率よく発生させることが可能である。

このように、電子ビームにはない利点を持つイオンビームではあるが、と同時に電子ビームにはない様々な多くの問題点を内包している。まず第一に、収束性に劣ることである。言い替えれば、イオンビームではエネルギーの空間的圧縮が必要である。イオンはそれ自身電荷を持つためクーロン力により反発し強収束しない。また、電子のように自己磁場による収束もその質量の大きさ（一番軽い陽子でも電子の１８４０倍）から言って、期待できない。収束度を向上させるためには、イオンの発生時点で高輝度のビームが必要になる。高輝度ビーム発生のためには、高電圧パルスによるイオンの加速が必要である。また、高輝度で発生したビームをそのまま強収束するために、ダイオード内の電子・イオンの運動を制

御する必要がある。

第二に、印加電圧パルスの時間的圧縮である。プロトンビームを用いた場合、ビームエネルギーは８ＭｅＶが最低必要であるといわれている。現在のパルスパワー技術では、不可能な出力電圧ではないが、今後、プロトンより質量の大きい原子に移行した場合、更に大きなエネルギーが必要となると予想される。そのため、既存の装置を用いて、出力電圧の高電圧化、短パルス化を行う技術の確立は、パルスパワー技術の発展のためにも必要であり、有意義であると言える。

これら二つの問題点は、相補的であるが、出力パルスの高電圧化により、ビーム輝度が上昇することが期待され、その結果、ビームの収束性の上昇も達成されると考えられる。

パルスパワー装置を用いた応用は、電子やイオン等の粒子ビームの発生だけではない。その一つに、装置に蓄積したエネルギーを粒子などに変換せず、直接プラズマの運動エネルギーとして変換し高温高密度のプラズマを生成するライナー爆縮がある。ライナー爆縮では、プラズマは自己磁場による圧力で中心軸上に加速され、衝突し、熱化する。これも、イオンビームと同じくエネルキーの時間的空間的圧縮であるといえる。

イオンビームとの大きな違いは、装置に要求される特性である。ライナー負荷は、誘導性であり、そのインピーダンスは装置のそれに比べて小さいことが多い為、効率よく負荷にエネルギーは注入されない。また、装置に要求されるのは電圧ではなく、電流である。大電流により、より大きなエネルギーが、負荷に注入されることになる。

以上のように、パルスパワー装置の応用である、イオンビームとライナー爆縮を考えた場合、装置に要求されることがらは、両極端であると言える。この相反する要求のために、既存のパルスパワー装置に付加装置を取り付け、その動作を解明することはパルスパワー技術の進歩の点で非常に有意義であると言える。

また、二つの応用で必要な事柄は、エネルギーの時間的・空間的な圧縮により、エネルギー密度を向上させることであると言える。

著者は、このようなパルスパワーを用い軽イオンビーム及びライナー爆縮によって実行的なエネルギーの時間的・空間的圧縮の研究を行った。

本論文は得られた成果をまとめたものである。

第二章では、誘導性エネルギー蓄積法による出力電圧の上昇について述べ、この方法に不可欠な高速開放スイッチの物理的機構と実験結果について述べる。第三章では、昇圧された電圧パルスをイオンビームダイオードに印加した時の、高輝度のプロトンビームの発生について述べ、ビームの高輝度化にはダイオード電圧の高電圧化が必要であることを明らかにした。第四章では、出力電流の大電流化のための、パルスパワー装置に付加装置であるトランスフォーマーを設計、実験について述べる。ここで、出力電流増倍率（～２）を得、トランスフォーマーをパルスパワー装置で用いる場合の問題点について明らかにする。トランスフォーマーで得られた大電流パルス（～１ＭＡ）を用いたライナー爆縮実験について述べ、その応用の一つである軟Ｘ線レーザーの基礎実験について述べる。

参考文献


1) J. C. Martin, International Report SSWA/JCM/704/49, AWRE Aldermaston, England (1970).
2) A. R. Miller, "3rd IEEE International Pulsed Power Conference" Albuquerque, NMPP, pp.200-205 (1981).
3) G. Yonas, "Proceedings of 9th International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research" Baltimore, IAET-CN-41/N-1 (1982).
4) J. Chang, "Proceedings of the 2nd International Conference on High Power Electron and Ion Beam Research and Technology", Ithaca, (1977) p.195
5) M. A. Sweeney and F. C. Perry, J. Appl. Phys. 52 (1981) 4487

## 第２章　パルスパワー装置におけるパルス圧縮と高電圧パルスの発生

### ２－１．はじめに

パルスパワー装置の応用の一つである軽イオンビーム慣性核融合(LIB-ICF)において、ビームの収束強度が100TW/cm$^2$以上が要求され、そのイオン種がプロトンのとき要求されるビームエネルギーは8MeVであるとされている[1)-5)]。上の収束強度を達成するには、ビームのアノード表面で発生した時点でのビームは高輝度であることが要求され、その値$\beta$は100TW/cm$^2$rad$^2$以上が必要である。ここで$\beta$は

$$\beta = \frac{V J i}{\Delta \theta^2} \qquad (3-1)$$

で表される。但し、ここでＶは加速電圧(V)、Ｊｉはイオン電流密度(A/cm$^2$)、$\Delta\theta$(rad)はビーム発散角を表す。いま、イオン電流密度Ｊｉは次式で表される。

$$Ji = 2.34\times10^{-5}\left(\frac{mi}{me}\right)^{0.5}\frac{V^{1.5}}{d^2} \quad (A/cm^2) \qquad (3-2)$$

チャイルド・ラングミュア則より、ダイオード電圧の１．５乗に比例し、また発散角$\Delta\theta$がダイオード電圧に依存しないと仮定すると、ビーム輝度$\beta$は加速電圧の２．５乗に比例することが期待される。よって、現在のパルスパワー装置の出力電圧が1MV程度であることを考えると、ダイオード電圧の高電圧化はイオンビーム慣性核融合にとって、大変意義の深いことであると考えられる。

この章では、誘導性エネルギー蓄積システムとプラズマ開放スイッチによるダイオード電圧の高電圧化実験について述べる。この方法は、電気エネルギーを蓄積するために通常用いられる容量性素子（コンデンサー）を用いる替わりに、誘導性素子（インダクタンス）を用いる。この方法は以前より提案されていたが、パルスパワーに応用するためには高速でオープニングするスイッチが必要であるため開発が遅れていた。この方法の特徴は、電気エネルギーを一旦インダクタンスに蓄積し、それを急速に開放するスイッチを用いて負荷に供給することである。この時、出力電圧を数倍に昇圧する事が可能である。故に、既存の装置を大幅に変更することなく、出力電圧をダイオード近傍で昇圧することができる利点があ

り、パルスパワー装置の高電圧化でしばしば問題となる水／真空沿面の絶縁破壊の問題から逃れられることが可能である。

実験を行う前の集中定数回路による解析では、ラインインピーダンスの３～５倍の負荷インピーダンスの時電圧上昇率が最大となることが明かとなった。

実験では、溶液性ダミー負荷、電子ビームダイオード負荷、及びイオンビームダイオード負荷の３種類の負荷による実験が行われた。また装置のラインの出力インピーダンスも１Ωと９Ωの２種類で行われ、このシステムの動特性について研究した。

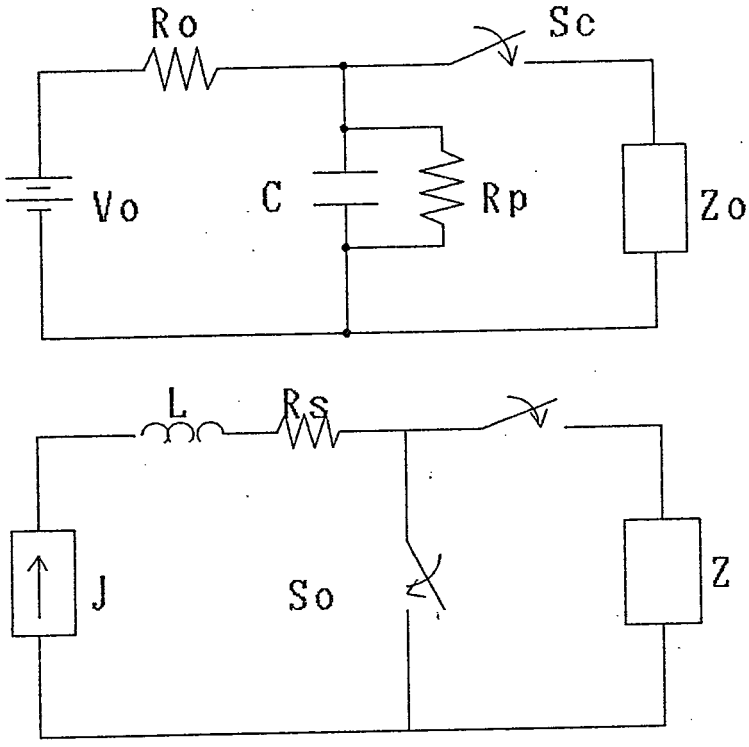
その結果、ダミー負荷（ラインインピーダンス：Ｚｏ＝１Ω）の実験では、プリパルスの除去された立ち上がりの鋭い電流パルスが得られた。プリパルスはパルスパワー装置のパルスラインに存在するスイッチに浮遊する静電容量に原因するパルスであり、メインパルス到着前にμｓに渡って存在する。電圧値もメインパルスの数％から１０％にも達する。このパルスは慣性核融合ドライバーとしてパルスパワー装置を考えたときターゲットのプリヒート（前駆加熱）の原因となると考えられる。

また、イオンビームダイオード負荷（Ｚｏ＝９Ω）の実験では、ダイオード電圧は1.8MVから6.4MVに昇圧され、パルス幅も50nsから30nsに圧縮された。また、スイッチ領域のプラズマは開放の後半、ダイオード電流による磁場の効果によりプラズマが押し上げられるモデルを考えた結果、モデルと実験はよい一致を見、更に開放速度が上昇することが明かになった。

２－７は本章のまとめである。

## ２－２　誘導エネルギー蓄積システム

一般に電気エネルギーを蓄積する方法として、コンデンサーに蓄積する方法とインダクタンスに蓄積する方法とがある。両者を比べた場合、コンデンサーによる蓄積は、古くから研究がなされており、エネルギーを取り出すために必要なスイッチやコンデンサー自体も安価で手に入りやすいものとなっている。しかしながら、蓄積のエネルギー密度（蓄積エネルギー／体積）と言う観点からみると、コンデンサーのエネルギー密度はインダクタンスのエネルギー密度に対して約１




第２－１図　充・放電回路（上：コンデンサー充電、下：インダクタンス充電）

０％程度であり効率のよいものとは言えない。それに対しインダクタンスを用いた蓄積法の研究は、非常に遅れており、スイッチ等のディバイスも手に入りにくい。

このような蓄積エネルギー密度の高いインダクタンスを用いたエネルギー蓄積法を誘導性エネルギー蓄積法(Inductive Energy Storage System)と呼ぶ。この方法では、エネルギー取り出し時に高速で開放するスイッチが必要となってくる点がコンデンサーを用いる方法との相違点である。この様なスイッチは、蓄積のた

めに電流の流れている時間スケールによって、スイッチに要求されるパラメーターが異なってくる。

第２－１図に示すように、コンデンサーを用いた時とインダクタンスを用いたときの充・放電回路を考える。コンデンサーＣは充電抵抗Ｒを介して充電され、自己放電の時間スケール$\tau_C$は漏洩抵抗を$R_p$としたとき、$\tau_C = R_p C$で与えられる。低インダクタンスの高電圧コンデンサーではこの値は数１０分の時間オーダーとなる。スイッチＳｃを閉じることによってコンデンサーに蓄積されていたエネルギーは負荷$Z_L$に放電される。放電電流は普通充電電流に比べ大きいため、コンデンサー放電回路は、電流増幅回路として考えることが出来る。

インダクタンス蓄積では、インダクタンスＬに電流$I_0$によって充電される。自己放電の時定数$\tau_L$は、$R_s$を電流源、スイッチ$S_0$、インダクタンスの直列抵抗として、$\tau_L = L / R_s$と表される。$\tau_L$は数秒のオーダーである。このことは、比較的短い時間で充電される必要があるため大容量の電流源が必要である。インダクタンスに蓄えられたエネルギーを負荷に与えるためには、充電回路にあるオープニングスイッチを開放することによって、電流を流さなくする必要がある、と同時にＳｃを閉じ、回路を負荷側に接続する。電流の減少によって$L(dI/dt)$で決まる電圧Ｖがオープニングスイッチと負荷に誘起される。これらより、インダクタンス蓄積は、電圧増幅回路として働くことが分かる。技術的には問題点は二つあり、充電回路とオープニングスイッチであると言える。

両蓄積法の比較を第２－１表に示す。

第２－１表．コンデンサー蓄積とインダクタンス蓄積の比較

| | コンデンサー蓄積 | インダクタンス蓄積 |
|---|---|---|
| 充電電流 | 小 | 大 |
| 増幅 | 電流増幅 | 電圧増幅 |
| エネルギー密度 | 小 | 大 |
| 出力スイッチ | 有り | 研究を要す |

パルスパワー装置にこの方法を応用することを考えた場合、スイッチには次のような条件が要求されると考えられる。

1）装置の電流パルス幅程度の伝導時間である。

2）大電流が流せる。

3）インピーダンスが高速で上昇する。

4）開放後も、高インピーダンスである。

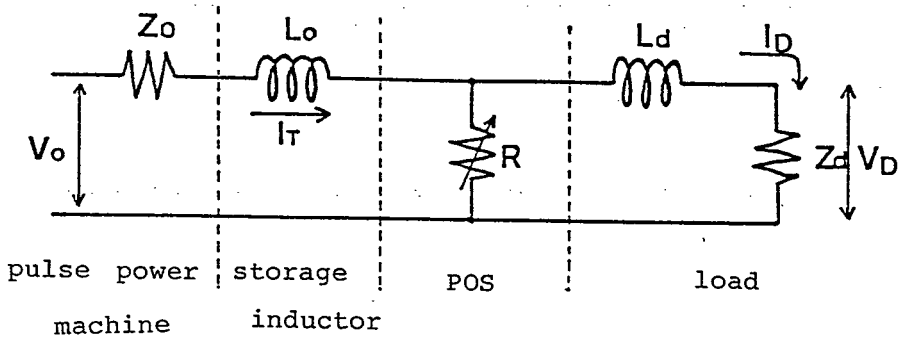
5）高電圧に耐えうる。

6）回復が早い。

スイッチとしては、電流が流れた後溶断するワイヤー、フォイル等が考えられるが、連続実験を行ないにくい欠点を持つ。研究に用いられたパルスパワー装置励電Ⅳ号では、上の条件を満たすものとしてカーボン・プラズマを用いた。プラズマを用いることによって、プラズマ生成用の外部電源が必要となるが連続実験が可能となる。

またこのスイッチをパルスパワー装置に用いると電圧パルスの立ち上がり時間が、スイッチインピーダンスの特性時間程度とすることが可能である。オープニングスイッチの特性時間が10ns程度とすることにより、プリパルスの除去された立ち上がりの鋭いパルスが得られると期待できる。

パルスパワー装置に誘導性エネルギー蓄積システムを応用したときの等価回路を第２－２図に示す。ここで、２Ｖoはパルスパワー装置の開放電圧、Ｚ₀、Ｚ𝒹はそれぞれパルスパワー装置のラインとダイオードのインピーダンス、Ｒ(t)はオープニングスイッチのインピーダンス、Ｌoはパルスエネルギーを蓄積するためのイ




第２－２図　オープニングスイッチを用いたときの等価回路

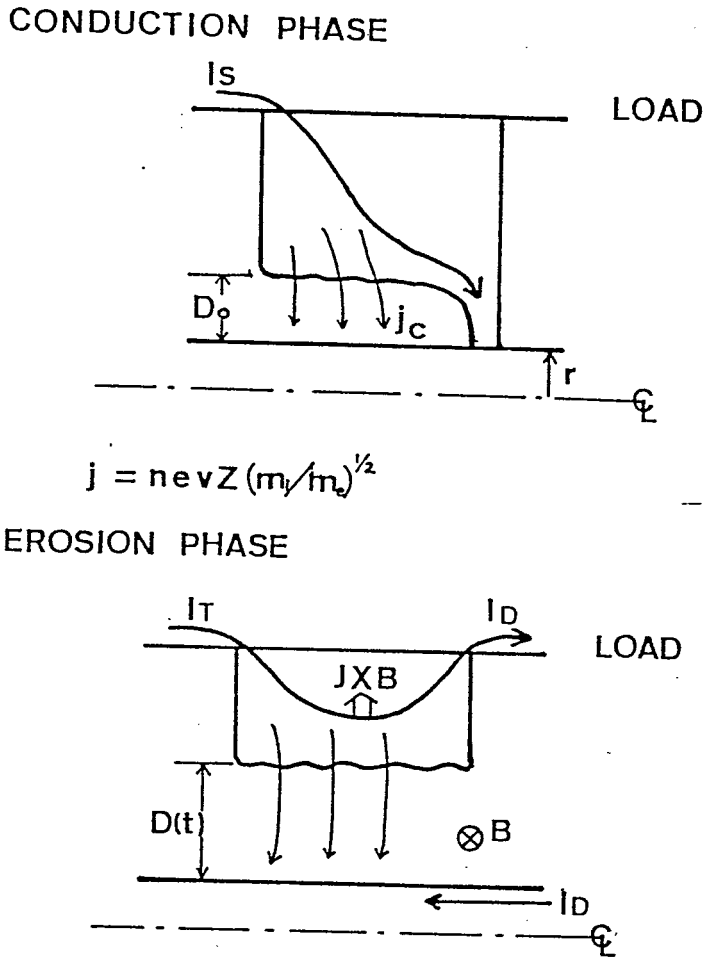
ンダクタンス、Ｌdはスイッチ領域と負荷であるダイオードの間のインダクタンスである。また、ＩTは全電流、Ｉdはダイオード電流である。電圧パルス印加初期において、高電圧電極とグランド電極とはパルス印加以前に打ち込まれたスイッチプラズマにより短絡されており、スイッチのインピーダンスは０である。電流はスイッチプラズマを流れるため、ダイオードには電流は流れない。このときインダクタンスＬoには、1/2・ＬoＩ$T^2$で決まるエネルギーが蓄積される。スイッチの開放が始まりスイッチインピーダンスが急激に増大すると、Ｌoに蓄積されていたエネルギーは、ダイオード側に転送され、L(dI/dt)で決まる高電圧パルスとなって負荷に印加される。

## ２－３．　プラズマオープニングスイッチ[7),8)]

このシステムにおいて、その性能を大きく左右する因子は開放スイッチの開放速度である。我々は、カーボンプラズマを用いたプラズマ・エロージョン・オープニング・スイッチ(Plasma Erosion Opening Switch:PEOS,POS)を実験に用いた。ＰＥＯＳの物理的な開放機構モデルを、第２－３図で説明する。

中心導体には、負極性のパルスが印加されるものとする。高電圧パルス印加前（～μｓｅｃ）に中心導体と外部導体の間にプラズマを打ち込み、プラズマ柱を先ず形成し、電極間を短絡する。このようにすることによって、電圧印加初期において、ライン上流からの電流は、このプラズマを流れ、下流のダイオードには流れない。高電圧パルスが中心導体に印加されると導体表面にはシースが形成され、ここで、電子電流とイオン電流が流れる。シースの中心導体側は電子の放出体、シースの外部導体側は実効的なアノードとなり、この間で、チャイルド・ラングミュアのバイポーラー流に従う電流が流れる。つまり、シースをイオンビームダイオードとして考えることが出来る。

この段階では、電子とイオンの質量比より、スイッチ電流のほとんどが電子電流である。この電流がある臨界値Ｉcrit.を越えると、シースは実効的なアノードからバイポーラー流を維持するだけのイオンを引き出せなくなり、シースはプラズマを侵食（エロージョン）するかのように外部導体側に向かって成長を始める。この臨界値は次のように表される。




第２－３図．プラズマオープニングスイッチの開放機構

$$I_{crit.} = S\,n\,e\,v_p Z \left(\frac{m_i}{m_e}\right)^{0.5} \qquad (3-3)$$

ここで、Ｓはスイッチ領域の面積、mi，meはそれぞれイオンと電子の質量、ｎ，ｅ、ｚはイオンの密度及び、素電荷、イオンの価数、$v_p$はプラズマの打ち込み速度である。

実験では、インダクタンスへのエネルギー蓄積を大きくし効率よく高電圧パルスの発生を行う必要がある。オープニング初期にはこのようにエロージョンによ

り、スイッチの開放が始まるが、オープニングの後半では、ダイオードへの出力電流によってできる磁場により、スイッチ領域のプラズマは押し上げられ、シースの成長を助長し、急速なスイッチの開放が達成されると考えられる。スイッチの開放後は、真空ラインは磁気絶縁され、インピーダンスは無限大に保たれる。このようにして、スイッチ部のインピーダンスは、10ns程度の時間スケールで大きな値となりスイッチは開放される。

プラズマの侵食と磁場による押し上げの両方の効果を含めたシースの成長速度ｖｓは

$$vs = \frac{Is - Icrit.}{SneZ}\left(\frac{mi}{me}\right)^{0.5}\left(1+\frac{eV}{2mec^2}\right)^{0.5} + \frac{ID}{2\pi b}\left(\frac{\mu o}{2nmi}\right)^{0.5} \qquad (3-4)$$

で示される。この式の第１項はプラズマの侵食による効果を表す項であり、次式のように変形され、打ち込みプラズマの速度ｖｐに依存する。

$$\text{第一項} = \left(\frac{Is}{Icrit.}-1\right) vp\left(1+\frac{eV}{2mec^2}\right)^{0.5}$$

また、第２項は磁場による押し上げの効果を示す項であり、上で述べたようにダイオードからのリターン電流が大きくなってから支配的となる項である。後に述べる、計算機での解析ではで磁場による効果は雪かきモデル（スノー・プロー・モデル）によって考えた。このモデルは磁場のピストンによりプラズマが押し上られるとき、始めに押し上げられたプラズマの質量も考慮に入れたモデルである。

シースの厚さｄは、オープニングの始まった時間からプラズマの速度を積分して、

$$d = \int_{top}^{t} vs\,dt \qquad (3-5)$$

で表される。スイッチのインピーダンスＲは、チャイルド・ラングミュアの式より、

$$R = \frac{d^2}{KSV^{0.5}} \qquad (3-6)$$

となる。ここで、Ｋはパービアンス、Ｖはスイッチ電圧である。

以上の考察により、スイッチのオープニングを全電流が最大のときに始まるよ

うにするためには、オープニングの始まる電流値$I_{crit}$はパルスパワー装置固有の値であるので、プラズマの密度と速度の積を一定にする必要がある。

この条件の下で、オープニングの速度を上げる、つまり急激なスイッチのインピーダンス上昇を達成するためには、プラズマの打ち込み速度を上げ、プラズマの密度を下げることが必要である。このことは、上記の開放の理論に基づいて次のように考えられる。（３）式の第１項は打ち込みプラズマの速度にほぼ等しいので、シースのプラズマへの侵食速度を上げるために、打ち込みプラズマの速度を上げ、すばやくスイッチインピーダンスを大きくすることによりダイオードからのリターン電流を立ち上がらせることができる。と同時に、プラズマの密度の低下により、プラズマの全質量が減少するこため、後半の磁場の圧力による効果を大きくすることができると考えられる。よって、ＰＯＳの開放速度の向上のためには、打ち込みプラズマの速度を上げ、密度を下げることが必要であると考えられる。

## ２－４．パルス圧縮モデル解析[2)]

実験を行う前に、どの様な条件の下でどの程度の電圧上昇が見込まれるか知ることは大変意義のあることである。以上で述べたシステムの性能を、解析するために、第２－２図の集中定数回路を用いて解析を行った。解くべき回路方程式は、次の通りである。

$$2V_o = Z_o I_T + L_o \frac{dI_T}{dt} + R(t)(I_T - I_D) \qquad (3-7)$$

$$0 = R(t)(I_T - I_D) + L_D \frac{dI_D}{dt} + I_D Z_D \qquad (3-8)$$

である。ここでR(t)は、

$$R = 0 \qquad (t < t_{op})$$

$$= \frac{d^2}{KSV^{0.5}} \qquad (t > t_{op}) \qquad (3-9)$$

であり、$t_{op}$は$I_s = I_{crit.}$となる時刻である。つまりスイッチのインピーダン

第２－２表　モデル計算パラメーター

用いたパラメーターは、後に述べる実負荷実験のパラメーターを用いた。このパラメーターはまた高輝度イオンビーム発生実験のものと同じである。

| | | |
|---|---|---|
| 印加電圧 | Vo | 2．5　MV |
| パルス幅 | τ | 50　ns |
| 特性インピーダンス | Zo | 9　Ω |
| 負荷インピーダンス | ZD | 30　Ω |
| 蓄積インダクタンス | Lo | 230　nH |
| 寄生インダクタンス | LD | 50　nH |

スは時刻 $t_{op}$ までは０であり、オープニングが始まると同時に急激に上昇する。

計算に用いた主なパラメーターを第２－２表に示す。

ここでの計算は、簡単のために磁場による押し上げを考えずオープニングスイッチのシースの成長速度vpを一定として計算を行った。よって、シースの厚さdは、

$$d = vp(t - top) = vp\tau$$

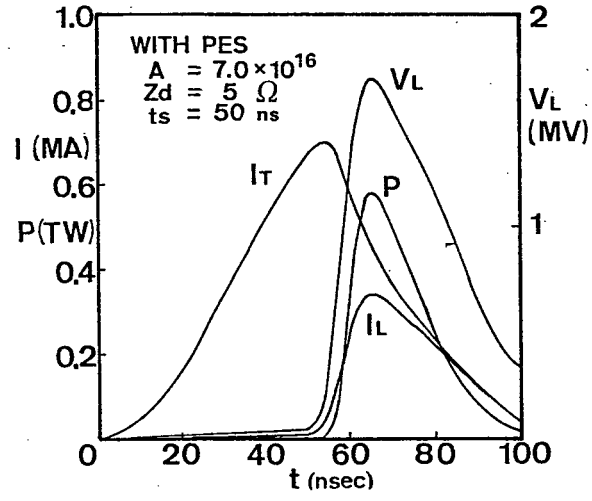
となり、オープニング後のインピーダンスRは、

$$R = \frac{vp^2\tau^2}{KSV^{0.5}} = A\tau^2$$

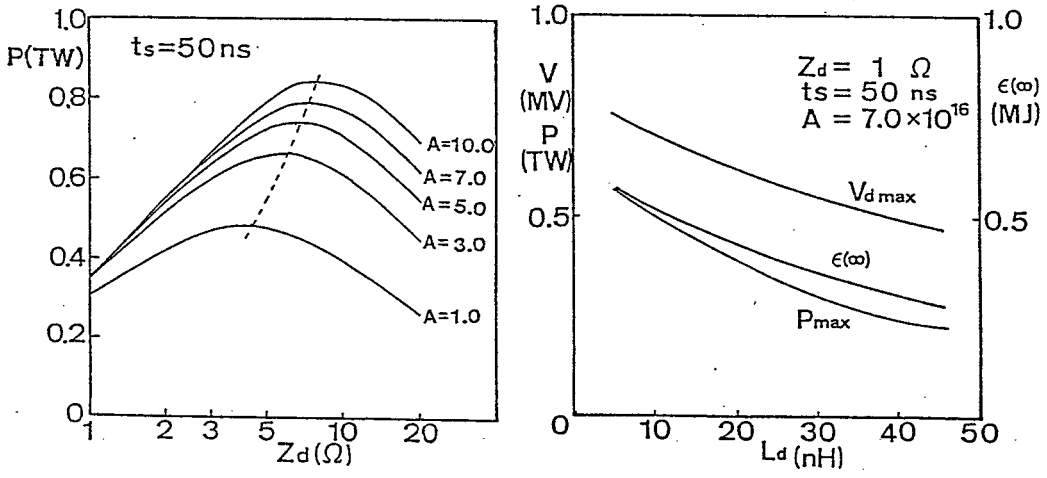
と表され、時間の２乗に比例する。ここでパラメーターAはオープニングスイッチの特性を示すパラメーターであり、

これらのパラメーターは、実験に用いた実験パラメーターと同様である。またダイオード・インピーダンスは実際には時間的に変化するが、負荷としてイオンビームダイオードを考えZD＝３０Ωで一定とした。計算結果の一例を、第２－４図に示す。出力パルスは、高電圧でパルス幅の短いものになっている（パルス圧縮）。

また、オープニングスイッチのダイオードインピーダンスやダイオードインダクタンスに対する最適値を求めるためにパラメーターサーベィーも行った。この




第２－４図　計算結果（電圧電流波形）




第２－５図　パラメーター計算結果

結果を第２－５図に示す。ダイオードインピーダンスは、装置の特性インピーダンスZ₀の３～５倍程度で効率及びパルス圧縮率に最適値があることが分かり、ダイオードインダクタンスは低いほど特性がよいことが明かとなった。

## ２－５．パルス圧縮実験[10)]

## ２－５－１　ダミーロード実験

イオンビームダイオード実験では、電圧パルス印加中にダイオードインピーダンスは時間的に変化するために、オープニングスイッチの挙動が正確に把握できない。そのため、予備実験としてダイオードインピーダンスが一定になるようにダミー負荷をダイオードとして実験を行った。用いたダミー負荷は、チオ硫酸ナトリウム（$Na_2S_2O_3$）の溶液抵抗で５Ωに設定した。

第２－３表．ダミー負荷における実験パラメーター

極性は、電圧パルスの極性を表し、Ｓはスイッチ領域の面積($cm^2$)、

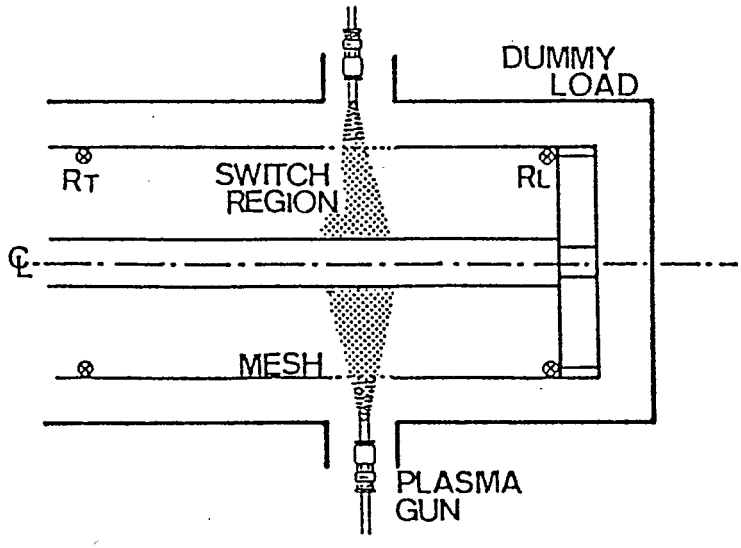
$b_+$,　$b_-$は、それぞれ正極側、負極側の電極半径(cm)を示す。

| | | | |
|---|---|---|---|
| Ｚｏ | １　（Ω） | 極性 | ＋，（－） |
| Ｖｏ | ０．６５（ＭＶ） | Ｓ | ５０ |
| τ | ５０（ｎｓ） | $b_-$ | １２．５　（８．０） |
| 負荷 | ダミー | $b_+$ | ８．０（１２．５） |
| Ｌｏ | ８０（ｎＨ） | | |
| Ｌｄ | ２０（ｎＨ） | | |
| Ｚｄ | ５　（Ω） | | |

このときの実験配置を第２－６図に示す。このとき、励電ＩＶ号は１Ωモードであり、電圧パルスの極性によるスイッチの開放特性を比較するために、装置の出力パルスを正極性及び負極性の２種類で実験を行った。初期にエネルギーの蓄積が行われるインダクタンスは、真空中の同軸線路を用いた。同軸線路の単位長さ当りのインダクタンスは、線路の内半径と外半径の比で決まる。

電流計測はスイッチ領域の上流側でＩＴを、スイッチ領域と負荷の間でＩＤを、それぞれ自己積分型のロゴウスキーコイルで計測した。

オープニングスイッチの動作に重要な役割をするスイッチプラズマは、メンデルタイプ[9]と呼ばれる沿面放電型のプラズマガンによって作られ、外部電極から中心電極に向かってスクリーン・メッシュを通して４方向から供給された。スクリーンメッシュの開口率によってプラズマのフラックスは制御される。




第２－６図　ダミー負荷（５Ω）によるプラズマオープニングスイッチ
実験配置

プラズマの生成は、次のような機構で行われると考えられる。コンデンサーバンクからの電圧によって中心電極とグランド電極との間のカーボンがコートされた絶縁物において沿面放電がまず起こる。この沿面放電によってカーボンプラズマが生成される。沿面放電路を流れる電流とそれによって発生する磁場によってＪｘＢの圧力によってプラズマは前方に押し出される。このことからも分かるように、プラズマの打ち込み速度は放電電流に強く依存し、オープニングスイッチの動作を決定するプラズマの速度は、この放電電流を上げることによって上昇するものと期待される。そのため、プラズマ源の浮遊インダクタンスの低いフラッシュボードタイプのプラズマ源の方が、高速打ち込みに適していると考えられ、今後の研究が待たれる。

このプラズマガンは、装置自身とは別電源（最大充電電圧50kV、１つのプラズマガン当り0.3μF）により駆動された。プラズマの密度とドリフト速度は、バイアスされたチャージコレクター（Biased Charge Collector,BCC）によって計測された。ドリフト速度はプラズマ源からの距離の違う２つのBCCの信号の時間差によって求めた（Time of Flight Methde,TOF法）。充電電圧35kVのとき、打ち込まれたカーボンプラズマの速度と最大密度はそれぞれ、$v_p = 1.4 \times 10^7$ cm/s, $n = 1.2$

$\times 10^{13}cm^{-3}$である。

また、予備実験よりこの電源で発生するプラズマの速度vpと充電電圧Vchには、$vp \propto V_{ch}^{(0.6-0.8)}$の依存性がある。プラズマは装置の主パルスの到着の約4.5$\mu$s前に打ち込まれ、プラズマ柱を形成する。この時間（ディレー時間）を操作することによって、（2）式で表されるスイッチ領域のプラズマの密度と速度の積を制御し、スイッチ動作の最適化を行った。

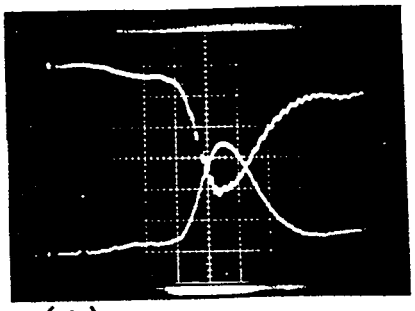
実験によって得られた電流波形を第2－7図に示す。それぞれの写真において、上が全電流$I_T$、下がダイオード電流$I_D$である。

（a）は、オープニングスイッチを用いなかったときの電流波形で、プリパルスのある立ち上がり時間の長い波形である。左側はパルスの極性が負極性であり右側は正極性である。それぞれについて、プラズマの密度と速度の積を変化させてダイオード電流の立ち上がりが急峻になることで最適化を行った。

（c）は、プラズマの密度と速度の積が最適化された場合である。これを見ても分かるようにダイオード電流のプレパルスは除去され、ダイオード電流は10nsで500kAに立ち上がる鋭いパルスになっている。

また（b）は、プラズマの密度を下げたプラズマの密度と速度の積を小さくした場合である。このときスイッチは、全電流が最大となる前にオープニングを開始しているため、ダイオード電流にはプレパルスが観測されている。これとは逆に、（d）の波形は、プラズマガンの充電電圧を上げ、ディレー時間を長くした場合である。この場合、プラズマの密度と速度の積は大きいと考えられるため。そのため臨界電流が大きくなり、オープニング時刻は遅れ、ダイオード電流は減少している。

負極性と正極性を比べた場合、負極性のパルスの方が立ち上がりの急峻なものが得られる。これは、次のように説明されると考えられる。負極性のパルスの場合はプラズマ中のシースは中心導体側に形成され、外部導体側に成長し、パルスの後半では、リターン電流による押し上げによってさらに成長が促進される。これに対して、正極性パルスの場合は、シースは外部導体側から中心電極側へと、負極性の時とは逆の方向へと成長し、リターン電流による押し上げ磁場は負極性の場合に比べ内外導体の半径比だけ小さくなる。このため、正極性より負極性の時の方が、立ち上がりの急峻なパルスが得られると考えられる。



Without PEOS

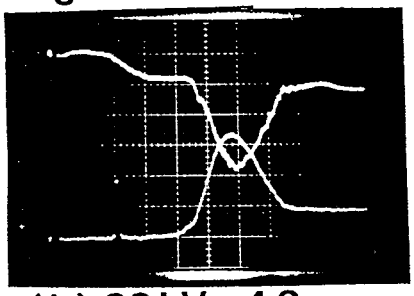
$I_t$ 140 kA/div.

$I_d$ 170 kA/div.

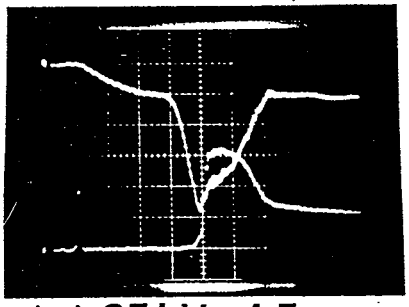
50 ns/div.

(a)

Negative



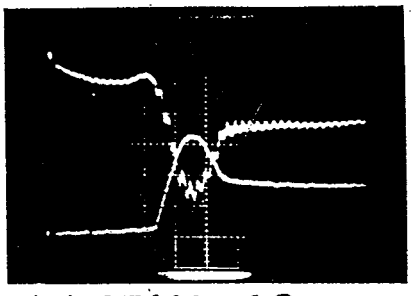
(b) 23 kV, 4.6$\mu$s



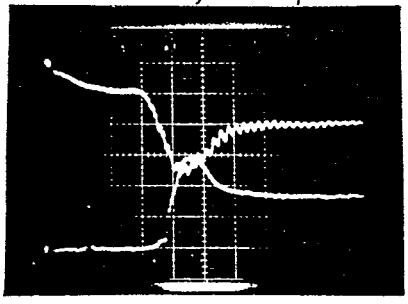
(c) 35 kV, 4.5$\mu$s

(d) 37 kV, 4.6$\mu$s

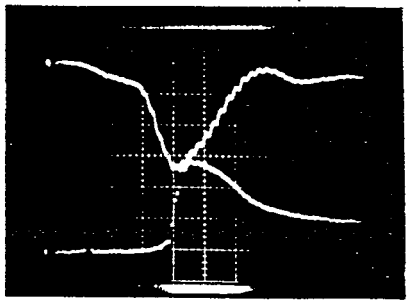
Positive



(e) 35 kV, 4.6$\mu$s



(f) 25 kV, 4.7$\mu$s



(g) 25 kV, 5.3$\mu$s

第２－７図　ダミー負荷実験電流波形

また、正極性パルスにおいて、負極性の最適値で実験を行った。（第２－７図（ｅ））このとき、プリパルスが観測された。正極性の場合、スイッチ電流が流れ始めると同時に、プラズマの侵食によってシースが成長し始め、スイッチがインピーダンスを持ちダイオードに電流が流れると考えられる。打ち込みプラズマの速度を上げた場合は顕著であり、正極性パルスの場合は、プラズマの速度を下げた方がプリパルスの除去には効果があると言える。（第２－７図（ｆ）（ｇ））

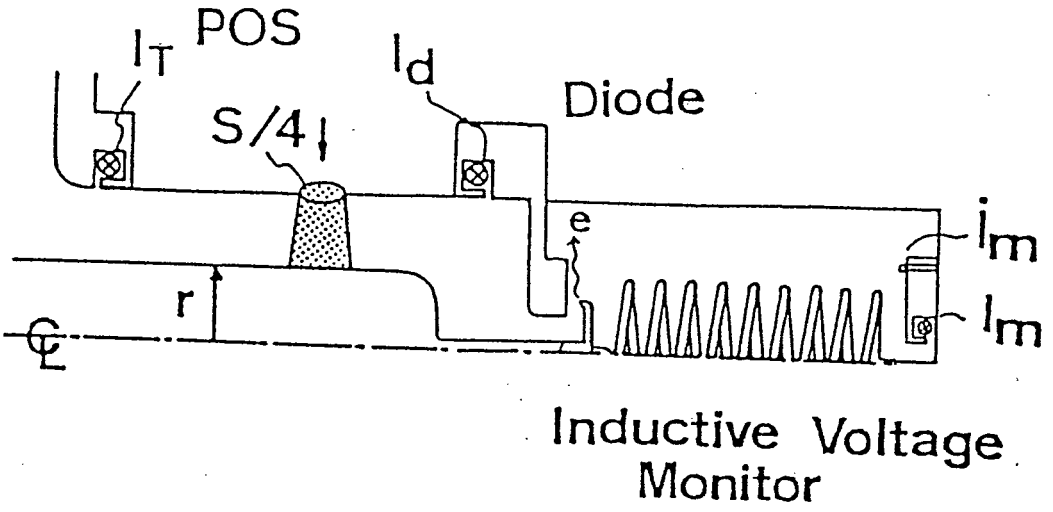
## ２－５－２　実負荷実験（Ｉ）

オープニングスイッチによるパルス圧縮実験を、実負荷であるダイオードを用いて行った。実験では、特性インピーダンス１Ωの励電ＩＶ号とインピーダンス変換ラインを取り付けた励電ＩＶ号－Ｈ、９Ωで行った。パルスの極性はダミー負荷の実験を踏まえて両方とも負極性で行った。実験配置を第２－８図に示す。また、それぞれのおもな実験パラメーターを第２－２表に掲げる。

第２－２表．実負荷実験における実験パラメーター

| | | | |
|---|---|---|---|
| Ｚｏ | １／９（Ω） | 極性 | － |
| Ｖｏ | ０．６５／２．１（ＭＶ） | Ｓ | ５０／２８ |
| τ | ５０（ｎｓ） | ｂ－ | ８．０／４．０ |
| 負荷 | 電子ビームダイオード／イオンビームダイオード | ｂ＋ | １２．５ |
| Ｌｏ | ８０／２４０（ｎＨ） | | |
| Ｌｄ | ２５／４０（ｎＨ） | | |
| Ｚｄ | ５－１５／３０（Ω） | | |

電流はロゴスキーコイルで計測し（時間分解能：5ns）、ダイオード電圧$V_D$は、誘導性電圧モニター（Inductive Voltage Monitor：$L_m$）で測定した。これは負荷インピーダンス（Ｚｄ）に比べて十分大きいインダクタンスであり（$Z_D >> L_m/\tau$：τはパルス幅）、これを負荷に取り付け、それに流れる電流（$I_m$）の時

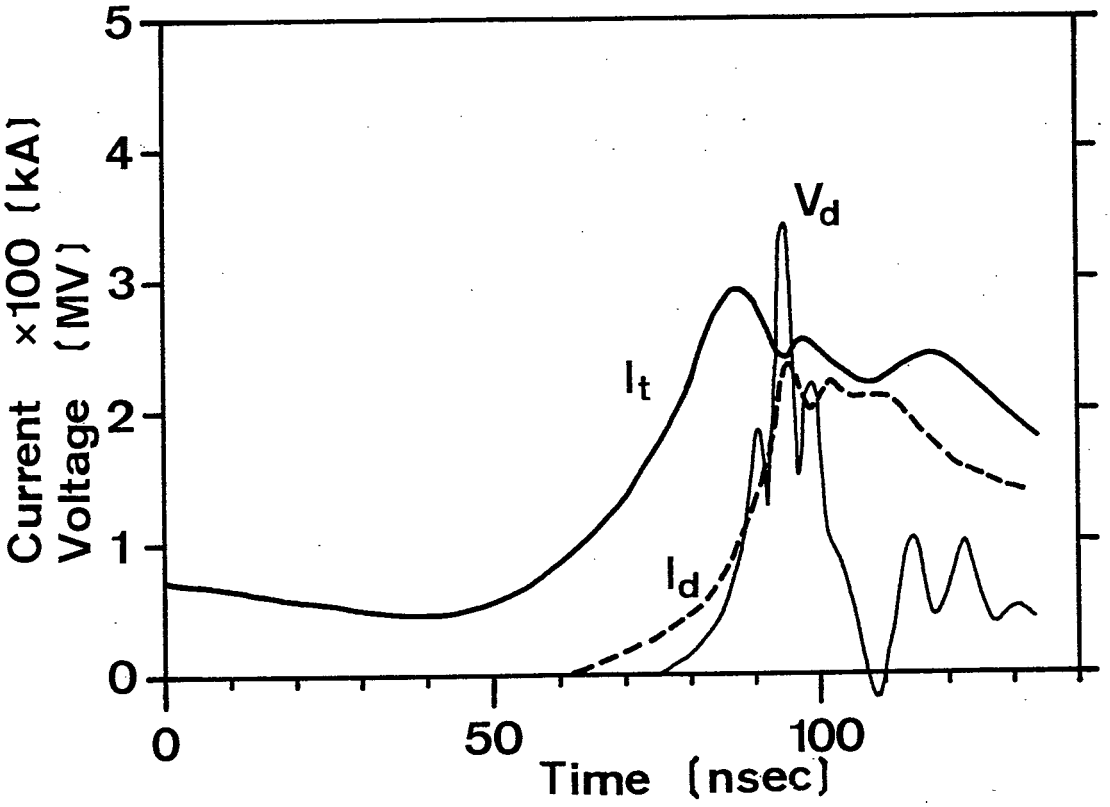



第２－８図　ダミー負荷（電子ビームダイオード）による
プラズマオープニングスイッチ実験配置図

間微分によって電圧を計測するものである（$V_D = L_m dI_m/dt$）。$L_m$に流れる電流は、ロゴスキーコイルとＢドットプローブ（時間分解能：3ns）によって計測された。Ｂドットプローブは電流値の時間微分波形であるため、計測された値がそのままダイオード電圧に比例する。

また、９Ωモードでの動作では、ダイオードとしてイオンビームダイオードを用い、ダイオード電圧は電気的計測とのクロスチェクのために、負荷であるイオンビームダイオードから発生したプロトンビームをターゲットに照射し、核反応で発生する中性子スペクトルから、プロトン加速エネルギーを求めた。用いた核反応は$^{7}Li(p,n)^{7}Be(E_{th}=1.7MeV)$と$^{65}Cu(p,n)^{65}Zn(E_{th}=2.2MeV)$である。これらの反応は、閾値を持っているため$E_{th}$以下のプロトンがターゲットに照射しても中性子は発生しない。中性子エネルギーはシンチレーターとフォトマルチファイヤーによる飛行時間法（TOF、time of flight）により計測した。

初めに、１Ωモードでの実負荷ダイオードによる実験について述べる。第２－９図に１Ωでの動作の電圧、電流波形を示す。用いたダイオードは逆収束型の電子ビームダイオードで、ダイオード間隙は4mmである。このダイオードでは、アノードは真鍮製でありイオン源はない。そのためイオンは発生しない。プリパルス



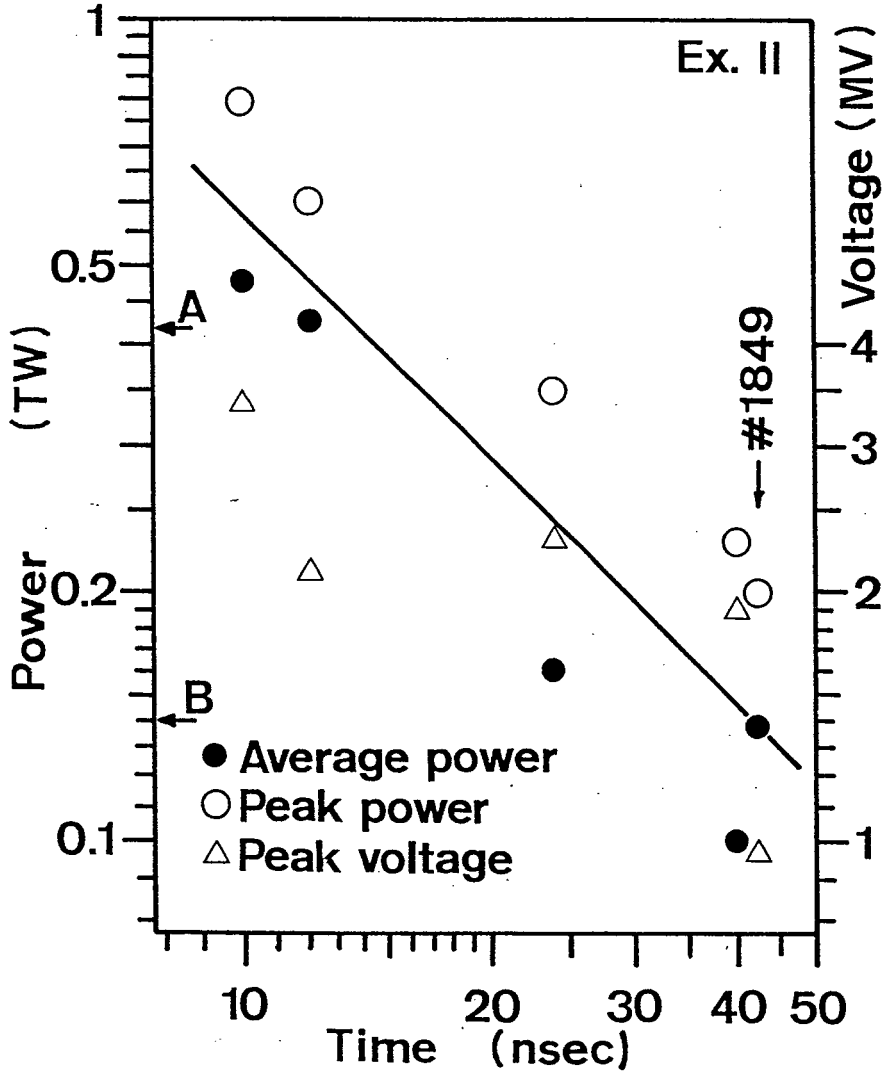

第２－９図　１Ωモードにおける電圧・電流波形

は完全に除去されダイオード電圧は0.72MVから1.98MVと１．８倍に、パルス幅は45nsから10nsと圧縮されている。出力パワーは0.14TWから0.48TWへとパルス圧縮されている。エネルギー効率は、約７６％であり非常に高効率であると言える。（第２－１０図）

２－５－３．実負荷実験（Ⅱ）

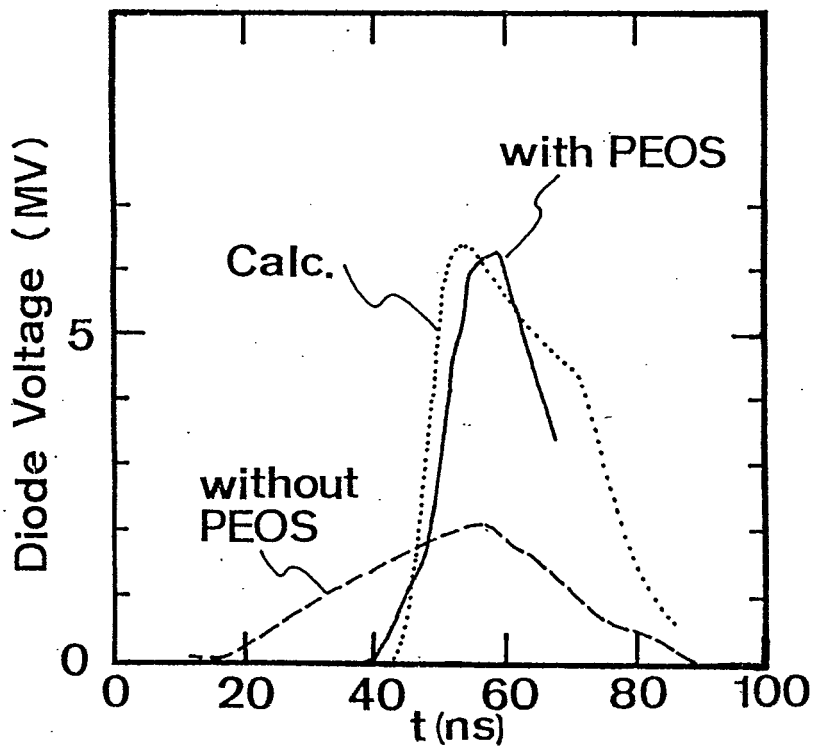
次に、９Ωモードでの実験について述べる。通常励電Ⅳ号の出力インピーダンスは１Ωであるが、トランスミッションライン（伝送ライン：TL）とダイオード部の間にインピーダンス変換ラインを取り付けることにより、出力インピーダンスを９Ωにすることができる。

９Ωの場合の出力電流は、$L_0^2 / Z_0^3$の依存性で１Ωの時より減少するため、




第２－１０図　１Ωモードにおける実験結果（ダイオードパワー）

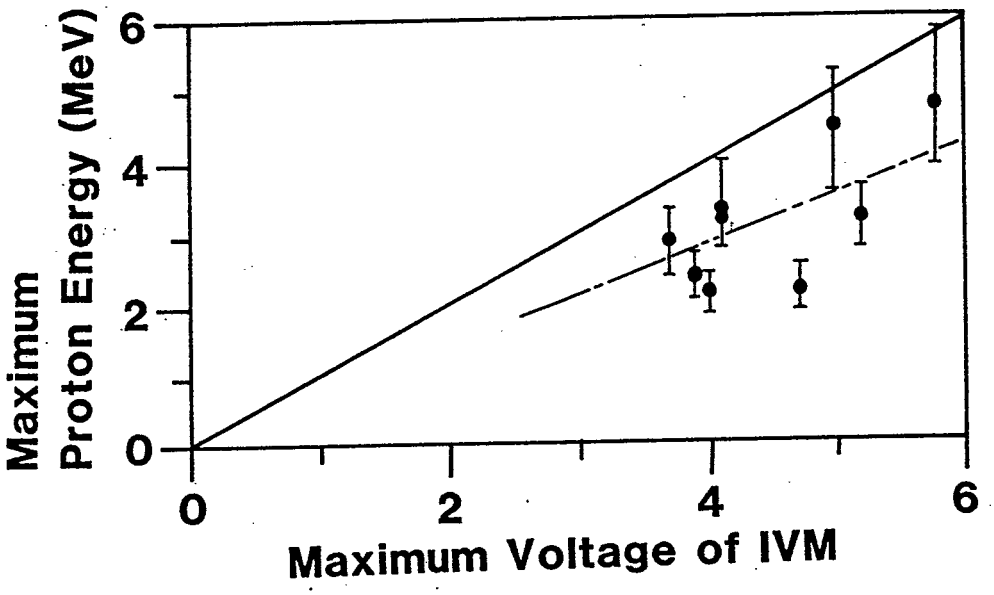
スイッチの臨界電流値Ｉcrit.は、１Ωのときのそれに比べて小さくなる。そのためプラズマのフラックス量を１Ωの時に比べ少なくする必要がある。また、オープニング後半でのリターン電流による磁場の効果も小さくなると考えられる。そのため、スイッチ領域の面積（Ｓ）と中心導体の径（ｒ）を小さくして実験を行った。これにより、１Ωのときと同じプラズマ源を用いてはいるが、プラズマのフラックスが減るため臨界電流値は小さくなり、オープニングスイッチの最適化が行えると考えられる。




第２－１１図　９Ωモードにおける電圧波形

用いたダイオードは、外磁場印加型の逆収束型イオンビームダイオードであり、ダイオードの動作インピーダンスは，Ｚ～３０Ωである。この値は、計算で予想したＰＯＳの最適動作領域の範囲内にある（実験配置図は４章参照）。

第２－１１図に９Ωでの電圧波形を示す。実線と破線はそれぞれオープニングスイッチを用いたときと用いなかったときの波形であり、点線は上で述べた計算による電圧波形である。波形より、電圧パルスはピークで６．４ＭＶ、パルス幅２０ｎｓに圧縮されている。これらの結果より、このシステムは、電子ビームダイオードにおいても、イオンビームダイオードにおいても、動作することが明かとなった。　第２－１２図に中性子信号（$^{7}Li(p,n)^{7}Be$）からの電圧計測とインダクティブ電圧モニターで計測された電圧値を示す。中性子計測での電圧値は、電圧モニターでの値より約３０％低い。この不一致の理由は、明確ではないが次のようなことが考えられる。電圧パルスが非常に短くなったため、アノード表面でのアノードプラズマの生成が超パルスの時と異なり、十分に成長していないこと




第２－１２図　ＩＶＭによる電圧と中性子計測による電圧の比較

が考えられる。そのため、プロトンの発生とパルス印加時間との間に遅れが生じたためと考えられる。

また、スイッチ領域での電子の様子を知るために、スイッチ領域に面したアノード裏面と中心導体にラドカラーフィルムを貼って計測を行った。ラドカラーフィルムの計測によると、アノード裏の中心導体に近くなるにつれて強く電子の当たった跡があり中心導体も下流になるにつれて同じ傾向がみられた。このことより、スイッチ領域で発生した電子はリターン電流によってできる磁場によって曲げられ外部電極側には到達していないことが明らかになった（磁場絶縁）。同様にスイッチプラズマもリターン電流によって外部電極側に押し上げられていることと考えられる。

## ２－６．　考察

ＰＯＳを用いたインダクティブ・エネルギー・ストレージ・システムによってパルスパワー装置の出力電圧が３倍にすることができた。この節ではＰＯＳの性能を左右するスイッチ領域でのプラズマについて考察する。

スイッチ領域のインピーダンスRsが0に近い伝導状態（Conduction Phase）ではイオン電流は打ち込まれたイオンのドリフト速度で決められる値を越えない。電子とイオンの質量比から、スイッチ電流Isは電子電流をIe、イオン電流をIiとするとき

$$Is = Ie + Ii \sim Ie \qquad (Ie >> Ii) \qquad (3-10)$$

ここで

$$\frac{Ii}{Ie} = \left(\frac{meZ}{miA}\right)^{0.5} \sim 0.01 \quad (for\ C^{2+}) \qquad (3-11)$$

故にスイッチに流しうる電流には上限がある。実験に用いたパルスパワー装置ではこれ以上に電流が流れる。このときプラズマからイオンを引き出せなくなり、ギャップが成長し始める。そのギャップはイオンを含めた空間電荷制限電流に従い、インピーダンスが増加する。しかし、シースの成長だけでは、実験に見られるインピーダンスの増加は説明できない。

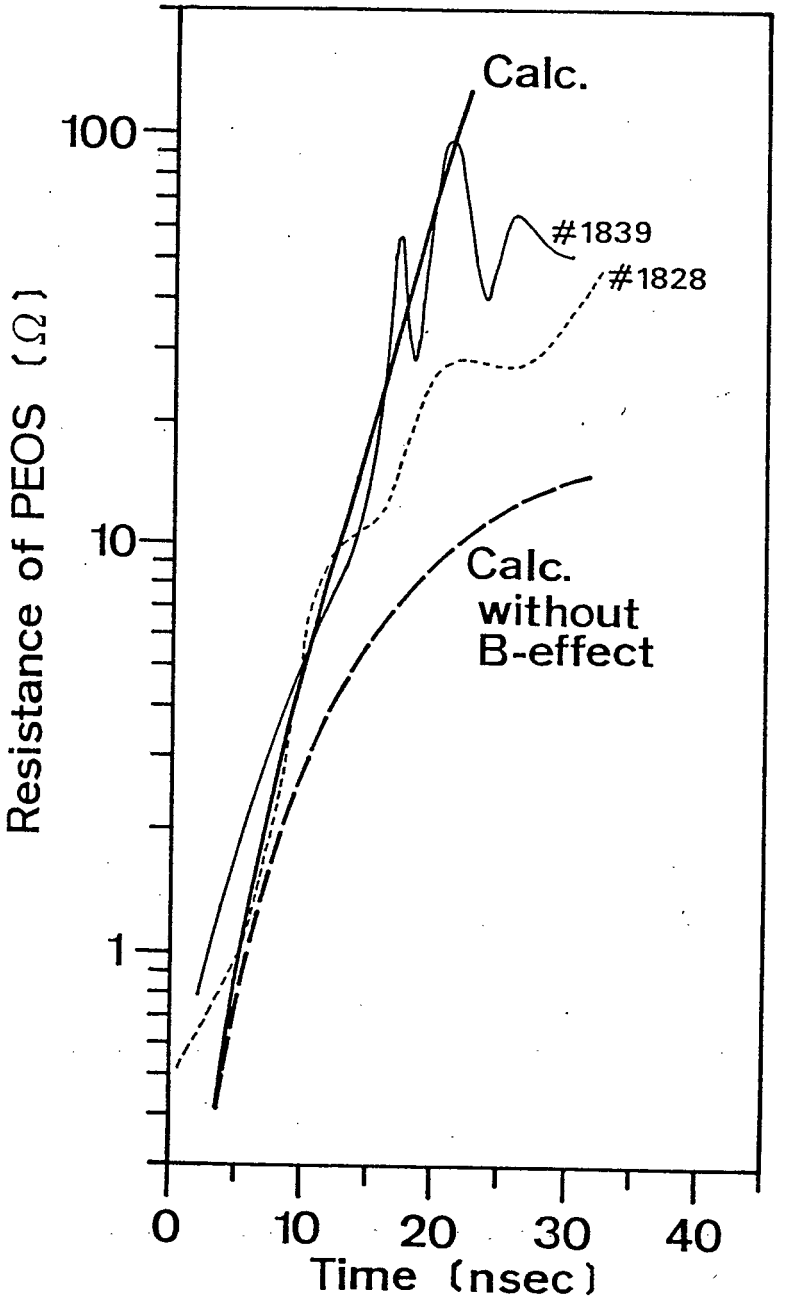
電流はオープニング中にプラズマの表面を流れ負荷側に向かう。プラズマ表面を流れる電流は自身の電流によって作る磁場によってJxB力を受け、プラズマをアノード側に押し上げ、上に述べたギャップの成長を助ける。これによって、スイッチインピーダンスは鋭く立ち上がることとなる。

この磁場の効果を含めたスイッチ・インピーダンスの時間変化の計算結果と実験結果を示す（第2－13図）。実験結果#1839、#1828のスイッチインピーダンスは、次式によって実験から求めた。

$$R(t) = \frac{VD + LD(dID/dt)}{IT - ID} \qquad (3-12)$$

他の2つの実線は、本章2節のPOSモデルから求めた計算値である。図を見ても明らかなように、磁場の効果を入れた場合の計算では、実験結果と非常によい一致を示す。磁場の効果を入れないときは、磁場の効果を入れたときと比べて、スイッチ・インピーダンスの上昇の立ち上がりの部分では一致するが、時間とともに一致しなくなる。これは、オープニングの前半では、シースのプラズマへの侵食によってインピーダンスが上昇するが、オープニングの後半では、負荷電流の増加が始まり、それによってできる磁場がスイッチプラズマを押し上げる効果

が支配的であることを示している。




第２－１３図　スイッチ領域のインピーダンスの時間変化

## ２－７．まとめ

本章で得られた結果をまとめる。

（１）誘導性エネルギーシステムを用いたパルス圧縮実験を３種類の負荷で実験を行った。

（２）開放スイッチとしてプラズマオープニングスイッチを用い、パルスパワー装置に取り付けたときの動特性を確認した。

（３）パルスパワー装置におけるパルス圧縮モデルによって負荷の電圧、電流を評価することが可能となった。

（４）１Ωモードにおけるダミー負荷実験では、プリパルスの完全に除去された、立ち上がりの鋭いパルスが得られた。

（５）負極性モードの方が正極性に比べ、誘導性エネルギー蓄積システムの動作は、優っている。これは、スイッチプラズマのシースの形成する極性に依存することが明かとなった。

（６）９Ωモードの実験では、電圧パルスは６．４ＭＶに昇圧され、パルス幅も２５ｎｓに圧縮された。

（７）スイッチのオープニング後半では、ダイオードからのリターン電流によってできる磁場によるプラズマの押し上げが、オープニングに強く寄与することが明かとなった。モデル計算においてプラズマの動きをスノープローモデルで扱うことにより、スイッチの動作を再現することが可能となった。

（８）スノープローモデルで行ったスイッチインピーダンスの計算は、実験とよい一致を見た。

参考文献

＊ オープニングスイッチに関するレヴュー的文献としては、

Proc. of the IEEE, Vol. 72, No. 8, August 1984

また、パルスパワー装置におけるオープニングスイッチの実験・理論に関しては、

"Special Issue on Fast Opening Vacuum Switches"

IEEE Trans. on Plasma Sci. PS-15 No. 6 (1987)

(1) R. A. Meger, R. J. Commisso, G. Cooperstein and S. A. Goldstein
Appl. Phys. Lett. 42 943 (1983).

(2) S. Miyamoto et al.
Jap. J. Appl. Phys. 23 L109 (1984).

(3) S. Miyamoto et al.
Proc. 5th IEEE Pulsed Power Conf.(Arlington, VA) 1985, p432

(4) B. D. Weber et al.
Proc. 6th Int. Conf. High Power Particle Beams (Kobe, Japan) 1986, p.851

(5) H. Bluhm et al.
Proc. 6th Int. Conf. High Power Particle Beams (Kobe, Japan) 1986, p.855

(6) C. W. Mendel Jr. and S. A. Goldstein
J. Appl. Phys. 48 (1977) 1004.

(7) P. F. Ottinger, S. A. Goldstein and R. A. Meger
J. Appl. Phys. 56 (1984) 774.

(8) B. V. Weber et al.
Appl. Phys. Lett. 45 (1984) 1043.

(9) C. W. Mendel Jr., D. M. Zager, G. S. Mills, S. Humphries Jr. and S.A. Goldstein
Rev. Sci. Instrum. 51 (1980) 1641.

(10) S. Miyamoto et al.
Jap. J. Appl. Phys. 25 (1986) L108.

## 第３章．高電圧短パルスの応用　－高輝度イオンビームの発生－

### ３－１．はじめに

誘導性エネルギー蓄積システムで得られた高電圧パルスによる高輝度軽イオンビーム(Light Ion Beam;LIB)の発生について述べる。ＩＣＦ用ドライバーとしてのＬＩＢは、発生効率が高い、ターゲットとの結合が良い、そして装置が他のドライバーに比して安価であることなどから、非常に注目されている。その反面、イオンは荷電粒子であるためその収束性に劣り、また伝送の問題も指摘されている。イオンの収束性を決定する第一の要因は、アノード表面で発生した時点でのビームの発散角である。

通常イオンビームは、ダイオードに高電圧を印加することで発生する。ダイオードに印加される電圧は、高電圧のパルスが要求される。第二章で得られた高電圧パルスをイオンビームダイオードに印加し、イオンビームの発生実験を行った。この実験は、これまでの実験で用いられた電圧領域とは異なるため、様々な現象が起こるものと考えられる。

この章では、外磁場型のイオンビームダイオードに、高電圧(～5MV)を印加し、高輝度のプロトンビームを得る実験について述べる。ビームの輝度を計測するために、ビームエネルギー、ビーム電流密度、ビーム発散角を計測した。その結果、高ビーム輝度($\beta$～100TW/cm$^2$rad$^2$）が得られ、輝度の電圧依存性も$\beta$　$V^{1.9-2.0}$が得られた。また、ビームの発散角は印加電圧と共に減少することが実験的に得られた。これらの結果から、高輝度イオンビームの発生にはダイオード電圧の高電圧化が必要であることが示されたといえる。

さらに、得られた高電圧パルスを収束ダイオードに印加し、ターゲットとの相互作用実験を行った。そのときのビーム強度は0.1TW/cm$^2$であった。３層構造を成すターゲット実験では、0.3Mbarの噴出圧力を観測した。この値は、従来の実験値で予想される値の３～４倍の値である。これは、キャノンボール効果によって説明でき、シミュレーションとの一致を見た。イオンビームによるこの効果は、点火の条件を緩和するものであると期待される。

第３－８で、この章をまとめる。

## ３－２．高輝度イオンビームの発生

イオンビーム慣性核融合を考えた場合、まずビームに対する第一番目の要求として高輝度であることが上げられる。ビームの輝度$\beta$は、次式で与えられる。

$$\beta = \frac{J_i V}{\Delta\theta^2} \quad (W/cm^2 rad^2) \qquad (3-1)$$

ここに、$J_i$、V、$\Delta\theta$はそれぞれ、ビーム電流、加速電圧、発散角である。この式を見ても分かるように慣性核融合には、大強度でかつ広がりの少ないビームが必要であることが分かる。また、$J_i$とVの間には、チャイルド・ラングミュアの関係式より

$$J_i \propto V^{1.5} \qquad (3-2)$$

であるから、輝度$\beta$は

$$\beta \propto V^{2.5} \qquad (3-3)$$

が期待される。

## ３－３．イオンビームダイオード[1)]

### ３－３－１．はじめに

イオンビームの発生部は通常ダイオードと呼ばれる。ダイオードは正負の電圧をかけた二極管で普通ブレークダウンを抑えるために真空中に置かれる。ダイオードの理論は古くChildとLangmuirによって研究された。

イオンビームダイオードには、以下に示すように様々な種類がある。それぞれには特徴があり、実験の目的によって使い分けられる。

① Pinched Electron Ion Beam Diode

② Inverse Pinch Ion Diode

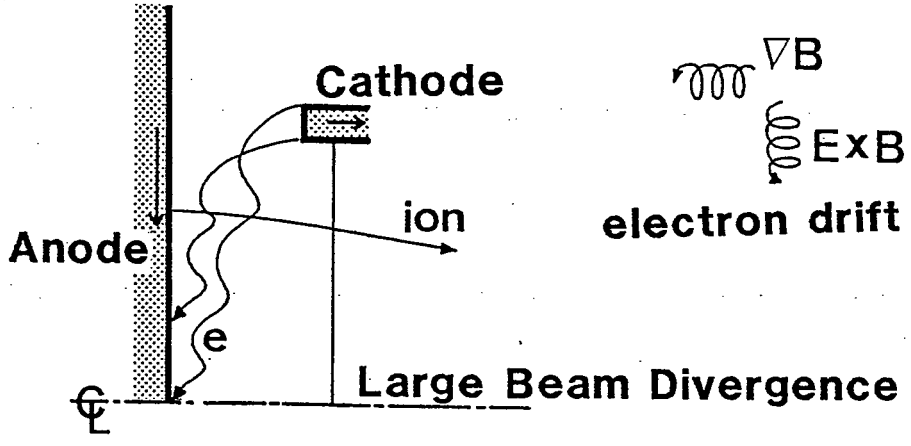
③ Magnetically Insulated Ion Diode

④ Radial Focus Ion Diode

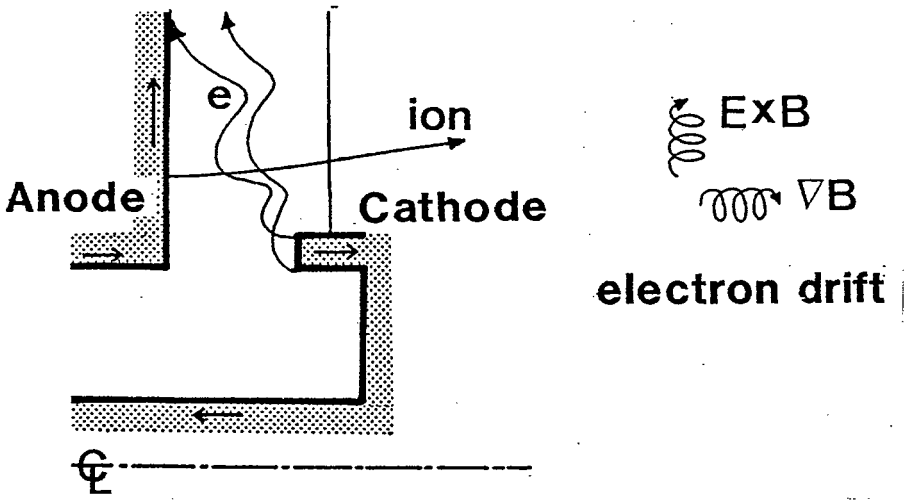
外磁場を印加することにより、電子の発生を抑制しイオン発生効率の上昇を目指したダイオードが、③である。その他のダイオードも磁場を積極的に用いることは可能で、その磁場が外印磁場であるか、自己磁場であるかで、外磁場型、自己磁場型と分類される。また、磁場の方向によっても分類が行われＢr型、Ｂθ型等と呼ばれる。更に、そのダイオードが、イオンの発生を目的にしたものであるか、集束を目的にしたものであるかでも分類することが可能である。

## ３－３－２．　逆収束型ダイオード

本実験に用いられたイオンビームダイオードは外磁場（Ｂr）型の逆収束ダイオード（Inverse Pinch Diode:IPD）と呼ばれ、ビームの収束は行わない形状のダイオードである。外磁場型のダイオードは、MID(magnetically Insulated Diode)と呼ばれ、外部電源により駆動される磁場コイルによりＡＫ間隙に磁場を印加する。ダイオード電圧とＡＫ間隙の距離で決まる臨界磁場以上の磁場を印加することによって、カソードから出た電子はアノードに到達することなく、カソード側に戻ってくる。これによって電子電流は抑制され、イオン電流が増大し、高効率のイオンダイオードであると言える。電子に比べ質量の十分大きいイオンは、磁場から運動を影響されることなくカソード側に到達する。




第３－１図　ＰＩＮＣＨ　ＥＬＥＣＴＲＯＮ　ＢＥＡＭ　ＤＩＯＤＥ




第３－２図　ＩＮＶＥＲＳＥ　ＰＩＮＣＨ　ＤＩＯＤＥ

このＩＰＤ[2]は、大阪大学で開発された、高効率、低ビーム発散角のダイオードである。従来用いられたＰＥＤ(Pinched Electron Beam Diode)とＩＰＤの違いを第３－１図と第３－２図で説明する[3]。ＩＰＤの特徴は、カソードから発生した電子はＥ×Ｂドリフトによって外側に流れるため、電子の集中する領域がない。そのため、アノード表面での電界の乱れがなく、アノードプラズマの擾乱がないため低発散角のビームの発生が期待できる。また、自己磁場の　Ｂドリフトの方向は、電子をアノードから引き離す方向であり、これによって電子のアノード表面での滞在時間が長くなりイオンの発生効率の上昇も期待できる。

本実験に用いたダイオードは、このようなＭＩＤとＩＰＤの両者の持つ利点を兼ね備えたものであると言える[4]。

実験に用いたイオンビームダイオードのパラメーターを第３－１表に示す。

高輝度イオンビームを得るには高電圧パルスが必要なことは既に述べた。ここでは、高輝度イオンビームを得るために必要なイオンダイオードのパラメーターについて述べる。

目標となるパラメーターは次の通りである。

| | |
|---|---|
| ダイオード電圧 | Ｖ＝５ＭＶ |
| ダイオード電流 | Ｉ＝１７０ｋＡ |
| パルス幅 | $\tau$＝２０ｎｓ |

エネルギー　　Ｅ＝１７ｋＪ

である。この値を達成するために励電Ⅳ号各段のエネルギー効率を評価した。

① 励電Ⅳ号効率　　$\eta_{IT}$ ＝０．５

② インピーダンス変換ライン効率　　$\eta_{ITL}$ ＝０．７

③ パルス圧縮効率　　$\eta_{PC}$ ＝０．５

よって、マルクス蓄積エネルギーＥｏは

$E_o = 17kJ / \eta_{IT} \cdot \eta_{ITL} \cdot \eta_{PC} \geqq 97kJ$

よって、マルクスには１００ｋＪ以上必要である。

高輝度イオンビーム～200TW/cm$^2$rad$^2$の達成にはパラメーターとして、V=5MV, Ji=10kA/cm$^2$、$\Delta\theta$＝1.2°程度が目標となる。そのためイオン効率が５０％とすると、イオン電流Ｉｉは全電流$I_T$=170kAより、$I_i$=80kAが求まり、これから算出されるアノード面積は8cm$^2$と小型になってくる。

効率の評価（付録Ｄ）より、Ｇｆｋ～１０、$\eta$ｉ～０．５を考えると、自己磁場絶縁型ダイオードでは、$\eta$ｉ～０．０４５となり、困難である。イオンダイオードとしては、Ｂｒ印加逆収束型ダイオードまたは外磁場絶縁型ダイオードが適当であると考えられる。

アノード面積が8cm$^2$程度であるから、その半径は2～3cmとなる。Ｐ～２を得るためには

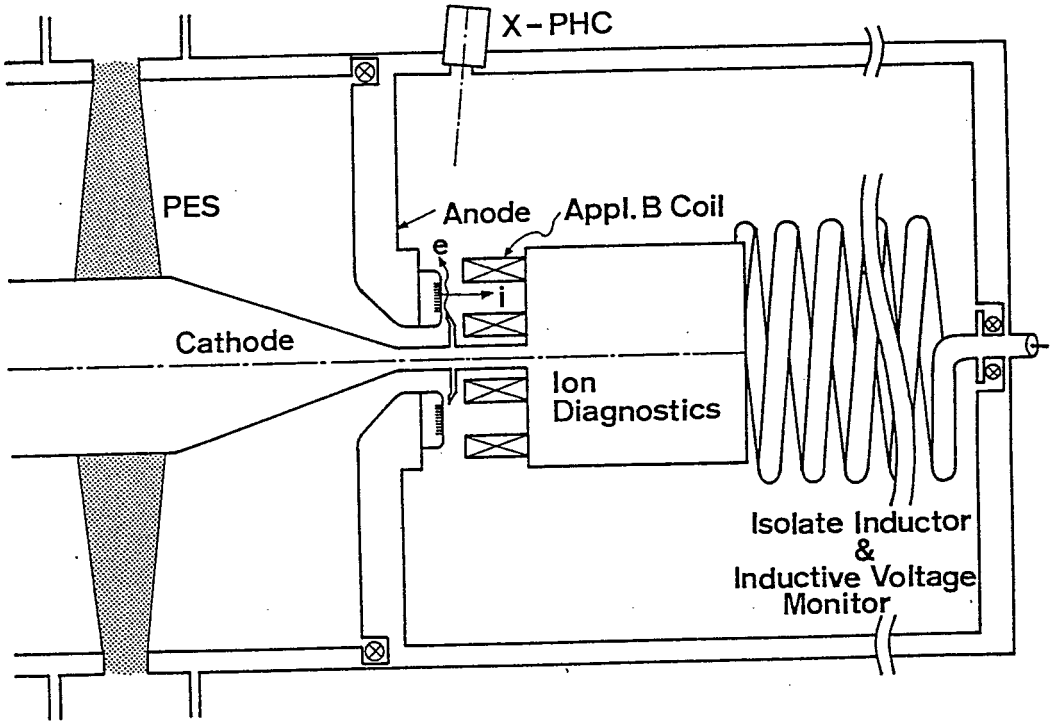
ＩＴ　＝１６０

Ｐ　＝　２　　→ｒＢｃ＝１０（Ｔ・ｃｍ）

である。$r_1$＝2.3cmとすると、外磁場として43kG以上が必要となってくる。

第３－１表　イオンビームダイオードのパラメーター

| | | | |
|---|---|---|---|
| 形式 | ＩＰＤ（外磁場型） | 外磁場 | ２．１Ｔ |
| 磁場 | Ｂｒ | ＡＫ | ３～５ｍｍ |
| アノード | | | |
| 材質 | ＳＵＳ３０４ | | |
| 外半径 | ３．５（ｃｍ） | イオン源 | パラフィン |
| 内半径 | ２．５（ｃｍ） | | （グルーブ） |




第３－３図　実験配置

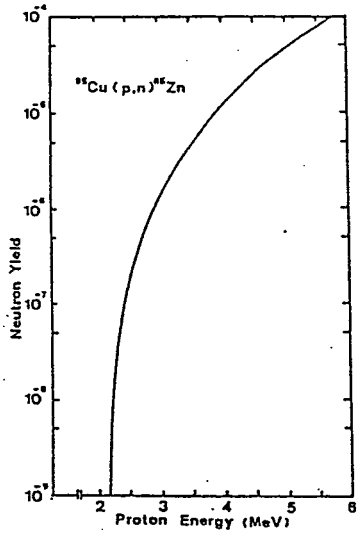
外磁場用電源としては、92μF、13kVのスローバンクコンデンサーを用い、30kA程度の電流を磁場コイルに流した。コイルによって発生する磁場は2.1Tで、ＡＫ間隙にθ方向の磁場は、1.4Tである。このときのピッチＰは1.5であった。

## ３－４．高輝度イオンビーム発生実験

実験配置を第３－３図に示す。用いたダイオードはIPDの外磁場型である。外磁場はアノードに対向したコイルによってr方向に発生する。ダイオード電圧及びダイオード電流は、ＩＶＭ（第２章参照）、自己積分型ロゴウスキーコイルを用いた。

ビームの輝度を算出するためには、ビームエネルギー、ビーム電流密度、発散角を正確に計測する必要がある。一般にビームエネルギーは、ダイオード電圧と等しいとしてもよいが、電圧パルスは圧縮され通常の場合よりも短くなっているためイオンの発生時間の遅れが問題になってくると考えられる（ターンオン時間の遅れ：アノードプラズマの形成に必要な時間があると考えられる）。

ビームエネルギーを直接計測する方法として、核反応計測がある。この方法は、ビームが標的（ターゲット）に照射されたとき娘核として放出される粒子（中性

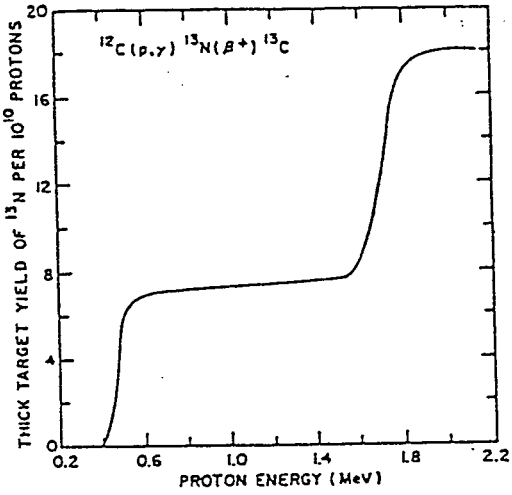



第３－４図　$^{65}$Ｃｕ（ｐ，ｎ）$^{65}$Ｚｎ反応の反応断面積

子、α粒子等）を計測するものである。反応には様々な反応があるが、反応のＱ値の正負によって大別することができる。Ｑが正の時は反応は発熱反応であり、負の時は吸熱反応であると言える。吸熱反応の時はその値の絶対値以上のエネルギーを持ったビームがターゲットに照射されない限り、反応粒子は生成されない。

実験で著者は、陽子が入射し中性子が放出される反応として$^{65}$Ｃｕ（ｐ，ｎ）$^{65}$Ｚｎと$^{7}$Ｌｉ（ｐ，ｎ）$^{7}$Ｂｅを用いた。第３－４図にこの反応の、入射エネルギーに対する反応断面積のグラフを示す。この反応は、それぞれＥ＝２．２ＭｅＶ、１．７ＭｅＶで閾値があるため、パルス圧縮されていないときの電圧（１．８ＭＶ）で加速されたイオンとは反応せず、中性子は発生しない。

この反応で発生した中性子は、ダイオードから３．３ｍ離れたシンチレーターと高電子増倍管の組合せによってで検出された（ＴＯＦ法）。Ｘ線シールドのためシンチレーターは鉛で覆われ、また散乱中性子によるノイズ信号を防ぐために周囲は中性子に対して反応断面積の大きいパラフィンで囲んだ。この方法では、シンチレーターの信号として中性子の信号の他に、ダイオード内の高速電子による制動輻射ｘ線の信号も検出される。ｘ線の信号は中性子の発生原点として用いるため、ｘ線信号の幅が無視できる程度にダイオードと中性子ディテクターの距離を離すことによって精度のよい計測が可能である。また、信号値を積分することによって、閾値以上のエネルギーを持ったプロトンの電流値も算出することが可能である。



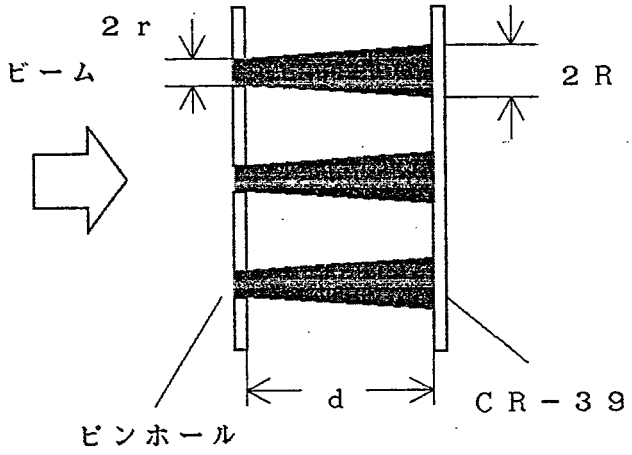

第３－５図　$^{12}C$（p，$\gamma$）$^{13}N$（$\beta^+$）$^{13}C$反応の反応断面積

また、イオン電流密度も核反応計測によって行った。一般に、イオンビームの電流密度の計測にはチャージコレクター（Biased Charge Collector:BCC）が用いられる。このような電気的な計測は今回用いられなかった。その理由は、実験はＰＯＳを用いるために負極性で行ったことにある。正電荷を持つイオンは高電圧側に引き出されるため、高電位でのイオンビームの計測が必要となって来る。一般に、計測は電気的な計測であり、グランド電位に於て行われるため非常に困難なものとなってくる。

イオン電流計則に用いた核反応は、$^{12}C(p,\gamma)^{13}N(\beta^+)^{13}C$である。この反応の半減期は、9.96分、共鳴エネルギーは、457keVと1.70MeVである。そのイールドを第３－５図に示す。この反応では、プロトンビームが入射すると$\beta^+$が放出され、$\beta^+$は安定に存在せず周囲の電子と結合して２個の消滅$\gamma$線(0.51MeV)を反対方向に放出する。この２つの$\gamma$線を計測すれば間接的にイオン電流を計測することができる。いま、ビーム照射$t_1$（ｓｅｃ）後、Δｔの間測定した結果ｋの計数値を得たとき、計数効率を$\eta$とすると、イオンの個数Ｎｐは、

$$Np = \frac{k}{\lambda} \exp\left(\frac{t_1}{\tau}\right)\left(1-\exp\left(-\frac{\Delta t}{\tau}\right)\right) / \left(Yp + \frac{Nd}{Np} Yd\right)$$

で与えられる。ここで$\tau$は反応の半減期である。誤差は、ポアソン分布を仮定すれば、$\pm\sqrt{k}$で与えられる。この計測では、イオンの個数が大きいときターゲットのカーボンが、吹き飛ばされ正確には測れない。そのため、ビルボックスを用い、励起したカーボンが吹き飛ばされないようにして正確な値を計測するように



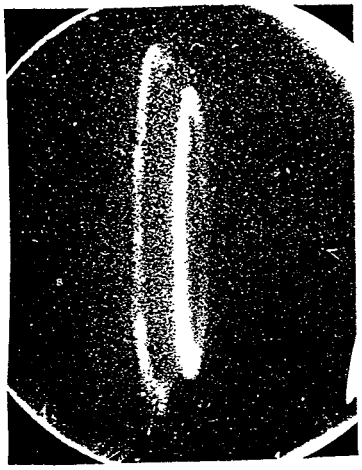

第３－６図　ビーム発散角計測

した。実験では、イオンビームのフラックスを落とすため２９％透過のニッケルメッシュを５枚重ねて計測した。

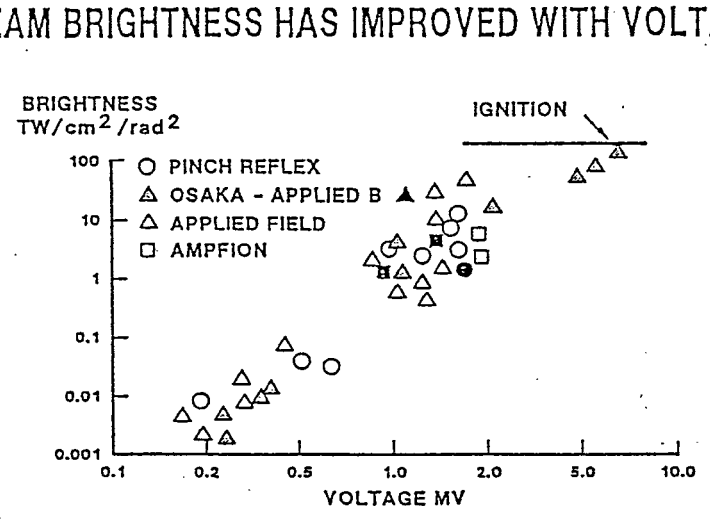
発散角（$\Delta\theta$）の計測には、第３－６図に示すようなシャドウボックスを用いた時間積分計測を行った。シャドウボックスはイオンの軌道上にピンホールを置き、その後方に適当なイオンの検出器を置くことによってイオンの像を得る。この像の径とピンホールの径を計測することによりビームの発散角（$\Delta\theta$）を算出する。イオンの検出には、感熱紙、ＣＲ－３９等を用いた。ＣＲ－３９はプラスチック検出器であり、イオンの照射後、水酸化ナトリウム(70℃、6.25N)でエッチングすることによって、プロトンの当たった所にのみトラックを形成する。このトラックを顕微鏡等で解析することによって、ビームの分布等の情報も得られる。ＣＲ－３９はフィルムとは異なり光に対して反応しないため、取扱が容易であるので、シャドウボックス以外にも、トムソンパラボラ・イオン質量分析器のイオンディテクターとしてもよく用いられる。

実験では、電子が外側にフローする様子は時間積分のＸ線ピンホールカメラによる硬Ｘ線による計測によった。その結果を第３－７図に示す。図を見ても分かるようにアノードの周辺部で強い発光が観測された。つまり、電子はピンチすることなく外側にフローしていおり、PEDのように中心部で集中している部分が観測されなかった。よって、このダイオードはIPDとして動作していることが分かる。

これらの計測により、ダイオード電圧Ｅ＝6.4MeV、イオン電流密度$j_i$＝4.4kA/cm$^2$、発散角$\Delta\theta$＝16mradが得られ、ビーム輝度$\beta$＝160TW/cm$^2$rad$^2$を得た。この値は、その当時の世界記録である。世界の装置で得られたビーム輝度を第３－８



第３－７図　ＸＰＨＣ像



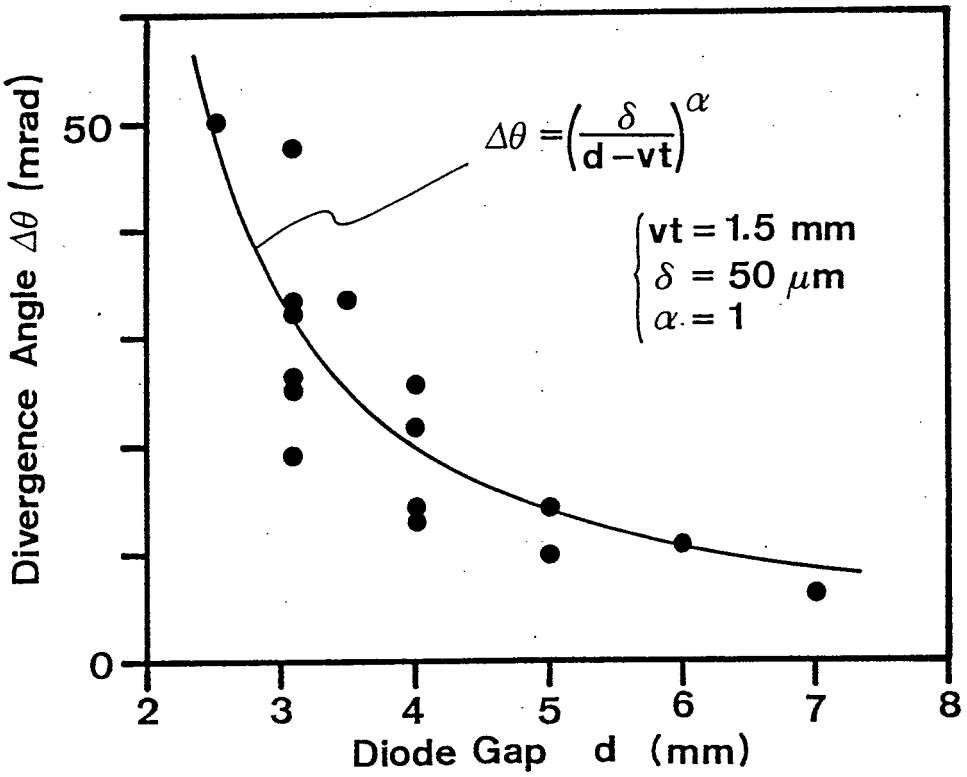

第３－８図　世界のパスパワー装置におけるビーム輝度

図に示す。

## ３－５．考察

実験より、輝度βはダイオード電圧に対して、

$\beta \propto V^{1.9-2.8}$




第３－９図　ＡＫ間隙のビーム発散角依存性

の依存性が明らかになった。これは、予想される依存性より弱い依存性である。これは、イオンのターンオン時間による遅れのために、ダイオード電圧と実効的な加速電圧が異なるためと考えられる。

ダイオード間隙ｄと発散角Δθの依存性を第３－９図に示す。これより、

$$\Delta\theta = \frac{\delta}{d - vt} \qquad (3-5)$$

の関係が得られ、実験では δ=50μm、vt=1.5mmである。ここで、ｄ－ｖｔは実効的なＡＫ間隙と考えられる。ｖｔはアノードプラズマの厚さで、ｖは、アノードプラズマの拡散速度であり、その速度は～$10^7$cm/s程度と考えられ、ｔは、イオンのターンオン時間程度であり、δは、アノードプラズマ表面の摂動周期であると考えられる。発散角Δθの原因としては、

１．アノードプラズマの不均一性

2．カソードから発生した電子によるアノード表面の電界の不均一性が、上げられる。

ダイオード内部には、様々な磁場が存在する。今の場合、

1．外印磁場（Ｂｒ）

2．自己磁場（Ｂθ）

がある。まず、印加磁場によってできるＢｒによるビームの偏向を考える。一般に、時間的に振動する磁場は物質中に侵み込み、表皮の厚さは

$$\delta = \left( \frac{2}{\sigma \mu \omega} \right)^{0.5} \qquad (3-6)$$

で与えられる。ここで、σは導電率、ωは磁場の角周波数である。アノードの材質はｓｕｓ３０４であるのでσ=72×10$^{-8}$Ω・mである。また磁場はτ=45μsの立ち上がりである。アノード中に磁場は浸透しており、アノード表面から発生するビームは浸透磁場を感じない。計測器では、イオンは浸透した磁場の分だけ余計にローレンツ力を感じる。つまり、アノードに垂直に出たイオンであっても計測では発散角を持って計測される。

Ｂｒによってイオンは次式で与えられるｖθ成分を持つ。

$$v\theta = \frac{e}{M} \int Br\,dz = 5.5\times10^{-3} \frac{e}{M} \qquad \text{(For SUS 304)}$$

よって偏向角δθは

$$\sin\delta\theta = \frac{v\theta}{vo} = 5.5\times10^{-3} \left( \frac{e}{2MV} \right)^{1/2}$$

$$= 38.1/\sqrt{V}$$

で与えられる。ここでｖｏは電圧Ｖで加速されたイオンの速度である。第３－２表にＶ＝１，２，５ＭＶのときのδθを示す。

またＢθによる偏向は、同様にｖｒ成分を持ち、

$$vr = \frac{e}{M} \int B\theta\,dz = 3.6\times10^{-3} \frac{e}{M}$$

$$\therefore \sin\delta r = vr/vo = 24.9/\sqrt{V}$$

第３－３表に加速電圧との関係を示す。

第３－２表．加速電圧Ｖと偏向角δθ

| Ｖ（ＭＶ） | δθ（ｍｒａｄ） |
|---|---|
| ５ | １７ |
| ２ | ２７ |
| １ | ３８ |

第３－３表．加速電圧Ｖと偏向角δｒ

| Ｖ（ＭＶ） | δθ（ｍｒａｄ） |
|---|---|
| ５ | １１ |
| ２ | １８ |
| １ | ２５ |

実験値Δθ=16mradは加速電圧V=5MVに一致する。

以上のことからＢｒによる偏向に対して

① アノード材質の高導電率化（例えば、ｓｕｓ３０４をアルミニウムにすることにより、磁場の浸透は１／５程度になる）。

② 磁場用コイル電源の低インダクタンス化。

③ アノード側から浸透磁場を押し出す向きに磁場を印加し浸透磁場を打ち消す。

④ ダイオード電圧の高電圧化

が考えられる。

Ｂθに対しては、Ｂθを小さくするために全電流量を抑え、高電圧化が必要であると考えられる。

## ３－６．収束実験[5)-7)]

## ３－６－１．はじめに

ＬＩＢによってＩＣＦ実験を行うためには、半径数ｍｍのターゲットにイオンビームを照射する必要がある。そのためには、ダイオードで発生したイオンビームを強収束させる必要がある。収束法には、弾道収束を利用した幾何学的収束やバイアス収束法がある。収束型ダイオードでは、イオンビームの発生のみを目標とした平板型ダイオードとは、異なった物理現象が起こり問題となる。

この節では、ＩＰＤの収束型として幾何学的収束ダイオード採用した自己磁場型ダイオード実験及びターゲット実験について述べる。

## ３－６－２．幾何学収束実験

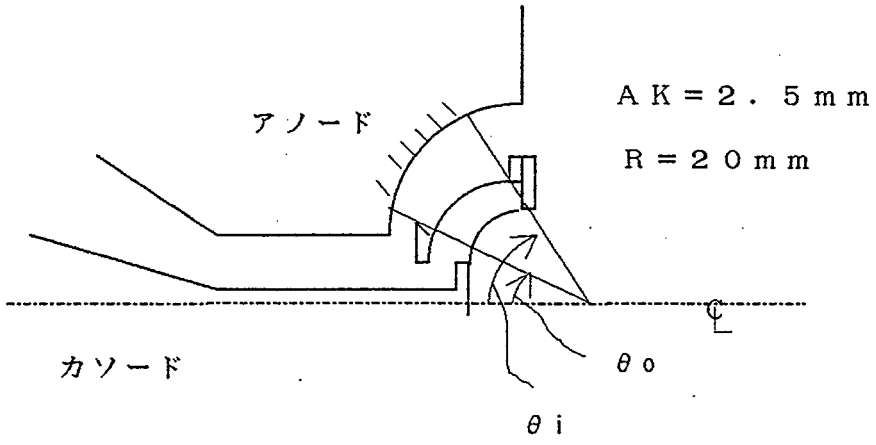
アノード面から発生したイオンビームは、ターゲットに照射するために強収束させねばならない。イオンビームを収束させる方法としては、幾何収束（弾道収束）がある。幾何収束とはアノード表面を球面にし、イオンをその曲率中心に収束させる方法である。いまビーム輝度$\beta$、曲率半径Ｒ、アノード面積をＳとすると、収束ビーム強度Ｉは

$$I = \beta \frac{S}{4\pi R^2} = \beta \frac{\Omega}{4\pi} \quad (W/cm^2) \qquad (3-7)$$

となる（Ωは、収束点から見たアノード表面の立体角）。この式からも分かるように、収束ダイオード実験には高輝度、高立体角のダイオードが必要となってくる。

実験に使用した収束ダイオードを第３－１０図に示す。またダイオードパラメータは第３－４表に示す。

この収束型ダイオードでは、ダイオード電流によってできる自己磁場によって効率の向上を計っている。自己磁場はカソード側に設けられたスパイラルコイルによってアノード表面にＢｒ磁場を発生する。設計では、全電流を$I_T$とするとき、$B_{spiral}=5.3\times10^{-6} I_T$、$B\theta = \mu_0 I_T / 2\pi r = 2.5\times10^{-5} I_T$であり、磁場ピッチＰは０．２である。これより、V=5MV、$I_T$=150kAで、Ii=24kA、効率$\eta$=0.16が設計値となる。



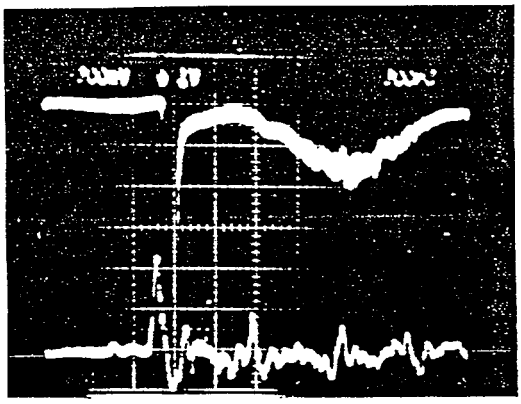

第３－１０図　収束型イオンダイオード

第３－４表　収束型ダイオードパラメータ

| | |
|---|---|
| アノード曲率 | ２．０　ｃｍ |
| アノード面積 | ２．１　$cm^2$ |
| 立体角 | ５　％ |
| $\theta_i$ | ２２° |
| $\theta_o$ | ３４° |
| ＡＫ | ２．５　ｍｍ |
| イオン源 | パラフィン |
| 形式 | 自己絶縁型（$B_r$）－ＩＰＤ |

実験では、収束地点に銅の平板ターゲット（１$mm^t$）が置かれた。このターゲットは、収束半径を計測するためとプロトンと銅による$^{65}$Ｃｕ（ｐ，ｎ）$^{65}$Ｚｎ反応で発生する中性子によってダイオード電圧及びイオン電流を計測するために材質として銅が選定された。ダイオード電圧の電気的な計測はその形状から行うことが出来なかった。

典型的な中性子波形を第３－１１図に示す。これより、ダイオード電圧$V_D$=2.5～3MV、イオン電流$I_i$～10kAである。イオン効率は0.1であった。また、銅ターゲット表面上のイオン収束径は～１ｃｍ程度であった。以上の結果から収束強度は０．１ＴＷ／$cm^2$が得られた。



第３－１１図　中性子波形

３－６－３．　考察

この収束実験では、いくつか設計値と異なる点がみられた。

まず第一に、イオン効率が０．１と設計を下回っている。これは、イオン電流計測に用いた核反応が2.2MeVに閾値を持つため2.2MeV以下のプロトン電流は、計測されないことや、予想されたダイオード電圧より加速電圧が下回ったことに原因があると考えられる。平行平板ダイオードではＰＯＳによってダイオード電圧が最高6.4MVまで圧縮されたが、収束型のダイオードでは良好な結果が得られなかったと考えられる。

この原因として考えられることとしては、

①仮想陰極の摂動

②アノードプラズマの摂動

が考えられる。

収束ダイオードではダイオード形状が平行平板型とは異なるため、ダイオード内部の電子の運動が異なり、ダイオードインピーダンスの時間変化に大きな相違点があったためと考えられる。このことから、イオンダイオードの安定な動作には、特に収束型のイオンダイオードでは、ダイオード内の電子の制御（インピーダンス・コントロール）が重要となるものと考えられる。その方法としては、ダ

イオード内部での磁場形状、特にアノード表面に沿った磁場形状が大切であると考えられる。つまり、この磁場を精密に制御することによって、アノード表面から少しはなれた位置に、ダイオード内部を運動する電子をトラップし、アノード曲率と等しい曲率を持った仮想陰極を形成することが重要であると考えられる。

またアノードプラズマの形成も均一にすることが必要である。

以上のような事柄を考えた設計は、今後ダイオードシミュレーションによって行う必要であると考えられる。

次に収束径の大きさについて考察する。まず考えられる原因としてダイオード内部での磁場による偏向があげられる。磁場がない場合、電圧Ｖで加速されたプロトンはその質量をＭとして、

$$v_o = \left( \frac{2eV}{M} \right)^{1/2}$$

で与えられ、磁場Ｂによって、$v_t$（垂直成分）は

$$v_t = \frac{e}{M} \int B\,dx$$

で与えられる。偏向角δは

$$\sin\delta = \frac{v_t}{v} = \frac{e}{2MV} \int B\,dx$$

で与えられる。②の領域では

$$\int B\phi\,dx = \frac{\mu_o d}{2\pi R \sin\theta_o} \quad I(1-\eta)$$

また、④⑤の領域で

$$\int B\phi\,dx = \frac{\mu_o d}{2\pi R \sin\theta_o} \quad I(1+\eta)$$

ここに$\eta = I_i / I$である。

これらの効果を考慮に入れると、各電圧に対する偏向角は、第３－５表の様になる。

表中の値はＩＴはともに150kA、$\eta$は5MVで0.1、3MVで0.2である。この実験では、３ＭＶ程度であるので、④、⑤の領域を通過したイオンは$R\Delta\theta$により3mm程度広がることになる。また発生時点での発散角は20mrad程度と平板ダイオードの実験データから見積られるので0.4mm広がることとなる。

第３－５表　偏向角

単位：ｍｒａｄ

| | ５ＭＶ | ３ＭＶ |
|---|---|---|
| ② | ３３ | ３７ |
| ④⑤ | ７５ | １０５ |

以上の評価では、実験での広がり5mmは完全には説明されない。その原因として、磁場による偏向以外に、上で述べた仮想陰極の形成の不均一性が考えられる。仮想陰極の表面が波打つことによって、イオンの引き出される電界の方向が曲率中心の方向とは異なり、収束径が広がるものと考えられる。

このことからも、ダイオード内部での磁場の形状及び仮想陰極の形成が、収束度に対しても重要な役割を演ずることが明かとなった。今後、収束度を向上させ、高ビーム強度での実験が待たれるが、そのためにはダイオード内部での電子の運動を制御することが、重要であると言える。

次に実験で得られた収束強度0.1TW/cm$^2$について評価する。

アノード面積Ａは2.2cm$^2$、ＡＫ間隙ｄ＝2.5mmよりイオン電流密度は、Child-langmiur則より3MeVのプロトンに対して

$$Ji = 4.8\ kA/cm^2$$

イオン電流Ｉは

$$I = AJi = 10.6\ kA$$

いま、平板ダイオードで得られた、電圧と発散角との依存性が収束型ダイオードでの$\Delta\theta$と一致するとすると、$\Delta\theta$=50mmradとして、輝度$\beta$は

$$\beta = 5.8\ TW/cm^2 rad^2$$

磁場による偏向を考えると

$$\beta = 1.0\ TW/cm^2 rad^2$$

立体角$\Omega$＝８．６％より

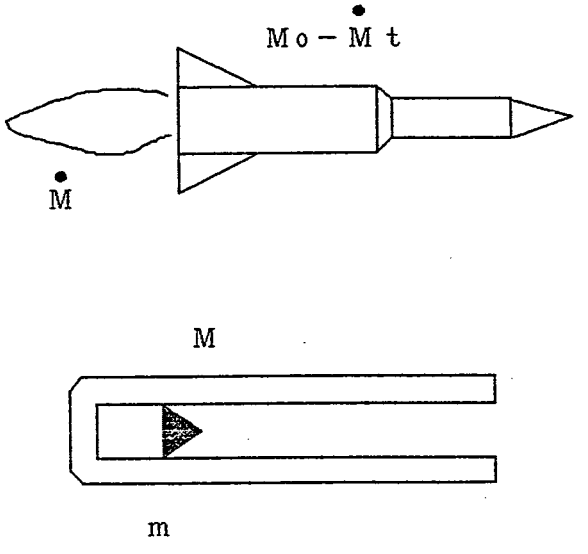
$$I = 0.09\ TW/cm^2$$

となり、実験値Ｉ=0.1TW/cm$^2$にほぼ一致する。

## ３－７．ターゲット実験[8)]

### ３－７－１．はじめに

この節では、前節で述べたダイオードで行ったターゲット実験について述べる。ＩＣＦでは燃料ターゲットにイオンビームを照射しターゲット表面付近でビームの持つエネルギーを吸収させ加熱する。加熱によって生成された高温プラズマは、外側に吹き出し、その反作用によってターゲットは内側に加速、圧縮される。この時のターゲットの状態はロケットの飛ぶときの状態と同様で、ロケットモデルと呼ばれるモデルで説明される（第３－１２図）。ターゲットの加速を力のバランスで考えると、高温となったプラズマ噴き出し部の圧力によってターゲットは内側に、プラズマは外方向に押されると考えられる。ターゲットの爆縮速度（内方向への速度）は、この噴出圧力とその持続時間によって決まる。



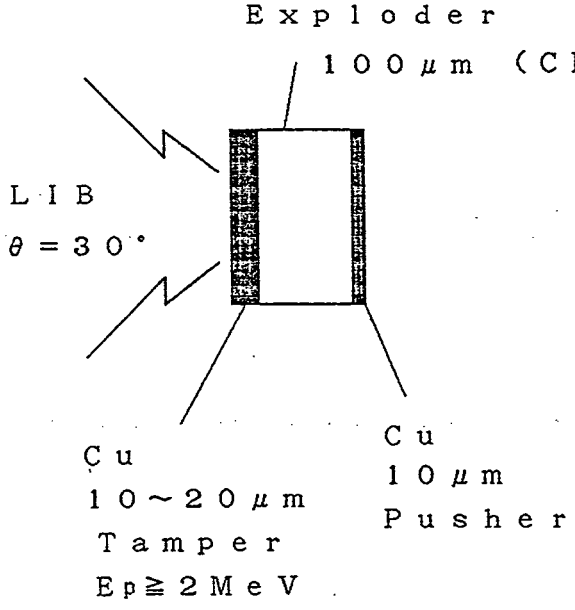

第３－１２図　アブレーション加速とキャノン型加速

また、イオンビームでは物質に対して特有の吸収プロファイルがある。イオンビームはターゲットに垂直に入射するとイオンはエネルギーを失うことなくターゲット中に浸透し、ターゲットの内部でビームの持つエネルギーを与える（ブラッグ・ピーク）。

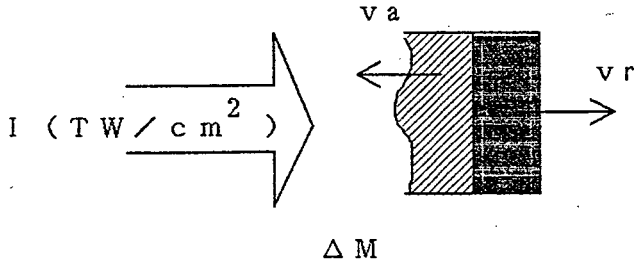
この、イオンビームの持つ性質を用いることにより、レーザーで用いられるターゲットとは異なった構造を持つターゲットで、特徴ある実験が行われると考えられる。

### ３－７－２．ターゲット実験

実験で用いたターゲット構造を第３－１３図に示す。図を見て分かるようにターゲットは３重構造をなしている。第一層はビームのエネルギーを損失することなく透過し、第２層でビームの持つエネルギーを与える。エネルギーを与えられた第２層はプラズマ化し、第３層を押す。つまり第１層は重い大砲の砲心の役目をし、第２層は火薬、第３層は軽い弾丸となって加速される（キャノンボール効果）。この効果を用いることにより、前述のアブレーティブ型より高いアブレーション圧力が得られることが期待される。




第３－１３図　ターゲット構造




第３－１４図　アブレーティブ加速

アブレーション圧力Paとビーム強度Ｉとの関係を考える。それには、第３－１４図のようなモデルを考える。イオンビーム入射強度Ｉ、噴出速度ｖa、Δｔの時間に噴出するプラズマの質量をΔＭとすると、噴出プラズマのエネルギーは

$$\frac{1}{2}\Delta M v_a^2 = I \Delta t$$

よって

$$v_a^2 = \frac{2I}{\Delta M / \Delta t}$$

ここで、ΔＭ／Δｔは、連続の式より

$$\frac{\Delta M}{\Delta t} = n m v_a \qquad (3-8)$$

ここで、ｍ、ｎは、それぞれイオン密度、イオン質量を表す。これより

$$v_a \propto I^{1/3} \qquad (3-9)$$

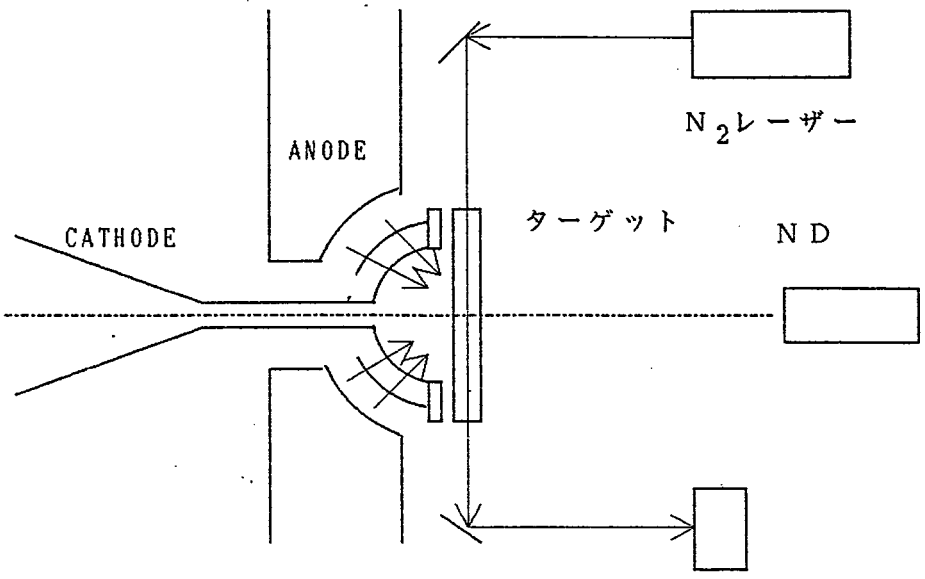
また、噴出圧力Paは運動変化を時間で割ったものだから、

$$Pa = \Delta M v_a / \Delta t \propto I^{2/3} \qquad (3-10)$$

となる。

これまでの実験結果より、ＬＩＢ－ＩＣＦで要求されるパラメーターとして、パルス幅20ns、収束半径3mmで、Ｐａ＝20Mbarを得るには、ビーム強度としてＩ＝100TW/cm$^2$以上が必要であることが分かる。

実験配置を、第３－１５図に示す。ターゲットの運動の様子は、３ｃｈの$N_2$レーザーによって、シャドー計測された。$N_2$レーザーは、中間蓄積コンデンサーに取り付けられている電圧プローブからの電圧波をトリガーとして、動作する。チャンネル間の時間遅れ（ディレー）は、ケーブルによって行った。




第３－１５図　シャドー計測実験配置図

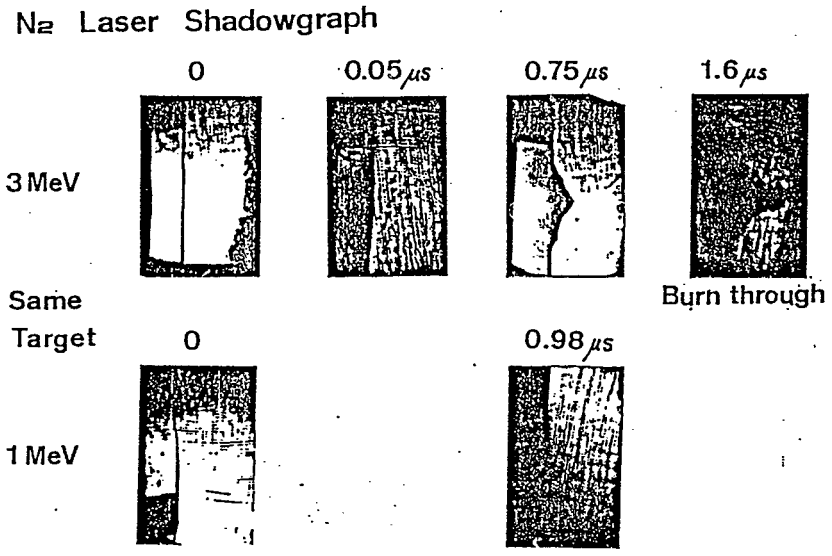
ビームの強度Ｉは、$^{65}Cu$（ｐ，ｎ）$^{65}Zn$反応で放出される中性子によって得られるビームの加速エネルギーと電流量から算出した。

窒素レーザーによって得られたシャドー像を第３－１６図に示す。シャドーによりターゲット後面の速度は$2.8\times10^5$cm/s、噴出圧力Ｐａ＝0.3Mbarが得られた。またビーム強度0.1TW/cm$^2$のときのシミュレーション結果を第３－６表に示す。

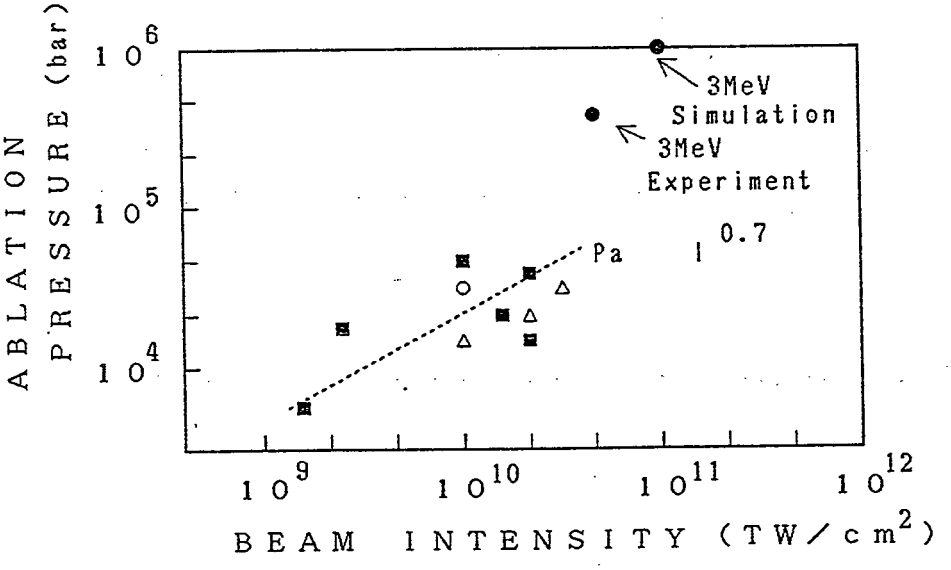
今回の結果を、今までの結果及びシミュレーションとともに第３－１７図に示

第３－６表　アブレーション圧力の実験とシミュレーションの結果

| | 実　験 | シミュレーション |
|---|---|---|
| パワー密度　（ＴＷ／ｃｍ$^2$） | ４×１０$^{10}$ | １×１０$^{11}$ |
| イオンエネルギー（ＭｅＶ） | ２．３ | ３．０ |
| パルス幅　（ｎｓ） | ２０ | １０ |
| 噴出圧力　（Ｍｂａｒ） | ０．３ | １ |




第３－１６図　シャドー計測結果




第３－１７図　アブレーション圧力のビーム強度依存性

す。この結果より、実験では従来のスケーリングより、４～５倍の高い値が得られ、キャノン・ボール効果が表れていると考えられる。またこれにより点火に必要なパワー密度100TW/cm$^2$も低減されると考えられる。

## ３－８．まとめ

この章でえられた結果をまとめると以下のようになる

（１）パルス圧縮を行って発生した高電圧パルスを逆収束型ダイオードに印加することによって高輝度のイオンビーム（160TW/cm$^2$rad$^2$）を発生することが可能となった。この値は当時の世界記録である。

（２）実験により、輝度$\beta$とダイオード電圧Ｖとの比例則（$\beta \propto V^{1.8-2.0}$）を得た。この比例則は予想されたものより弱い依存性を示した。これは、ダイオード電圧が短パルスとなったため、十分なアノードプラズマの生成が行われなかったためと考えられる。

この結果、ダイオード電圧の短パルス化には、ターンオン時間の短いイオン源が必要であることが明かとなった。

（３）ビームの発散角の原因として、アノードへの磁場の浸み込みがあることが明かとなった。これは、アノード材を高伝導率にすることによって、緩和されることが明かとなった。

（４）収束型ダイオードによって、0.1TW/cm$^2$の収束強度を得た。

（５）収束度を低下させる原因として、①アノードへの磁場の浸み込み、②仮想陰極の形成の不備が考えられることが明かとなった。

（６）３層構造のターゲット実験では、噴出圧力0.3Mbarが観測された。また、イオンビームによるキャノンボール効果初めて明かとなり、従来の比例則で予想される値の３～５倍の値の噴出圧力が計測された。この結果は、イオンビームによる慣性核融合を考えた場合、点火に対する条件を緩和するものであることが明かとなった。

## 参考文献

イオンビームに関する総合的な参考文献として

「軽イオンビーム慣性核融合レビュー」
文部省科学研究費補助金エネルギー特別研究（核融合）
第３班「炉心制御の基礎」総括班
がある。他に、
"High-Power Electron and Ion Beam Generation"
J. A. Nation
Particle Accelerators 10, (1979) 1.
"Intense Pulsed Ion Beams for Fusion Applications"
S. Humphries Jr.
Nuclear Fusion 20, (1980) 1549.

(1)L. Langmuir
Phys. Rev. 33, (1929) 954.
(2)S. Miyamoto et al.
Jap. J. Appl. Phys. 22, (1983) L703.
(3)C. W. Mendel and J. P. Quintenz
CCCP 8, 43.
(4)A. Yoshinouchi et al.
Jap. J. Appl. Phys. 22, (1983) L485.
(5)D. J. Johnson et al
J. Appl. Phys. 57, (1986) 794.
(6)D. J. Johnson et al
J. Appl. Phys. 53, (1982) 4594.
(7)D. J. Johnson et al
J. Appl. Phys. 54, (1983) 5.
(8)S. Miyamoto et al.
Jap. J. Appl. Phys. 21, (1982) L83.

# 第４章　パルスパワー装置におけるインピーダンス変換と大電流パルスの発生

## ４－１．はじめに

パルスパワー装置は、高電圧を発生すると同時に大電流も発生する。付加装置により更に高電圧を得る方法の一つである誘導性エネルギー蓄積システムについては第２章で、その応用については第３章で述べた。この章では、負荷として誘導性負荷を用いることを考え、付加装置による出力電流の大電流化を目的とした、パルスパワー装置用トランスフォーマーの開発について述べる。

近年、パルスパワーの応用の一つとしてＺピンチプラズマによる軟Ｘ線レーザーの発振が研究されている。Ｚピンチは、核融合研究の初期に盛んに研究が行われ、プラズマとプラズマの安定性についての数多くの現象について研究された。Ｚピンチでは比較的簡単な装置で高温・高密度のプラズマの生成が可能であり、またその形状が直線的であるため、軟Ｘ線レーザー発振の提案がなされた。Ｚピンチはプラズマに流れる電流の作る自己磁場によりプラズマを加速・圧縮するために、大電流が必要となってくる。

この章では、ダイオード電流の大電流化を行うパルスパワー装置用トランスフォーマーについて述べる。トランスフォーマーは、水中に置かれた電流増幅用のステップダウントランスフォーマーである。ダイオード近傍で電流を上昇させ、と同時に電圧を下げるため、寄生インダクタンスの低減を行い、大電流化を行うことができる。実験の結果、ダイオード電流は500kAから1MAに上昇させることが可能となった。

また、トランスフォーマーの設計に関しては、２次コイルに出力インダクタンスを低減することによってダイオード電流が増加することが明かとなった。また、励電ＩＶ号にトランスフォーマーを取り付けるとき、２次コイルのターン数には最適値が存在することが明らかになった。

４－６でこの章をまとめる。

## ４－２．パルスパワートランスフォーマー

## ４－２－１．はじめに

パルスパワー装置の負荷として誘導性負荷（Inductive load）を用いることを考える。実際の負荷の例としては、ワイヤー、ガスパフ、フォイル等が考えられる[1)]。負荷の爆縮は次の順序で行われる。

これらの負荷は、電圧パルス印加時は導通状態であり負荷には大電流が流れる。この電流によって負荷は初期にプラズマ化する。負荷の周辺にはこの電流によって方位角方向の磁場Ｂを発生し、磁場の大きさは次式で与えられる。

$$B = \frac{\mu_0 I}{4\pi r} \qquad (4-1)$$

ここでＩは負荷を流れる電流、ｒは負荷の半径である。発生した磁場によって負荷は中心軸方向に磁気圧Ｐを受け、パルスパワーパワー装置から運動エネルギーを得る。

$$P = \frac{B^2}{2\mu_0} \qquad (4-2)$$

このようにして、磁場で押されたプラズマは中心軸上で衝突し、熱化する。高温になったプラズマは、Ｘ線を放出する。一般に、運動に要した時間（～パルス幅）とＸ線を放出する時間を比べた場合、後者の方が短い。故に、広い意味でライナー爆縮はパルス圧縮であると言える。

プラズマに大きな運動エネルギーを与えるためには、大電流が必要であることは、上の式を見れば容易に理解できる。パルスパワー装置で大電流を得るためには、装置の時定数（Ｌ／Ｚ）がパルス幅より十分小さい必要がある。励電ＩＶ号では時定数～50nsに対してパルス幅～50nsである。この場合負荷には装置に初期に蓄えられたエネルギーの数％しか入らない。これは、励電ＩＶ号の水／真空隔壁での寄生インダクタンスが大きいため大電流が得られないことに起因する。寄生インダクタンスはパルスパワー装置では避けられない存在である。それは、パルスパワー装置の出力電圧が高いため、絶縁破壊を防げ為の空間が水／真空隔壁とダイオードの間に存在するためである。よって、これは出力電圧の低下により最小限に抑えることが可能であると考えられる。

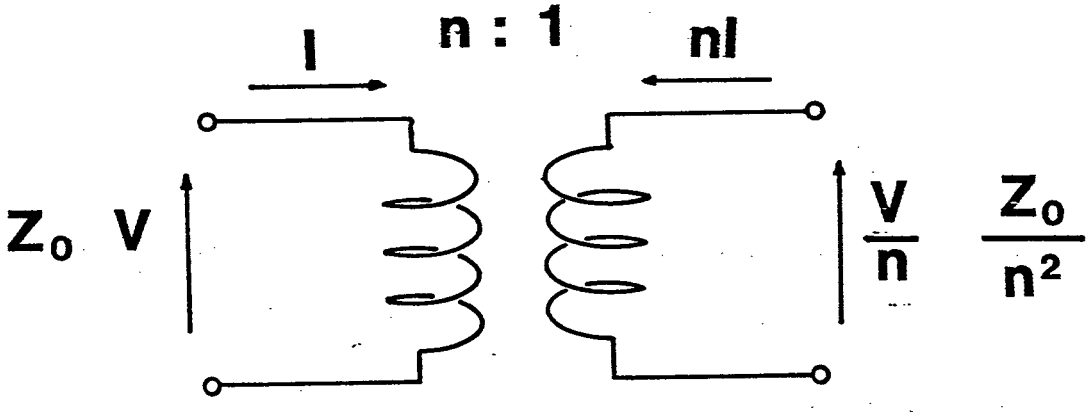
低いエネルギー効率は、負荷のインピーダンスが装置の特性インピーダンスに較べて小さいために起こる不整合（ミスマッチング）にも原因がある。パルスパワー装置では、効率よく負荷にエネルギーを注入するためには、装置の出力インピーダンスと負荷のインピーダンスが等しい必要がある。装置のインピーダンスは、一般に1Ω以上であり、誘導性負荷のインピーダンスは、～0.1Ω程度である。低インピーダンスの装置は、伝送ラインの電極間を短くする必要があるため絶縁破壊の関係から設計しにくい。

以上の要求から、出力電圧を低減することにより寄生インダクタンスを最小限に抑制し出力電流を上げ、低い負荷のインピーダンスに整合するための付加装置が必要である。

### ４－２－２．設計[2,3]

以上で述べたように、パルスパワー装置を用いて付加に効率よくエネルギーを注入するためには、付加と装置のインピーダンスの整合が必要である。誘導性負荷により大きなエネルギーを与えるためにパルスパワー装置用に考えられた付加装置がパルスパワー装置用トランスフォーマー（以下トランスフォーマー）である。トランスフォーマーは簡単には電流増倍を行う変圧器と考えることができる。

第４－１図にその原理を示す。図を見ても分かるように、ｎ：１の理想トランスフォーマーでは、出力電圧は１／ｎに、出力電流はｎ倍になる。その結果、出




第４－１図　トランスフォーマーの原理

力側からみたインピーダンスは１／$n^2$となり、低インピーダンス負荷であるライナーとの整合が向上すると考えられる。

トランスフォーマーの特徴としては、以下の事柄が上げられる。

１）パルスパワー装置の出力インピーダンスを負荷に整合する程度にまで下げる。

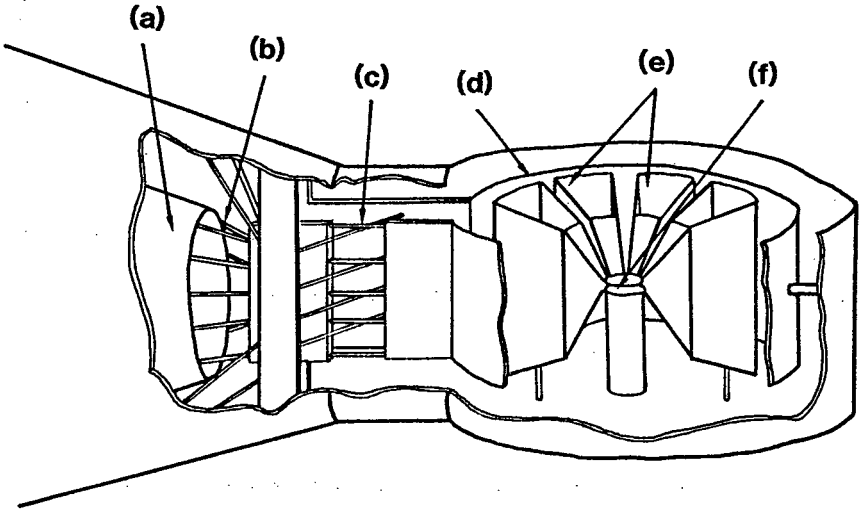
２）出力電圧を下げることによって、水／真空隔壁に存在する寄生インダクタンスを低下させる。

３）出力電流を上昇できる。

４）その結果、負荷に効率よくエネルギーを注入させることができる。

一般に用いられている商用の変圧器と異なり、パルスパワー装置で用いるため１次コイルと２次コイルの間は絶縁破壊が起こらない程度に離されている。

設計したトランスフォーマーをパルスパワー装置に取り付けたときの動作を第４－２図を用いて説明する。図の左側から電圧パルスは伝搬して来る。装置の伝送ラインは交差型電流路(cross current feed)を介して特性インピーダンス1Ωの同軸ラインから、特性インピーダンス2Ωの３重の平行平板ラインに変換され、更に交差型電流路を介して平行平板ライン（2Ω）に変換される。この出力はトラン




(a) Reiden IV transmission line
(b) co-axial / parallel plate change line
(c) cross current feed　(d) primary coil
(e) secondary coils　(f) load

第４－２図　トランスフォーマー

スフォーマーの１ターンの１次コイルを介してグランド電位に接続されている。１次コイルの内側には１０個の２次コイルが配置されている。１次コイルと２次コイルは、2Ωの平行平板ラインを成しており、１次コイルより上流のラインとの不整合を防いでいる。１次コイルと２次コイルの幅Wとコイル間隙ｄは、次式で決定した。

$$Z = \frac{377d}{\sqrt{\varepsilon_r W}} \qquad (4-3)$$

ここでZは、特性インピーダンスである。$\varepsilon_r$は純水において８０である。

１次コイルを流れる電流によりその内部に磁場が発生する。この磁場は内部の２次コイルを貫きこの磁束は２次コイルの両端に誘導起電力を発生する。１０個の２次コイルの出力電流は並列に、アクリルの水／真空隔壁を通して負荷に流れる。

設計の際、一番の問題点は水中極板間の絶縁破壊である。絶縁破壊に関しては設計を通じ次の式を用いた[4)]。

$$F \cdot t_{eff}^{1/3} \cdot A^{1/10} = K \qquad (4-4)$$

ここでＦは破壊電界強度(V/m)、$t_{eff}$は破壊電圧の６３％値以上の印加時間(s)、Ａは電極面積($m^2$)である。定数Ｋは、正負極性、誘電体の種類によってことなり第４－１表のように表される。

第４－１表　　液体絶縁破壊強度のＫ定数

| 誘電体 | $K_+$ | $K_-$ |
|---|---|---|
| 油 | $2.0\times10^5$ | $2.0\times10^5$ |
| 水 | $1.2\times10^5$ | $2.4\times10^5$ |

また、真空内での絶縁破壊は、アクリルの絶縁物における沿面放電、及び電極間での絶縁破壊である。アクリル真空沿面放電では、＋４５°のとき、次式で表される実験式がある。

$$E_{BD} \cdot t_{eff}^{1/6} \cdot A^{1/10} = 7\times10^5 \qquad (4-5)$$

ここで、$E_{BD}$は平均電界(V/m)、$t_{eff}$は８９％以上の印加時間(s)、Ａはインシュ

レーター面積($m^2$)である。また、インシュレーター表面に磁場のあるときは、

$$E_{BD} < 2.1 \times 10^7 B \qquad (4-6)$$

が成り立つ。

真空電極間での絶縁破壊に関しては、様々な研究が成されている。真空電極間では、電子の爆発的放出（Explosive Emission）が0.2～0.4MV/cmで起こることが知られている。これ以下の電界に対しては、ギャップの閉鎖を決定する実験式として、次の式がある

$$\frac{\tau \sqrt{V_{max}}}{d} = K \qquad (4-7)$$

ここでKは、電圧波の波形に依存する定数で第４－２表で表される

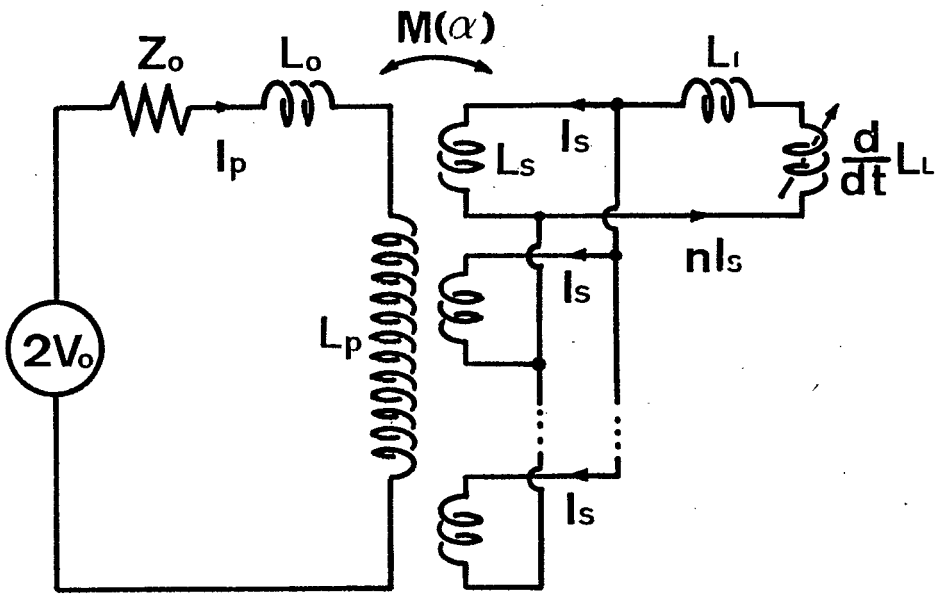
第４－２表．真空電極間の絶縁破壊

| 電圧波形 | K |
|---|---|
| ステップ（一定） | $\frac{\sqrt{2}}{c}$ |
| 三角波 | $\frac{2}{c}$ |
| （立ち上がりτ／２<br>立ち下がりτ／２） | |
| $V = V_o \exp(kt)$ | $\frac{\tau k}{c}$ |

＊ｃ＝１９０±６５

これらにより、真空中の電極の間隔を4mm、アクリルインシュレーターの沿面距離を14mmと決定した[5]。

## ４－２－３．効率計算[6][7]




第４－３図　トランスフォーマー等価回路

トランスフォーマーの動作を解析するために、効率計算を設計に先立って行うことは有用である。これにより、トランスフォーマーを用いることによる電流増倍率、負荷の最適パラメーター等が予想されると考えられる。トランスフォーマーの等価回路は第４－３図で示される。ライナーの運動方程式とこの回路の１次側と２次側より３つの解くべき方程式が得られる。

回路方程式において、負荷のインピーダンス成分は負荷インダクタンスの時間変化として扱った。これは次のように示される。負荷は、ライナーの運動とともに、半径が減少するためインダクタンスが時間的に変化する。ゆえに、負荷の両端にかかる電圧Ｖは、

$$V = \frac{d}{dt}(LdI) = Ld\frac{dI}{dt} + I\frac{dLd}{dt} \qquad (4-8)$$

で表される。またインダクタンスは、時間的に変化しない寄生のインダクタンス（Ｌp）と時間的に変化する負荷のインダクタンス（Ｌd）とに分けられ、Ｌ＝Ｌp＋Ｌd(t)と表される。よって、上の式は次のように書き換えられる。

$$V = (Lp+Ld)\frac{dI}{dt} + I\frac{dLd}{dt} \qquad (4-9)$$

この式の、右辺第一項はインダクタンスに印加される電圧を示しエネルギーを消費しないのに対し、第二項目はｄＬｄ／ｄｔをインピーダンスとし、エネルギーを消費する。つまり、ライナーにエネルギーが注入されることになる。よって、インダクタンスの時間変化をインピーダンスとして扱うことが可能である。

寄生インダクタンスＬｄは、装置のリターン電流路の半径をｒｏ、ライナーの半径ｒ(t)、ライナーの長さｌとすると次式で表される。

$$Ld = \frac{\mu o l}{2\pi} \ln (ro / r(t)) \qquad (4-10)$$

また、その時間微分は

$$\frac{dLd}{dt} = \frac{\mu o l}{2\pi r(t)} \frac{dr}{dt} \qquad (4-11)$$

で表される。

トランスフォーマーの回路方程式とライナーの運動方程式は次の通りである。

$$2V0 = (Lp+Lo) \frac{dIp}{dt} + \alpha Lp \frac{dIs}{dt} + ZoIp \qquad (4-12)$$

$$0 = (n^2 L_L + nLs) \frac{dIs}{dt} + n^2 I \frac{dL_L}{dt} + \alpha Lp \frac{dIp}{dt} \qquad (4-13)$$

$$m \frac{d^2 r}{dt^2} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial L}{\partial r} I^2 \qquad (4-14)$$

ここで

ｍ　：ライナー質量
ｒ　：ライナー半径
ｎ　：２次コイルのターン数
Ｌｏ　：出力ギャップのインダクタンス
Ｌｐ　：１次コイルのインダクタンス
Ｌｓ　：２次コイルのインダクタンス
Ｚｏ　：パルスパワー装置の特性インピーダンス
ＬＬ　：寄生インダクタンス
Ｉｐ　：１次コイルを流れる電流

Ｉｓ　：２次コイルの１つ当りを流れる電流

２Ｖｏ：パルスパワー装置の開放出力電圧

であり、αは次の式で定義した。

$$\alpha = \Sigma Mpsi / Lp \qquad (4-15)$$

ここでMpsiは１次コイルとｉ番目の２次コイルとの相互インダクタンスであり、αは１次コイルと２次コイルの結合の度合を表し、トランスフォーマー自身の効率に強く関与する。更にこのパラメーターαは、ライナーに入るエネルギー効率に大きな影響を及ぼすものと容易に考えられる。トランスフォーマーの場合、１次コイルと２次コイルの間と隣合う２次コイルどうしは絶縁破壊を避けるために数ｃｍ開けるので、αは１以下となる。特に、２次コイルのターン数が増加すると２次コイル間の面積が増えるため、カップリングの低下につながる。近似的にαは$n^{-1}$に比例する。また、αは実際のトランスフォーマーの形状（特に２次コイルの形状）が３次元的であり正確な値は実験に頼らざるを得ない。実験的に求めたαに関しては後で述べる。

式（４－１３）は、全ての項に１階の時間微分項があるので、容易に積分でき２つ回路方程式は１つの式となり、ライナーの運動方程式を連立して解くことによりライナーの運動の様子が分かる。その結果トランスフォーマーを用いることにより運動エネルギーへの変換効率がどの程度の値になるか予想できる。計算結果については、４－２－５節で述べる。

## ４－２－４．規格化方程式

トランスフォーマーとライナーの運動方程式は規格化でき、パラメーター解析に用いることができる。トランスフォーマーの規格化回路方程式と、規格化されたライナーの運動方程式は、次のように表される。

$$2v(\tau) = \left(\frac{B}{D} + \frac{1}{CD} - \ln x\right)\frac{di_s}{d\tau} + \left(B - D\ln x - \frac{1}{x}\frac{dx}{d\tau}\right) i_s \qquad (4-16)$$

$$\frac{d^2x}{dt^2} = -A\frac{i_s^2}{x} \qquad (4-17)$$

このとき、定数A、B、C、Dは、次の様に表される。

$$A = \frac{(Lo+Lp)^2 n^6 \mu o^3 l_L^3 v_o^2}{16\pi^3 Z_o^4 \alpha^2 L_p^2 m r_o^2}$$

$$B = \frac{n Ls + n^2 L_L}{\alpha Lp}$$

$$C = \frac{Lo+Lp}{\alpha Lp}$$

$$D = \frac{n^2 \mu o l_L}{2\pi \alpha Lp}$$

また、x, is, τ, v(τ)は、すべて規格化された半径、二次電流、時間、開放電圧であり、次のように定義される。

$$x = \frac{r}{ro}, \quad is = \frac{Is}{Io}, \quad \tau = \frac{2\pi ZoLp}{(Lo+Lp)\, n^2 \mu o l_L} \quad t,$$

$$v(\tau) = \frac{V(t)}{Vo(t)}$$

ここでAはライナーの初期パラメーターに依存し、Bは真空部分の寄生インダクタンスに依存する。C, Dは装置自身に強く依存し、装置の完成後は定数となる。このAとBを変数として効率計算を行った。

## 4－2－5. 効率計算

設計したトランスフォーマーのパラメーターを第4－3表に示す。

1次コイルと2次コイルのインダクタンスは、次式で求めた。

$$L = 4\pi R \left( \ln \frac{8R}{W} - \frac{1}{2} \right) \times 10^{-7} \quad (H)$$

これらの値から得られるパラメーターA, B, C, Dの値は、

A＝121．3，　B＝3．54，　C＝2．31，　D＝0．50

である。

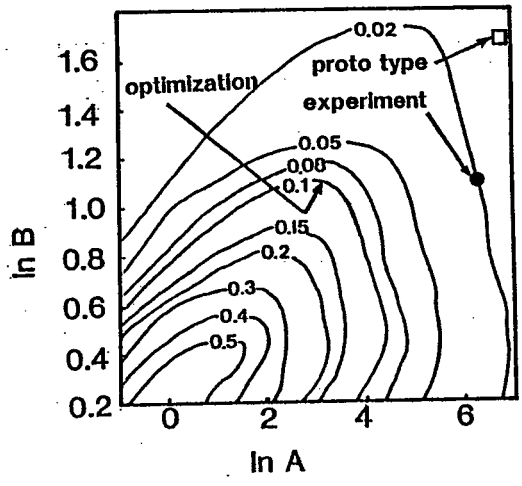
第４－３表．トランスフォーマーパラメーター

| | | |
|---|---|---|
| ・ ギャップスイッチ | $L_o$ | ＝ ３５０ｎＨ |
| ・ １次コイル | $L_P$ | ＝ ５６５ｎＨ |
| | 半径Ｒ | ＝ ４００ｍｍ |
| | 幅 Ｗ | ＝ ６３０ｍｍ |
| ・ ２次コイル | $L_S$ | ＝ ４１１ｎＨ |
| | 半径Ｒ | ＝ ３７０ｍｍ |
| | 幅 Ｗ | ＝ ６３０ｍｍ |
| ・ 寄生インダクタンス | $L_L$ | ＝ ９．５ｎＨ |
| ・ ライナー | 初期半径ｒｏ | ＝ ０．５ｃｍ |
| | 初期長 $l_L$ | ＝ １．０ｃｍ |

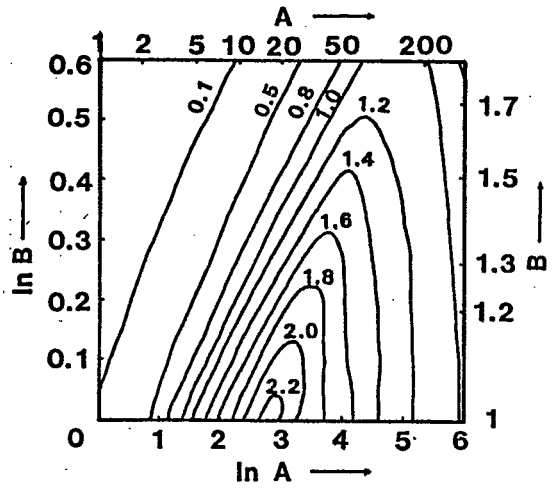
これらのパラメーターを用いて行った効率計算の結果を第４－４図に示す。効率$\eta$はライナーの最終運動エネルギーと装置の初期エネルギー（Ｅｏ）の比と定義した。

$$\eta = \frac{(1/2)mv^2}{E_o} = \frac{1}{2} mv^2 / (v_o^2/Z_o)\ t_f = \frac{1}{4AC} \frac{v_f^2}{\tau_f} \qquad (4-18)$$

ここで、$v_f$は$x=0.1r$での速度である。つまり、ライナーの半径の最終値は初期




第４－４図　効率計算




第４－５図　ＰＡＦ

半径の1/10とした。これは、実験でのピンホールカメラ像による計測から求めた。図の横軸ＡはＡの定義から分かるように、装置が与えられた後ではライナーの初期値（ｒｏ、ｍ、ｌ）に依存する。また縦軸Ｂは、寄生インダクタンスＬｌに依存する。トランスフォーマー製作の後では変数はＡだけであるので、Ｂを与えることによって最大効率を得るためのライナーのパラメーターを得ることができる。

図を見ても分かるように、設計されたトランスフォーマーでは、ＬＬ＝9.5nHであるからｌｎ　Ｂ＝１．１であるので、ｌｎ　Ａ＝３．２のとき最大効率１０％をとることが予想される。

また、パワー増幅率（Power Amplification Factor:PAF）を次式のように定義した。

$$PAF = \frac{m v_f v_f}{V_0^2/(4Z_0)} = \frac{1}{2AC} v_f \dot{v}_f \qquad (4-19)$$

これは、最終半径の時のパワー増幅率を与える。一般に$\eta$とＰＡＦは同じライナー初期値で最大とはならない。つまり、同じＡの値であっても両パラメーターとも最大にはなり得ない。第４－５図にＰＡＦの変化のグラフを示す。

## ４－３．トランスフォーマー動特性実験（Ⅰ）[2),8)]

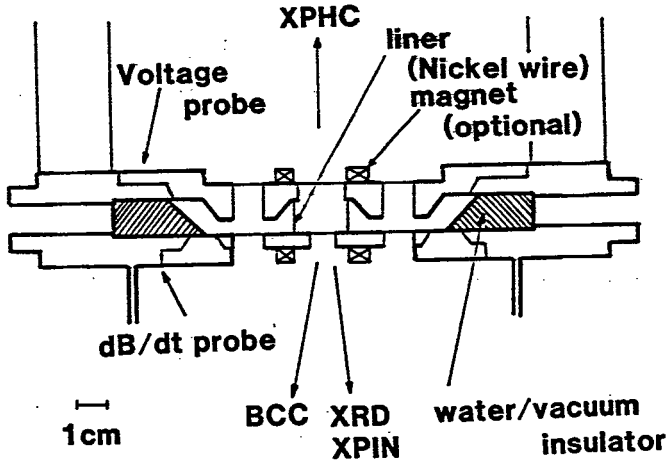
トランスフォーマーの実験は、ダミー負荷実験と実負荷実験に分けて行った。主なパラメーターを第４－４表に掲げる。励電Ⅳ号は、トランスフォーマーの実験を通じて250nsモードで運転を行った。250nsモードとは、装置のPFLのギャップ

スイッチを短絡させることにより、PFLを伝送ラインとして用い、ISCによって決まるパルス幅で運転するモードである。これは、１次コイルに対するパルスのトランジット・タイムと電圧パルスのパルス幅の関係を考慮したためである。これによって、電流パルスが負荷において不均一になることが最小限に抑制されると考えられる。また、このパルス幅はライナーの爆縮中に引き起こされる不安定性の成長から逃れることが出来ると考えられる（第５章参照）。

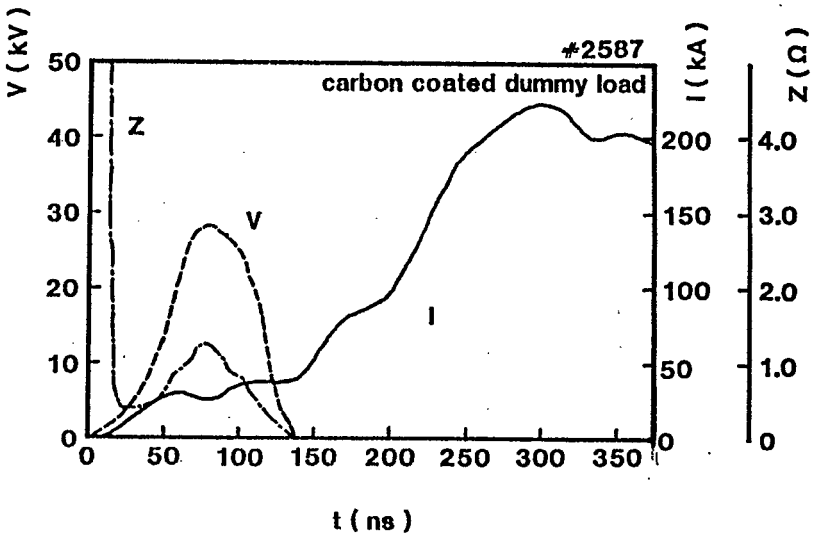
第４－４表．実験パラメーター

| | ダミー負荷 | 実負荷 |
|---|---|---|
| 充電電圧(kV) | １５ | ３０ |
| 負荷 | ダミー | ワイヤー |
| 材質 | カーボン | アルミニウム・ニッケル |
| 半径／長さ(cm) | １．０／１．０ | １．０／１．０ |

トランスフォーマーの動特性を求めるために、はじめにダミー負荷による実験を行った。ダミー負荷は、アクリル製のロッドにカーボンをコーティングしたものを用いた。実験配置を第４－６図に示す。２次コイルを出た電流はアクリルの絶縁物を通して真空側に導かれ、負荷に供給される。実験では、トランスフォー




第４－６図　ダミー負荷実験配置図




第４－７図　ダミー負荷実験電圧電流波形

マーの電気的特性を調べるために電圧・電流計測を行った。電圧は、電極上部（高電圧側）に電圧プローブによって行い、電流は、アクリルのインシュレータ内部に取り付けられたＢドットプローブによって計測された。

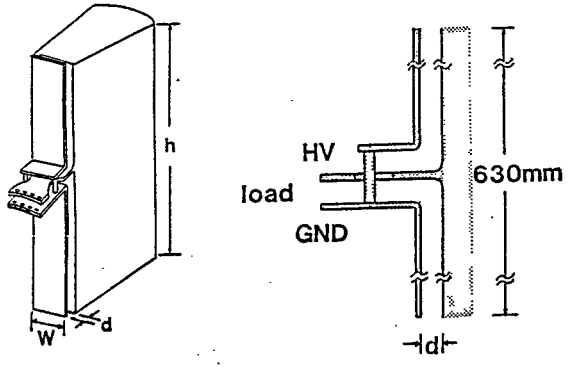
得られた電圧・電流特性を第４－７図に示す。電圧電流の最大値はそれぞれ30kV、200kAである。カーボンダミー負荷は電圧パルスの印加初期においてインピーダンスが高く、フラッシュオーバーの後減少する。そのあとで、電流が流れ始める。得られた電流値は計算で予測された値の２分の１であり、一致していない。これは、次のように考えられる。

設計では、500kA程度の電流が流れることが予想された。設計の段階では、寄生インダクタンスを真空中に存在するインダクタンスだけを考えたため、電流値が実験と計算では異なった。寄生インダクタンスとしては、２次コイルの出力部分のインダクタンスも含めて考える必要がある。２次コイルの出力部分は、パルス幅に比べ短いため集中定数回路的に扱うためためには、寄生インダクタンスとして取り扱う必要がある。ダミー負荷実験の場合、２次コイルの出力インダクタンスはその形状から計算して、42nHであった。インダクタンスにかかる電圧とそれに流れる電流の関係式より、$V=L\,di/dt$であるから、実験で得られた電圧V～30kV、$\tau$～250nsより、i～$V\tau/L$を用いて，i～180kAが得られる。この値は、実験結果とよく一致する。

以上の結果より、２次コイルの出力インダクタンスが、出力電流を決定すると考えられる。

## ４－４．トランスフォーマー動特性実験（Ⅱ）

上で得られた結果をもとに、２次コイルの出力インダクタンスを低減し、実負荷での実験を行った。マルクスの充電電圧は、ダミー負荷実験の２倍であり、２次コイルの出力インダクタンスは9.5nHと改良した。２次コイルの出力インダクタンスは、２次コイルの出力部にある平行平板ラインである。この部分の間隙を5mmとし、幅を85mmとした。単位長さ当りのインダクタンスは、この部分を平行平板ラインと見なし次式より求めた。




第４－８図　２次コイル出力部

$$L = \mu o \frac{d}{W} \quad (H/m) \qquad (4-20)$$

ここで、ｄはギャップ間隙であり、Ｗはライン幅である。このパラメーターで予想される出力電流値は1.0MAである。２次コイルの出力部分を第４－８図に示す。

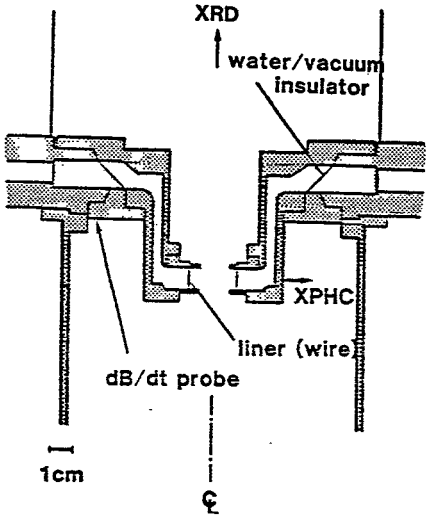
第４－５表　２次コイルのパラメーター

| | プロトタイプ | 改良型 |
|---|---|---|
| 幅　W(mm) | ５７ | ８５ |
| ギャップ間隙　d(mm) | ２４ | ５ |
| 高　さ　h(mm) | ６３０ | ６３０ |
| インダクタンスL(nH) | ４１．７ | ９．５ |

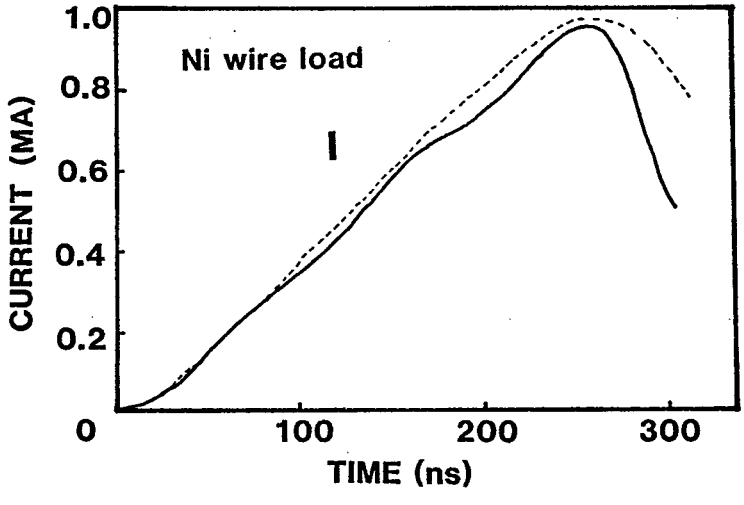
またパラメーターを第４－５表に掲げる。

実験配置を、第４－９図に示す。中心部分のライナーとしては、アルミニウム、ニッケルのワイヤー等を用いた。真空部分で、電極が下方に入り組んでいるのは、プラズマからの輻射がアクリルのインシュレーターに照射されると、その表面が励起され放電し易くなる。そのため、プラズマからの輻射が直接当たらないようにした。

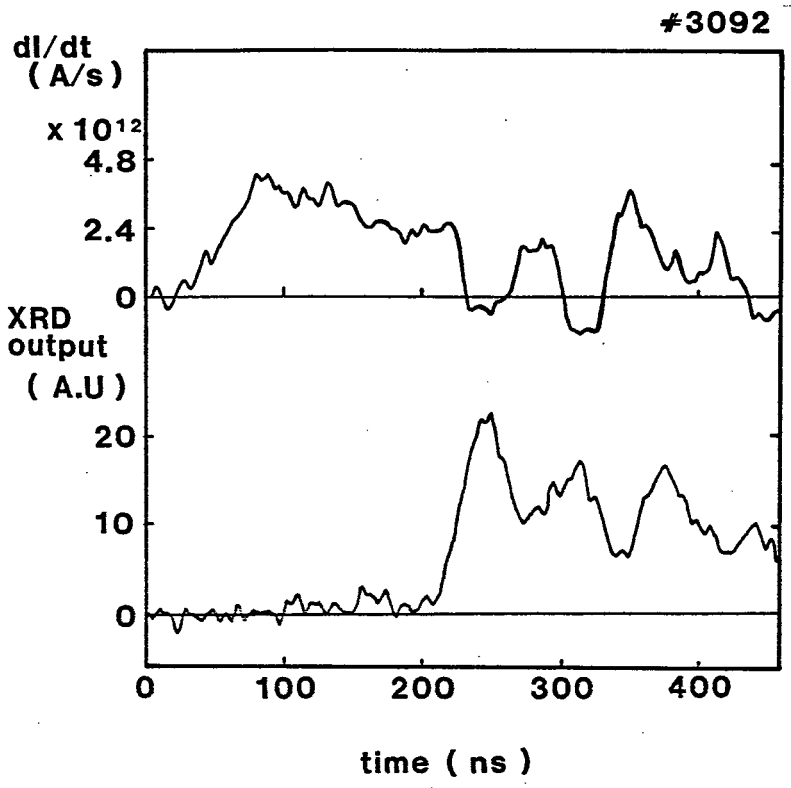
実験で計測された物理量及び用いた計測器について述べる。ダイオード電流は、ダミー負荷実験同様、Ｂドットプローブで計測した。実験で得られた電流波形を




第４－９図　ライナー実験配置




第４－１０図　電流波形



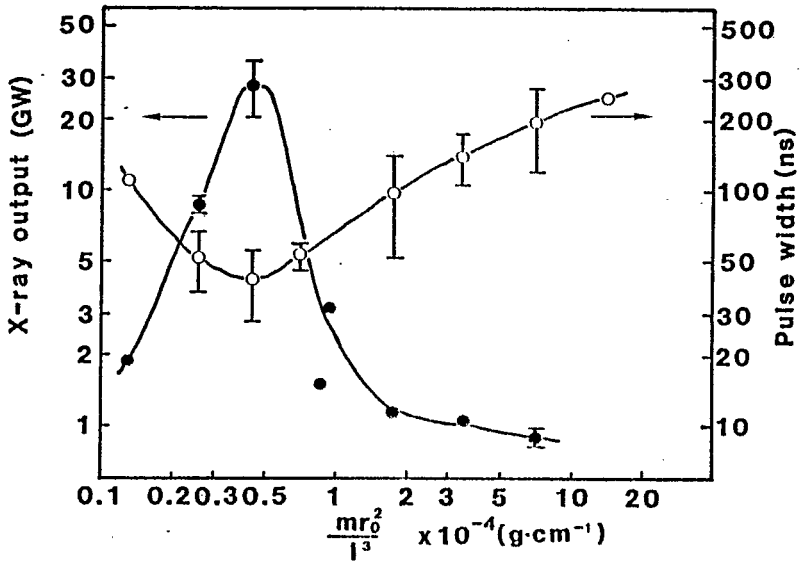

第４－１１図　ｄＢ／ｄｔとＸＲＤ波形

第４－１０図に示す。実線は実験値であり、破線は計算値であり、ダミー負荷実験の結果を考慮してある。図を見ても分かるように250nsで1MAの電流が流れている。この結果は、ダミー負荷実験から予想されたものとよい一致を見、トランスフォーマーにおける出力電流を決定する要因の一つが２次コイルの出力インダクタンスであることが明かとなった。

第４－１１図に電流の時間微分波形(dB/dt)とＸＲＤの波形を示す。ＸＲＤに用いたフィルターはパリレン($C_8H_8$)を用いた。このフィルターの感度領域は100-270eVであり、これはアルミニウムのＬ殻、ニッケルではＭ殻からの輻射に対応する。dB/dt波形の減少するときとＸＲＤのピークが一致している。（第五章参照）

トランスフォーマーの効率を評価するために、軟ｘ線の発生量を指標とした。第４－１２図に横軸に$mr_0^2/l^3$、縦軸にｘ線の出力、パルス幅をとったグラフを示す。ｘ線に関する詳しい議論は、第５章で述べ、ここでは、装置から負荷に入ったエネルギーのみを考える。

$mr_0^2/l^3$は、トランスフォーマーを記述する方程式群式（４－１７）のＡパラメーターに関係し、ワイヤーの慣性を特徴付ける量である。図を見ても分かる




第４－１２図　ｍｒ$_0^2$／ｌ$^3$　ｖｓ　Ｘ線出力

ように、ｍｒ$_0^2$／ｌ$^3$＝5.0×10$^{-5}$でｘ線の出力は、最大となり、またパルス幅も最小となる。（これに対応する質量は3.0×10$^{-4}$(g)であり、初期半径、長さはそれぞれ0.5(cm)，1.0(cm)である。）このことより、ターン数１０のトランスフォーマーでは、Ａがこの値をとるときカップリングが最大であるといえる。

このグラフで装置とライナーが整合していないとき、Ｘ線量が少ない。これは、ライナーにエネルギーが入らないため、アルミニウムのＬ殻まで電離するに至らなかったためと考えられる。

計算では、プラズマに入ったエネルギーは3kJとなる。０－Ｄモデルの計算では、2.0×10$^{-4}$のとき、カップリングは最大となると予想されたが、実験ではそれより小さいとき最大となった。この不一致は、トランスフォーマーのαの値の過大評価及びワイヤーのプラズマ化が完全ではないことが上げられる。（第五章参照）ワイヤーのプラズマ化を完全に行うためには、外部からＵＶ光でワイヤーを照射することなどが考えられる。また、ワイヤー以外の負荷を用いることが考えられる。

## ４－５．２次コイルのターン数の最適化

トランスフォーマーの２次コイルのターン数の決定は設計当初、

1）今までのライナー実験の典型的なインピーダンスが０．０１Ω程度であったこと、

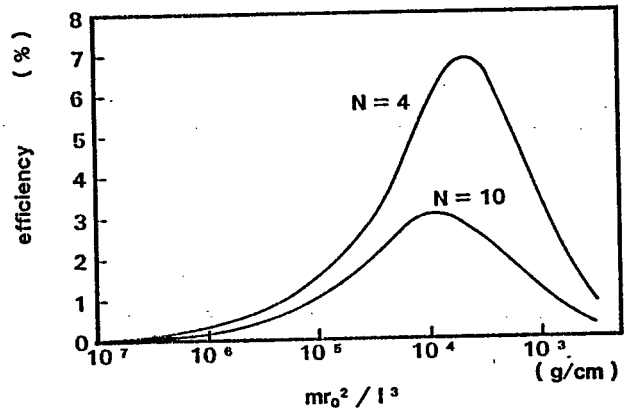
2）寄生インダクタンスを低下させるために出力電圧は低くすること、

3）トランスフォーマーのパラメーターαに関するデータが無かったこと、

により２次コイルのターン数を１０にした。

トランスフォーマーの２次コイルのターン数の上昇により、ライナーに流れる電流値は上昇し、２次コイルを無限に大きくすることで無限の電流をライナーに流すことはできない。２次コイルのターン数の上昇により、１次コイルの内部にできる磁場と鎖交する２次コイルの面積が減り（２次コイル同志の絶縁破壊を避けるための間隔があるため）、ターン数に比例した電流の増加は望めない。

また、２次コイルの電圧の低下によりライナーにエネルギーの注入が困難となり、効率の低下につながる。２次コイルのターン数の最適化は、トランスフォーマーの設計には必要なことである。しかし、その最適化には式（４－１５）で表されるαに強く依存し、１次コイルと２次コイルとのカップリングパラメーターαは、その形状が複雑であるため、ある程度の値はもとまるが、その正確な値は計算では求められない。そこで、２次コイルが１０ターンのトランスフォーマーの実験結果を元に、ターン数の最適化の計算を行った。最適化には、ライナーに入るエネルギー効率を指標として用いた。




第４－１３図　ｎ＝４のときのトランスフォーマーの評価

１０ターンの場合、αの値は実験で計測された電流値とのフィッティングにより０．５と求められた。この値を元にその他のターン数でのαの値を評価した。αはその定義より、２次コイルの形状に依存する形となる。αは２次コイルの増加と共に単調に減少する。第４－１３図にターン数を変えたときの効率の変化を示す。横軸は、ライナーの質量である。ライナーの初期半径及び長さはそれぞれ0.5cm、1.0cmとした。効率計算は式（４－１６）、（４－１７）を解いたものであり、ライナーの初期半径の1/10となったところで計算を終了している。この選択は実験で得られたＸ線像の爆縮径から考えても適当であると考えられる。この計算によると、最大効率はｎ＝３で、７％である。このときのαは０．５５とした。効率はｎ＝４の時を最大としてターン数の増加と共に減少する。

## ４－６．まとめ

この章で得られた結果をまとめると次のようになる。

（１）パルスパワー用のトランスフォーマーを設計・製作した。

（２）出力電流は500kAから1MAへと２倍に上昇した。

（３）効率計算の結果から、トランスフォーマーを用いることにより従来の３％から１０％へとライナーへのエネルギー効率が上昇することが示された。

（４）プロトタイプのトランスフォーマーの実験から、出力電流の上昇には２次コイルの出力インダクタンスの低減が必要であることが示された。

（５）トランスフォーマーの２次コイルの数には最適値が存在し、ｎ＝４の時エネルギー効率が最大となることが明かとなった。

## 参考文献

(1) M. Gersten, W. Clark, J. E. Rauch, G. M. Wilkinson, J. Katenstein, R. D. Richardson, J. Davis, D. Duston, J. P. Apuruzese and R. Clark Phys. Rev. A 33, 477 (1986).

(2) N. Yugami, Y. Mizuguchi, K. Shimoura, K. Imasaki, S. Miyamoto, S. Nakai and C. Yamanaka

Rev. Sci. Instrum. 59 910 (1988).

(3) S. L. Bogollyubskii, A. S. Chernenko, S. A. Dan'ko, S. D. Fanchenko, E. M. Gordeev, Yu. G. Kalinin, Yu. V. Koba, V. D. Korolev, V. P. Kuksov, V. I. Liksonov, A. A. Lukin, L. I. Rudakov, A. Yu. Shashkov, Yu. I. Shestakov, E. A. Smirnova, M. V. Tulupov, L. I. Urutskoev and A. G. Volkovich
6th International Conference on High-Power Particle Beams
June 9-12, 1986, Kobe, Japan pp.451.

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

(5) J.Katzenstein
J. Appl. Phys. 52, 676 (1981).

(6) R. P Gupta, M. M. Kekez, J. H. Lau and G. D. Lougheed
Appl. Phys. Lett. 42, 163 (1983).

(7) J. P. VanDevender,
Proceeding of the 3rd IEEE International Pulsed Power Conference.
Albuquerque, New Mexico, 1981 pp.248.

(8) N.Yugami, T.Suzuki, T.Ozaki, K.Imasaki, S.Miyamoto, S.Sawada, T.Akiba, K.Emura, Y.Mizuguchi, S.Nakai and C.Yamanaka
6th International Conference on High-Power Particle Beams
June 9-12, 1986, Kobe, Japan. pp.443.

# 第５章　大電流パルスの応用

## ５－１．はじめに

大電流パルスを用いた応用には、様々なものがあるが、大電流発生時に誘起される磁場を用いた応用が多い。応用の一つであるＺピンチでは、磁場によって大きな磁気圧を発生させ、それによって、プラズマなどの運動エネルギーに変換する。プラズマは、Ｚ軸上に集まり、運動エネルギーは最終的には、熱エネルギーとなり、Ｘ線などの輻射エネルギーとなる。運動エネルギーから、輻射エネルギーへの変換効率が高いことが、この方法の特徴でもある。

このとき発生する輻射エネルギーの応用として、Ｘ線リソグラフィーなどの、微細加工に応用することが出来る。

Ｚピンチプラズマの応用の一つに軟Ｘ線レーザーの発振がある。現在、短波長のコヒーレント光のニーズは産業界からも要望されている。軟Ｘ線レーザーの発振には、電子衝突励起、衝突再結合、輻射共鳴励起等、様々な方法が提案されている。現在、核融合用の高出力ガラスレザーや炭酸ガスレーザーを用いて軟Ｘ線レーザーの発振が報告され、短波長化も進んでいる。しかし、これらのレーザーは装置も大型であり装置のコストも低いとは言いがたい。

これに対し、Ｚピンチでは、高温高密度のプラズマが線状に形成される軟Ｘ線レーザー発振に用いることが可能である。核融合用の高出力レザーをもちいることとは異なり、提案されているＺピンチプラズマを用いた軟Ｘ線レーザーは、装置も小型化することが出来、安価に出来る可能性がある。

軟Ｘ線レーザーの発振には、さまざまな条件を満たす必要がある。第一に、発振方向に均一な高温高密度のプラズマを生成することである。核融合用レーザーを用いたＸ線レーザー実験では、高出力のレーザーパルスをラインフォーカスさせ、線状の均一な高温高密度プラズマを生成している。この媒質中でレーザー遷移が行われれば、プラズマの軸方向にレーザー光が発振する。Ｘ線用のミラーがないため、Ｘ線レーザーでは、一般のレーザーとは異なり、共振器を組むことは出来ない。そのため、ＡＳＥ発振となる。実用を考えた場合、ゲインは１０程度

が必要とされている。

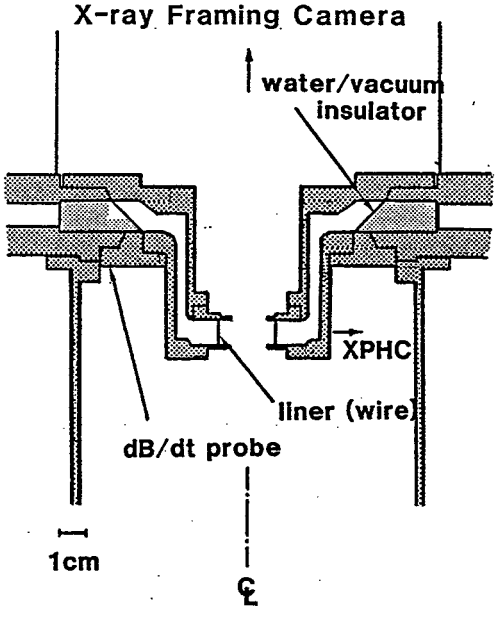
この章では、軟Ｘ線レーザー発振のための予備実験とも言えるライナー爆縮による軟Ｘ線発生及びパイプフォームターゲットによる実験について述べる。アルミニウムのワイヤーを負荷にしたとき、Ｘ線出力強度は25GWに達し、800JのＸ線エネルギーが得られた。また、軸上にパイプ状のフォームターゲットを置くことによって均一なプラズマが、ターゲット周辺に得られ、ターゲット内面からもＸ線の発光が観測された。このことは、Ｘ線レーザー発振に必要なプラズマの生成に有効であることが示された。

５－４でこの章をまとめる。

## ５－２．大強度Ｘ線発生実験[1)-6)]

高温高密度プラズマからは大量のＸ線が放出される。パルスパワー駆動のライナー爆縮では運動エネルギーから輻射のエネルギーへの変換効率が高いと言う利点がある。

実験では、第四章で述べたトランスフォーマーからの出力電流1MAをアルミニウム等のワイヤーに流すことによって、高温高密度プラズマを生成した。



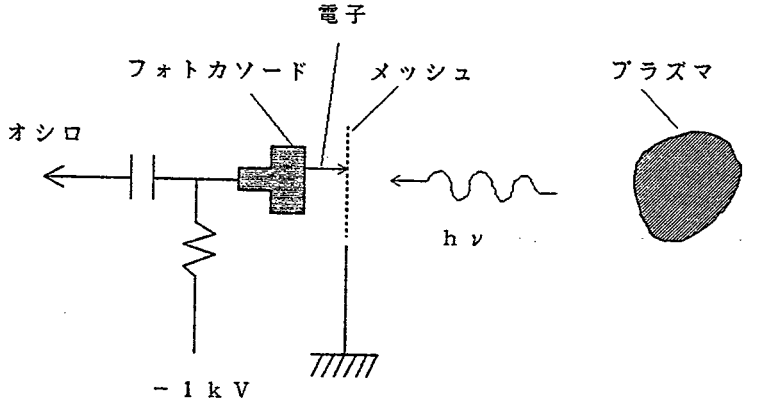

第５－１図　ライナー実験配置

実験装置及び実験で計測された物理量及び用いた計測器について述べる。実験配置は第５－１図に示す通りである。ダイオード電流は、ダミー負荷実験同様、アクリルインシュレィーター内にあるＢドットプローブで計測した。

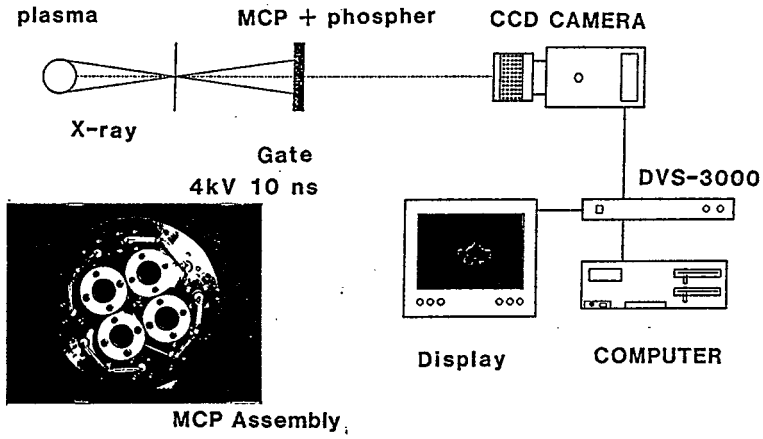
Ｘ線計測としては、時間分解された計測としてＸ線ダイオード(x-ray diode,XRD)、Ｘ線ピンダイオード(x-ray p-i-n diode)、Ｘ線フレーミングカメラ(x-ray framing camera)を用い、時間積分の情報としては、Ｘ線ピンホールカメラ(x-ray pinhole camera,XPHC)、透過型Ｘ線分光器(Transmission grating Spectrometer,TGSM)を用いた。

ＸＲＤは、プラズマ上部に置かれた。フォトカソードにアルミニウムを蒸着したものを用い、-1kVのバイアス電圧を印加した。ＸＲＤは、アルミニウムの仕事関数より大きいエネルギーのフォトン（Ｘ線）がアルミニウムにあたるときに放出する電子によってＸ線の強度をエネルギー分解すると共に時間分解することも可能である。放出された電子は、フォトカソード前面に置かれたニッケルメッシュによって捕らえられる。フォトカソードとニッケルメッシュとの間隔は、出力信号の線形性を保つため、印加電圧とチャイルド・ラングミュアの空間電子電流密度を越えないように配慮した。ＸＲＤは数種類のフィルターを用いることによって、Ｘ線のエネルギー分解を持たせることが出来る。これは、フィルターの材質である元素が持つ固有の吸収端（Ｋエッジ等）を用いてることによって実現される。

ＸＰＨＣは、ｚ軸方向とｒ方向の２方向からピンチプラズマの時間積分像を得、最小ピンチ径を計測した。




第５－２図　Ｘ線ダイオード（ＸＲＤ）




第５－３図　Ｘ線フレーミングイメージ計測システム

Ｘ線フレーミングカメラはピンチの様子の時間分解像を計測するために用いた。Ｚピンチ実験におけるＸ線像の時間分解計測によって、プラズマの運動、不安定性、温度の空間分解・時間分解された情報を得ることができるため、Ｘ線・フレーミング・カメラ（ＸＦＣ）は、非常に有力な計測器であるといえる。ＸＦＣは、レーザーによる爆縮実験の様に現象が1ns程度で終わるものに対しては、オーストンスイッチを用いたものが開発されている。これに対して、パルスパワー駆動のＺピンチ爆縮の実験では、パルス幅が長く(>50ns)、現象もその程度の時間スケールであるため、あまり難しいものではなく、最近のビデオ技術や高電圧・短パルスのパルス発生技術の進歩により民生品だけで組上がったＸＦＣを作ることが可能となった。今回、用いたシステムは、ＭＣＰ（Micro Channel Plate）にゲート電圧(～1kV)を短時間(～10ns)印加し、光電子を増倍させた後、電子を加速し（加速電圧～3kV）、蛍光面（フォスファー：Phospher）に電子を当て、可視光（530～560nm）に変換し、その像をＣＣＤカメラ（Charge Couple Device Camera）で捕らえ、ＳＶＨＳビデオテープに録画した後、画像解析装置（DVS-3000:HAMAMATU）でビデオの１コマをフロッピィーディスクに落し、解析した。

ＭＣＰ（Micro Channel Plate）は、数多くのガラスキャピラリー（ガラス細管：通常チャンネルと呼ばれる）が集まった構造をした二次電子像倍装置である（チャンネル径　12$\mu$m・厚さ0.6mm）。ＭＣＰに当った光は、その表面で光電子を１個発生させ、その電子は、ＭＣＰ後面に伝搬する間にチャンネルの壁面に当たり二次電子をたたき出し、ＭＣＰ後面からは数多くの電子が増倍されて出てくる。

ＭＣＰは光だけでなく、荷電粒子等にも感度を有する。１インチのＭＣＰには、このチャンネルが約１５０万本含まれており、チャンネルの開口面積の全面積に対する比率(OAR)は通常60%程度に作られている。また、受光効率を高めるために、ＭＣＰの軸は、数度傾けられている。以下では、実験の関係上、ＭＣＰに入射する粒子は光子（軟Ｘ線）に限る。

ＭＣＰの感度（ｆMCP）は次のように定義される

ｆMCP＝光電子の個数／入射光子の個数　　（５－１）

つまり、１個のフォトンがＭＣＰ表面に入射したとき何個の光電子が発生するかを示している。ｆMCPは、入射フォトンのエネルギーに強く依存すため、ｆMCPは、ｆMCP(hν)となる。フォトンのエネルギーの小さい可視光の領域ではＭＣＰは感度を有さず、真空紫外の領域から感度を有する。（10eV以下では感度を有さない：光子の最低エネルギーはＭＣＰを構成している材質の仕事関数で決まる。ＭＣＰの材質はPb043%, $SiO_2$43%、$B_2O_3$3%,Bao1%、他10%である）紫外域で感度を得る

第５－１表．ＭＣＰの検出感度

| | エネルギー | 感度　（%） |
|---|---|---|
| Electron | 0.2～2keV | 50～85 |
| | 2～50keV | 10～60 |
| Ion | 0.5～ 2keV | 5～58 |
| (H+,He+,Ar+) | 2～50keV | 60～85 |
| | 50～200keV | 4～60 |
| UV | 300～1100A | 2～10 |
| | 1100～1500A | 1～ 5 |
| Soft x-ray | 2～50A | 5～15 |
| X-ray | 0.12～0.2A | ～ 1 |
| Particle*) | 1～10GeV | ～95 |
| Neutron | 2.5～14MeV | 0.1～0.64 |

*）高エネルギー粒子（ρ、π）

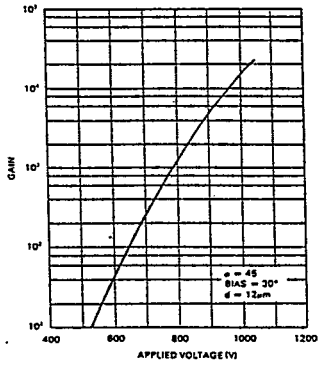
ためにはＣｓＩ等の仕事関数の小さな物質をコートしたＭＣＰを用いる。ここで、感度を考えるときはＭＣＰの内部を伝搬する間の２次電子は考えられていない。伝搬する間に発生する２次電子は、次に述べる利得（ゲイン）で与えられる。一般に、感度はＸＵＶからＸ線の領域では、10%程度である。感度が100%にならない理由として、ＭＣＰの開口率が60%であること等があげられる。感度に関するデータは様々な論文に紹介されているが、その値には若干のばらつきが見られる。また、その他のエネルギーのフォトン及び粒子に対する感度を第５－１表に示す。

ＭＣＰ全面に当たったフォトンは、光電効果によりｆMCPで与えられる２次電子を１個放出する。ＭＣＰには電圧が印加されているため電子はチャンネル間を放物運動しながら、チャンネル壁面に当たり２次電子を増倍させる。最初に発生した１個の２次電子によって、ＭＣＰ後面からは、Ｇ個の電子となって、出てくる。このＧを利得（ゲイン）と呼ぶ。Ｇは印加電圧に依存し（Ｇ＝Ｇ(Ｖ)）、$10^2$～$10^4$程度である。これ以上のゲインを必要とする場合、印加電圧を高くしても飽和領域に達してしまうので、ＭＣＰを複数枚用いる方がよい。ＭＣＰ印加電圧とゲインとの関係を第５－４図に示す。ＭＣＰ１枚で、リニアリティーのある領域はゲインが$10^4$程度までである。

ＭＣＰで増倍された電子は更に加速され蛍光面に当たり可視光に変換される。蛍光体によって発光波長λは異なり、第５－２表に示される。ここでτは、発光減衰時間である。実験に用いた蛍光体は、P-20である。電子から可視光への変換効率$\eta$は、

$$\eta = 0.01 \text{ Photons/eV} \qquad (5-2)$$

であたえらる。1eVのエネルギーを持った電子１個で、0.01個のフォトンが発生す




第５－４図　ＭＣＰ印加電圧と利得

第５－２表．蛍光面発光特性

| | P-11 | P-20 | P-47 |
|---|---|---|---|
| λ(nm) | 450 | 530～560 | 410 |
| τ(μs) | 460 | 50～2000 | 0.08 |

る。

以上より、ＭＣＰにｈνのエネルギーを持ったフォトンがＮin個入射したとき、蛍光面から発光する可視光のフォトン数Ｎoutは、

$$Nout = Nin \cdot fMCP(h\nu) \cdot G(V) \cdot E \cdot \eta \qquad (5-3)$$

で与えられる。ここで、ＥはＭＣＰと蛍光面の間に印加された電子の加速電圧である。

ＣＣＤカメラは固体撮像管を用いた小型カメラで、電子の目を数多く持ったカメラと思えばよい。用いたカメラはＳＯＮＹのＸＣ－７７である。このカメラは有効絵素数（768(H)x493(V)）で、撮像面積は8.8mmx6.6mmであり、1/30秒間に絵素（pixcel）に蓄積された電荷を映像信号として送り出す。ＣＣＤ素子の１絵素の大きさは11.0x13.0μmであり、隣合うＣＣＤ素子の間隔は、0.46(H)x0.34(V)μmであり(93%)、その全面が感度を有している訳ではなく、34%の面積が感度を有する（有効感度開口率）。また、このカメラの出力電圧は1Vピークであり、5μV/electronの関係がある(2.0x$10^5$ electron/V)。また、波長555ｎｍのフォトンに対して、ＣＣＤの量子効率(Q.E)は、0.6である。つまり、１個のフォトンで、0.6electronの電荷を蓄積する。結局、１ＶのＣＣＤカメラ出力を、555nmの光で得るには、1.1x$10^6$個のフォトンが必要である(2.0x105/0.93/0.34/0.6)。DVS-3000では、ＣＣＤカメラの出力１Ｖを28(=256)階調に割って与えられる。ＣＣＤカメラに1.1x$10^6$個以上のフォトンが入った場合、出力信号のリニアリティーが悪化し、45度で上がっていた直線は、9度で上がる直線となる。また最大蓄積電荷量は、1Vの出力を発生させる電荷量の約３倍を限度としている。1V以上の信号がDVS-3000に入った場合、輝度の値は255で切られる。また、このＣＣＤカメラには、赤外

線カットのフィルターがＣＣＤ素子前面に装着されている。このフィルターは、C3077タイプと呼ばれ、555nm付近では93%の透過率を有する。

ＭＣＰ及び蛍光体に印加される電圧は、Lasermetrix社製の高電圧パルサーで、その出力は+1～5kVであり、立ち上がりは、数nsである。パルサーのトリガーはトランスミッションラインの電圧プローブから取った。

ＭＣＰに印加される電圧はそのままＭＣＰのゲインに関係する印加電圧ではないことに注意をする必要がある。ＭＣＰに電圧を印加するとき、電子の加速の方向さえ考えに入れてあれば、ＭＣＰの裏表のどちらを、グランドに落としてもよい。

第５－３表．ＭＣＰ・蛍光体の静電容量

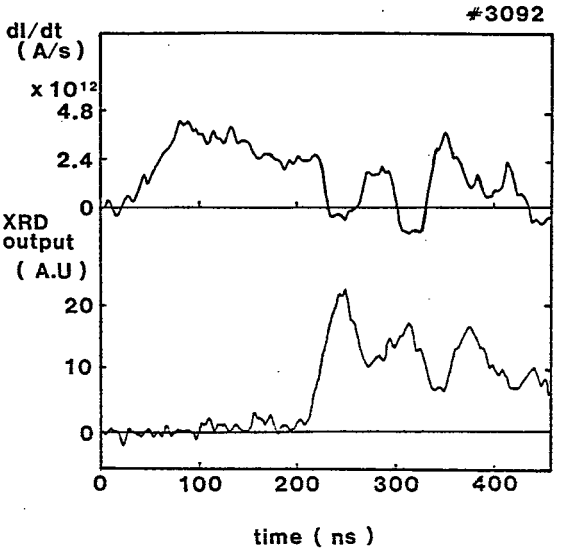
| | Ｃ（ｐＦ） |
|---|---|
| MCP_IN / MCP_OUT | ２４ |
| MCP_OUT / PHOSPHER | １１０ |

用いた高電圧パルサーは＋ＨＶのパルスしか出力しないため、フォスファーを＋ＨＶ、ＭＣＰ＿ＩＮをＧＮＤにして実験は行われた。フォスファーに+Voを印加した時ＭＣＰの両端には，0.18Voの電圧が印加されることになる。ＭＣＰのゲインを充分に得るためには、Voは４ｋＶ以上が必要となってくる。

Ｚ軸方向からプラズマを観察した。ピンホール径は100μmである。プラズマからピンホールまでは、190mmで、ピンホールからＭＣＰ面までは、190mmであり、倍率は1倍である。ＭＣＰは４チャンネルあり、～10ns程度のディレーを持たせてゲート電圧は印加される。

Ｘ線のスペクトルは透過型の分光器（Transmission grating Spectrometer,TGSM）で計測した。ＴＧＳＭは、１０００本／ｍｍのグレーティングであり、計測可能エネルギー範囲(30eV～1.4keV)、スペクトル分解能及び空間分解能はそれぞれ10 、100μmである。

実験を通してライナーに流した電流は1MAである（第４章参照）。第５－５図に電流の時間微分波形(dB/dt)とＸＲＤの波形を示す。このときのＸＲＤに用いたフ



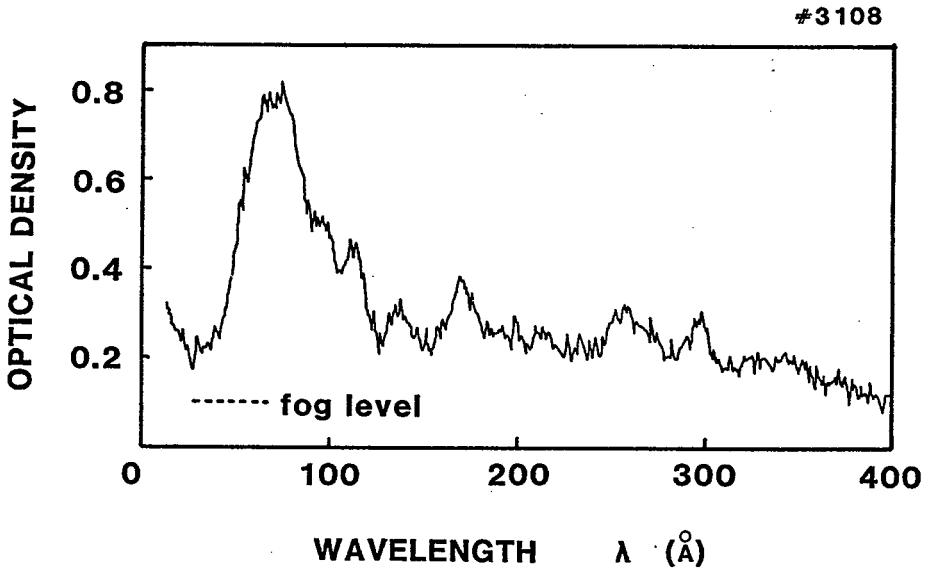

第５－５図　電流の時間微分波形(dB/dt)とＸＲＤ波形

ィルターはパリレン（$C_8H_8$）を用いた。このフィルターの感度領域は100-270eVであり、これはアルミニウムのＬ殻、ニッケルではＭ殻からの輻射に対応する。感度曲線は270eV以上では、急激に減少する。これは、炭素のＫ吸収端に一致するためである。dB/dt波形の減少するときとＸＲＤのピークが一致している。

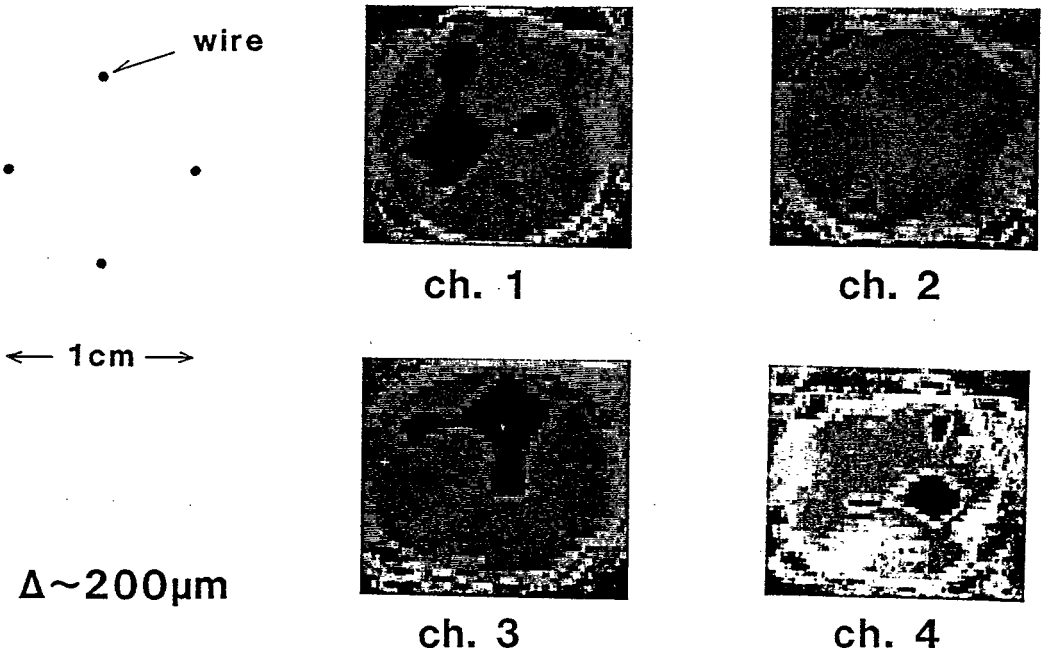
これは、次のように説明される。Ｚピンチプラズマはダイオード電流によって中心軸に向かってまず加速される。中心軸に近づくにしたがってインダクタンスが急激に増加し、dL/dtで決まるインピーダンスが増加する。これによって、電流の増加率は減少する。それと同時に、プラズマは中心軸上で衝突・熱化しＸ線を放出する。第一のピークの後もＸ線の発生がみられるのは、プラズマの跳ね返りによって再度プラズマが中心軸上に集められて、Ｘ線を発生すると考えられる。

第５－６図にＴＧＳＭから得られたアルミニウムプラズマのＸ線スペクトルを示す。100eV以上の輻射（Ａｌ のＬ殻からの輻射に対応）が観測された。これより、プラズマの温度は40eV程度であると考えられる。また、Ｌ殻からの輻射は約800Jとなった。この値は、Ｘ線のパルス幅～30nsと考えると、強度は30GWとなり、ＸＲＤによる計測とも一致する（第４章参照）。

フレーミングカメラの実験結果を第５－７図に示す。ライナーはニッケルワイヤー４本であり、その太さは25$\mu$mである。図を見ても分かるようにプラズマが中心付近に集まっている様子が分かる。




第５－６図　アルミニウムプラズマのＸ線スペクトル




第５－７図　フレーミング像

ここでは、得られた画像データより、プラズマの温度をその輻射より求めるための解析方法を述べる。解析モデルは、非常に困難を伴う。その原因として、

１）プラズマは黒体輻射をしているか。

２）ＭＣＰの感度はＸ線のエネルギーに依存する。

等がある。一般に高温高密度プラズマからの輻射は黒体とはなっておらず、そのスペクトルが明かでない場合は温度は決定できない。ここでの解析では、プラズマは黒体であると仮定した。また、ＭＣＰの感度は計測している波長領域では一定であると仮定して解析した。

電子温度Ｔ(eV)、発光面積Ｓ(m²)のプラズマからの輻射エネルギーは、プランクの輻射則より、単位立体角当り(sr)、単位時間当り(s)、単位エネルギー当り(eV)のエネルギーとして、次式で与えられる。

$$Ip(\nu)=\frac{2e^4}{c2h3}\cdot\frac{\nu^3}{exp(\nu/T)-1}\cdot d\nu \qquad (5-4)$$

で与えられる。ここで、νとＴはｅＶ単位である。この式をｈνで割れば、[ν, ν＋ｄν]のエネルギー幅のフォトンの個数が分かる。この区間のフォトン数Nphotondνは

$$Nphotond\nu=\frac{Ip(\nu)}{h\nu}\,d\nu\cdot S\cdot\tau\cdot\Omega \qquad (5-5)$$

で与えられる。ここで、Ｓはプラズマの面積(m²)、τはＭＣＰに電圧の印加されている時間(s)、Ωはプラズマから見たピンホールの立体角(sr)である。

ＭＣＰの感度は、上で述べたように入射フォトンのエネルギーに依存するので、蛍光面から放出される可視光の総フォトン数Ｎoutは

$$Nout=\int\frac{fMCP(V)\cdot Ip(\nu)}{h\nu}\cdot d\nu\cdot G(V)\cdot E\cdot\eta\cdot S\cdot\tau\cdot\Omega \qquad (5-6)$$

で与えられる。

蛍光面から発せられる可視光は、像の面積Ｓimg(m²)からＮout個の光子を放出し、その分布はｃｏｓθ分布していると考えられる。ＣＣＤカメラのレンズに入った光は減衰することなくＣＣＤの素子に入ると仮定する。ＣＣＤに入ったフォトンは上で述べたように電荷に変換され、1Vpeakのビデオ信号となってモニターに送られる。

今回の実験で用いたパラメーターを、次に示す。

ＭＣＰ・蛍光面関係

| | |
|---|---|
| MCP感度 | ：ｆMCP = 0.05 |
| ゲイン | ：Ｇ　　= 2.2x10² (720 V) |

蛍光面加速電圧　　：E　　= 3.3 kV

蛍光面効率　　：$\eta$　　= 0.01 photons/eV

ゲート時間　　：$\tau$　　= 10 ns

カメラ系

立体角　　：ΩPH　= $2.17\times10^{-7}$ sr

立体角　　：ΩCCD = $2.50\times10^{-4}$ sr

赤外フィルター透過率　：k　　= 0.93 (555nm)

ここで、ΩPHはプラズマから見たピンホールの立体角、ΩCCDは蛍光面から見たＣＣＤカメラのレンズの立体角である。

簡単のために、ｆMCPはＭＣＰの感度のある15eV以上のエネルギー領域で0.05と一定とした。これらよりピンホールを通過する総フォトン数をＮinとし、ＣＣＤカメラに入るフォトン数をＮCCDとすると、

$$NCCD = 8.5\times10^{-2}\cdot Nin \qquad (5-7)$$

となる。

テレビ画面上の１画素(pixcel)は、被写体の150x150$\mu$mの大きさに対応する。カメラ系の倍率は、ｘ１であるのでテレビ上の１画素が、プラズマの大きさに等しい。つまり、テレビの１画素を解析するには、（５－５）、（５－６）式に於けるプラズマの面積Ｓを$2.25\times10^{-8}$(m$^2$)とすればよい。

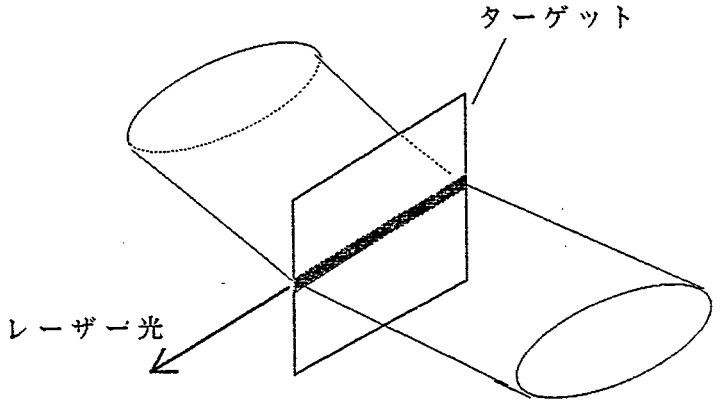
プラズマの温度と画素の輝度の関係より、ピンホールにフィルターを施してない場合、このシステムではプラズマの温度は14eV以下しか計測できない。これ以上の温度のプラズマを計測する場合は、ピンホールにフィルターをいれるか、ＣＣＤカメラにＮＤフィルターを入れて光量を落とす必要がある。光量を落としても、４チャンネル全てが観測されるのならばＮＤフィルターの方が蛍光面からの光子のエネルギーとそれに対する減衰率がはっきりしているので、計測には向いていると思われる。金属等で作ったフィルターはＸ線の波長依存を持つので、少々使いにくい。

実験では、爆縮したプラズマの中心部分ではモニター上の輝度が256を越えているため、これ以上の温度には、なっているとしか言えないが、XPHCの計測で、国体輻射を仮定した場合、T=20eV前後であるのであまり開きはないと思われる。また、上で様々な仮定をしたが、ほぼ妥当であると言える。

## ５－３．Ｘ線レーザー用ターゲット実験

### ５－３－１．はじめに

軟Ｘ線レーザー発振には、軸方向に均一な高温高密度のプラズマが必要である。核融合用のレーザーでは、レンズ系の若干の変更によって、線上の集光が可能である。それに対して、Ｚピンチでは線上にプラズマが集まるが、それは均一とはいいがたい。



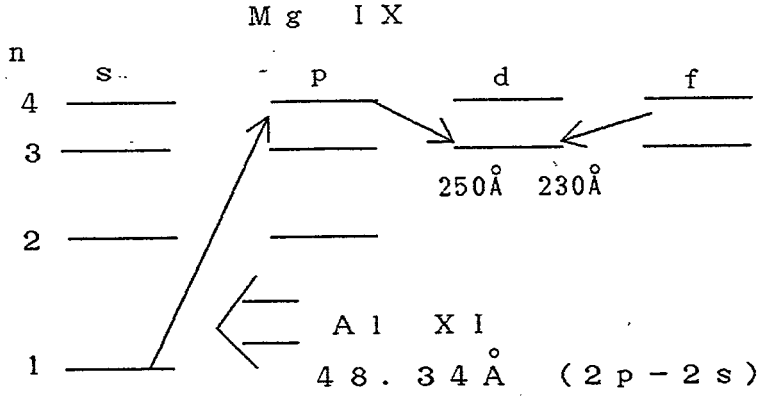

第５－８図　軟Ｘ線レーザー

Ｚピンチでは、例えばアルミニウム／フッ素の組合せの輻射励起による軟Ｘ線レーザーの提案がある。この方法によると、フッ素を励起するために、Ｔ＝１２５ｅＶのアルミニウムからのＸ線が必要となる。この時、フッ素様アルミニウム$2s^2-2s4p$遷移の９９．２　でフッ素を励起する。発振レーザー波長は、５５４，５１３Åが予想されている。

輻射励起のＸ線レーザーでは、特定のラインＸ線を用いるため、励起用プラズマの温度、密度の制御が重要である。またレーザー発振を行う媒質のプラズマの温度、密度も重要なパラメーターとなる。

第５－４表．ＸＵＶレーザー遷移[6),7)]

| Laser species | $2s^2$-2s4p (Å) | Pump Ion | 4p-3d Laser | 4f-3d Laser |
|---|---|---|---|---|
| C Ⅲ | ３１０．１ | Mn Ⅵ | ２１７７ | ２１６３ |
| N Ⅳ | １９７．２ | P Ⅸ | １２８４ | １０７９ |
| F Ⅵ | ９９．２ | Al Ⅴ | ５５４ | ５１３ |
| Ne Ⅶ | ７５．８ | Al Ⅷ | ４０４ | ３６０ |
| Na Ⅷ | ５９．８ | Al Ⅸ | ３０８ | ２８５ |
| Mg Ⅸ | ４８．３ | Al XI | ２５０ | ２３０ |




第５－９図　輻射共鳴励起型軟Ｘ線レーザー発振原理

Ｚピンチでは、簡単に線状のプラズマを生成することが出来る。しかし、Ｚピンチでは、各種の不安定性によって均一なプラズマを生成することは容易なことではない。特に、爆縮時に局所的に発生する高温高密度な部分は、Ｘ線レーザーにとって問題となって来ることであろう。

ここでは、Ｚピンチプラズマを用いた軟Ｘ線レーザー発振のための基礎実験と言える、パイプフォームターゲット実験について述べる。ターゲットには、ポンピングプラズマとレーザープラズマの相互作用を行う目的だけでなく、上で述べ

第５－５表　Ｚピンチで起こる不安定性

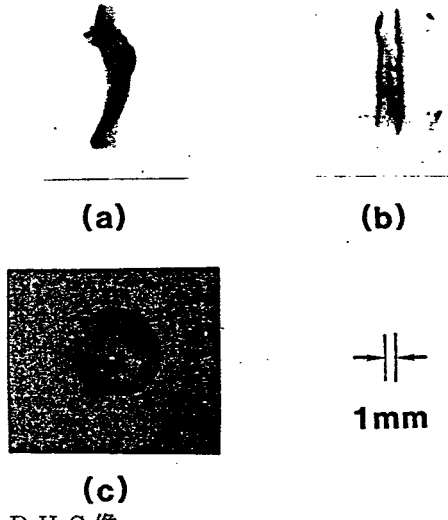
| | |
|---|---|
| ＭＨＤ不安定性 | ｍ＝０　（ソーセージ）<br>ｍ＝１　（キンク） |
| 流体力学的不安定性 | レイリーティラー |

たＺピンチプラズマに特有のＭＨＤ不安定性を抑制することも目的とする。

## ５－３－２．ターゲット実験[8)]

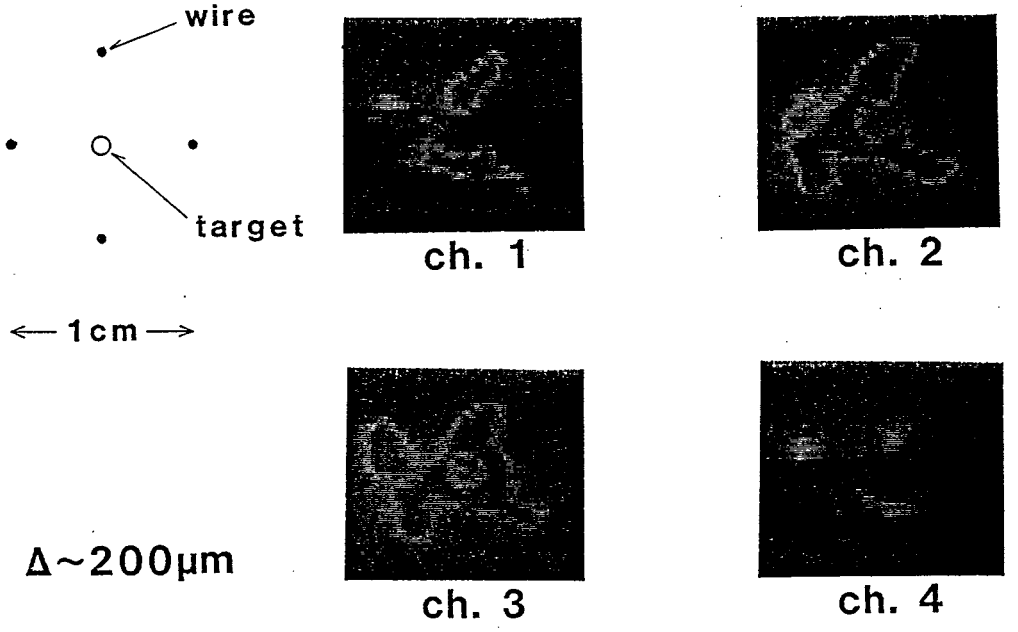
用いたターゲットは、ポリスチレン・フォームであり、その密度は50mg/cm$^3$である。ターゲットの大きさは、外径1.6mm、内径0.8mm、長さ10mmである。フォームターゲット上で、プラズマはスタグネイトしターゲットを暖める。ターゲットに当たったときのプラズマ温度の不均一は、ターゲット内面に伝搬する間に、緩和させることが出来ると考えられる。そのため、ターゲットの密度、質量、大きさに関するパラメーターは、最適化される必要がある。今回の実験では、フォームターゲットの質量は、ライナーの数倍となるようにした。

第５－１０図にＸＰＨＣの像を示す。第５－１０図（ａ）は、ターゲットのな




第５－１０図　ＸＰＨＣ像

（ａ）ターゲットなし、（ｂ）（ｃ）ターゲットあり

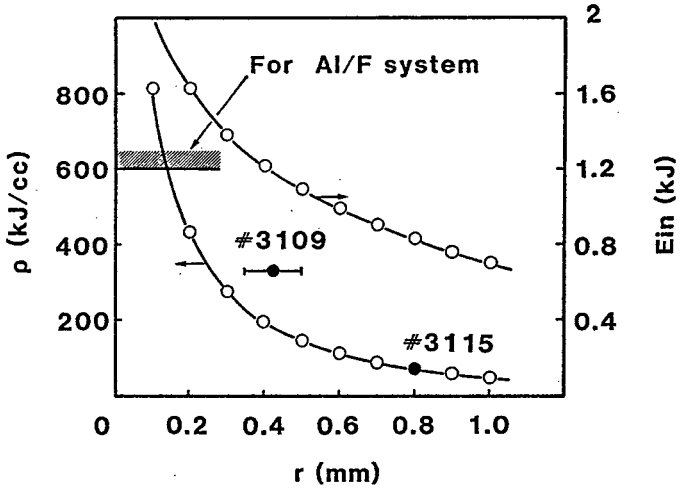



第５－１１図　フレーミンギ像（ターゲットあり）

いときの像である。ＭＨＤ不安定性が見られる。それに対し、（ｂ）ではターゲット上に均一なプラズマが存在していることが分かる。また、（ｃ）を見ても分かるように、ターゲット内面からの輻射も観測された。黒体輻射を仮定すると、ターゲットの内面は20eV程度である。これらの結果は、ターゲットの表面のプラズマがフォームターゲットを通して内面を暖めたことを示している。ターゲット表面から内側への熱輸送の機構に付いては、衝撃波、電子熱伝導が考えられる。ターゲットの存在により、ターゲット表面での不均一がこれらの伝搬により緩和され、ターゲット内面では、均一性が向上していると考えられる。このことより、軟Ｘ線レーザー発振のために要求される均一なプラズマの生成には、ｚ軸上にフォームターゲットを置くことが有効であると考えられる。

第５－１１図にフレーミングカメラでの像を示す。CH3のときプラズマは、ターゲットの周辺にスタグネイトしている様子が分かる。

フォームターゲット実験で得られた結果からＡｌ／ＦのＸ線レーザ発振のための考察を行う。第５－１２図は、横軸にターゲット半径、縦軸にプラズマに入ったエネルギーを取ったグラフである。Ａｌ／Ｆのスキームでは600J/ccのエネルギー密度が必要である。#3115、#3109はそれぞれターゲットの初期半径を0.8mm、0.4mmの時の結果である。この図からターゲットの初期半径は0.2mm以下のものが必要になって来ると考えられる。




第５－１２図　ターゲット半径に対する要請

## ５－４．まとめ

この章で得られた結果をまとめると次のようになる。

（１）ライナー爆縮による軟Ｘ線発生実験を行った。アルミニウムのワイヤーを負荷のときＸＲＤによる計測からＸ線出力強度は25GWに達した。また分光結果から、アルミニウムのＬ殻から800JのＸ線エネルギーが得られた。

（２）プラズマの運動を解析するためにＸ線フレーミングカメラを製作した。

（３）軸上にパイプ状のフォームターゲットを置くことによって均一なプラズマが、ターゲット周辺に得られ、ターゲット内面からもＸ線の発光が観測された。

（４）フォームターゲットはＸ線レーザー発振に必要なプラズマの生成に有効であることが示された。

（５）Ｚピンチ駆動のＸ線レーザー発振のための知見が得られた。

## 参考文献

(1) J. Shiloh, A. Fisher and N. Rostoker.
Phys. Rev. Lett. 39 (1978) 515.

(2) R. B. Spielman, D. L. Hanson, M. A. Palmer, M. K. Matzen,

T. W. Hussey and J. M. Peek.
J. Appl. Phys. 57 (1985) 830.

(3) R. B. Spielman, M. K. Matzen, M. A. Palmer, F. B. Rand, T. W. Hussey D.H.MacDaniel.
Appl. Phys. Lett. 47 (1985) 229.

(4) F. C. Young, S. J. Stephanakis, V. E. Scherrer, B. L. Welch, G. Mehlman, P. G. Burkhalter and J. P. Apruzese.
Appl. Phys. Lett 50 (1987) 1053.

(5) R. Dukart, S. L. Wong, D. Dietrich, R. Forter and R. Stewart.
Proc. 5th Int. Cof. High-Power Particle Beams, San Fransisco California, 1983 pp.250.

(6) S. Maxon, P. Hagelstein, K. Reed and J. Scofield.
J. Appl. Phys. 57 (1985) 971.

(7) J. P. Apruzese and J. Davis.
Phys. Rev. A 31 (1985) 2976.

(8) N. Yugami, S. Umehara, A. Zakou and S. Miyamoto.
Jap. J. Appl. Phys 27 (1988) L2385.

第六章　結論

第二章

（１）誘導性エネルギーシステムを用いたパルス圧縮実験を３種類の負荷で実験を行った。
（２）開放スイッチとしてプラズマオープニングスイッチを用い、パルスパワー装置に取り付けたときの動特性を確認した。
（３）パルスパワー装置におけるパルス圧縮モデルによって負荷の電圧、電流を評価することが可能となった。
（４）１Ωモードにおけるダミー負荷実験では、プリパルスの完全に除去された、立ち上がりの鋭いパルスが得られた。
（５）負極性モードの方が正極性に比べ、誘導性エネルギー蓄積システムの動作は、優っている。これは、スイッチプラズマのシースの形成する極性に依存することが明かとなった。
（６）９Ωモードの実験では、電圧パルスは６．４ＭＶに昇圧され、パルス幅も２５ｎｓに圧縮された。
（７）スイッチのオープニング後半では、ダイオードからのリターン電流によってできる磁場によるプラズマの押し上げが、オープニングに強く寄与することが明かとなった。モデル計算においてプラズマの動きをスノープローモデルで扱うことにより、スイッチの動作を再現することが可能となった。
（８）スノープローモデルで行ったスイッチインピーダンスの計算は、実験とよい一致を見た。

第三章

（１）パルス圧縮を行って発生した高電圧パルスを逆収束型ダイオードに印加することによって高輝度のイオンビーム（160TW/cm$^2$rad$^2$）を発生することが可能となった。この値は当時の世界記録である。
（２）実験により、輝度$\beta$とダイオード電圧Ｖとの比例則（$\beta \propto V^{1.8-2.0}$）を得

た。この比例則は予想されたものより弱い依存性を示した。これは、ダイオード電圧が短パルスとなったため、十分なアノードプラズマの生成が行われなかったためと考えられる。

この結果、ダイオード電圧の短パルス化には、ターンオン時間の短いイオン源が必要であることが明かとなった。

（３）ビームの発散角の原因として、アノードへの磁場の浸み込みがあることが明かとなった。これは、アノード材を高伝導率にすることによって、緩和されることが明かとなった。

（４）収束型ダイオードによって、0.1TW/cm$^2$の収束強度を得た。

（５）収束度を低下させる原因として、①アノードへの磁場の浸み込み、②仮想陰極の形成の不備が考えられることが明かとなった。

（６）３層構造のターゲット実験では、イオンビームによるキャノンボール効果が明かとなり、従来の比例則で予想される値の３～５倍の値の噴出圧力が計測された。この結果は、イオンビームによる慣性核融合を考えた場合、点火に対する条件を緩和するものであることが明かとなった。

第四章

（１）パルスパワー用のトランスフォーマーを設計・製作した。出力電流は500kAから1MAへと２倍に上昇した。

（２）効率計算の結果から、トランスフォーマーを用いることにより従来の３％から８％へとライナーへのエネルギー効率が上昇することが示された

（３）プロトタイプのトランスフォーマーの実験から、出力電流の上昇には２次コイルの出力インダクタンスの低減が必要であることが示された。

（４）トランスフォーマーの２次コイルの数には最適値が存在し、４ターンであることが明かとなった。

第五章

（１）ライナー爆縮による軟Ｘ線発生実験を行った。アルミニウムのワイヤーを負荷のときＸＲＤによる計測からＸ線出力強度は25GWに達した。また分光結果から、アルミニウムのＬ殻から800JのＸ線エネルギーが得られた。

（２）プラズマの運動を解析するためにＸ線フレーミングカメラを製作した。

（３）軸上にパイプ状のフォームターゲットを置くことによって均一なプラズマが、ターゲット周辺に得られ、ターゲット内面からもＸ線の発光が観測された。

（４）フォームターゲットはＸ線レーザー発振に必要なプラズマの生成に有効であることが示された。

（５）Ｚピンチ駆動のＸ線レーザー発振のための知見が得られた。

謝辞

本研究の遂行に際し、終始懇篤なる御指導、御鞭達を賜りました山中千代衛名誉教授、中井貞雄教授に深厚なる謝意を表します。

あわせて大学院在学中御指導、御教示を戴きました佐野忠雄名誉教授、渡辺健二教授、横山昌弘教授、石村勉教授、三宅正宣教授、権田俊一教授、山中龍彦教授、井沢靖和教授、三間圀興教授、西原功修教授に謝意を表します。

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教授（現：レーザー総研）、宮本修治助手に謝意を表します。

また終始御指導、討論、激励を戴いた加藤義章教授、望月孝晏教授（現：HOYA）佐々木孝友助教授、山中正宣助教授、中塚正大助教授、北川米喜助教授、矢部孝助教授（現：群馬大）、吉田國雄講師、井門俊治講師（現：埼玉大）、高部英明講師、乗松孝好講師、畦地宏講師、実野孝久講師、田中和夫講師並びに大東延久教授（関西大学）に深く感謝します。

研究生活において、熱心な討論、激励を戴いた宮永憲明助手、西村博明助手、仁木秀明助手、大道博行助手、藤原閲夫助手、阪部周二助手、白神宏之助手、中井光男助手に深く感謝します。

最後に本研究に際し様々な形でご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、既に卒業された檜垣哲氏（現：石川島播磨重工）、尾崎哲氏（現：核融合研）、トランスフォーマーの設計に関して協力して頂いた水口康成氏（現：沖電気）に感謝します。最後に、著者を常に啓発し続けて下さった辻龍介氏（現：茨城大）、坂和洋一氏、片山秀史氏、遠藤琢磨氏、秋葉龍郎氏、梅原論氏、安田吉男氏、垂野正明氏、吉岡秀樹氏、雑喉章氏、椿本孝治氏に感謝します。

## 付録　A　パルスパワー装置「励電ＩＶ号」

研究を通じ用いたパルスパワー装置「励電ＩＶ号」についてここでは概説する。この装置は、マルクス発生器(Marx. Generator)、中間蓄積コンデンサー(ISC. Intermideate Storage Condenser)、パルス整形ライン(PFL. Pulse Forming Line)、伝送ライン(TL. Transmission Line)から成る。また、装置の出力インピーダンスを９Ωにするときの付加装置として、インピーダンス変換ライン(ITL, Impedance Transforming Line)がある。

マルクス発生器は、油中式であり、各段に２個のコンデンサーを置き直列に接続し、その両端子から両波充電を行う方式で同一のコンデンサーに対して、発生器の段数が1/2になっている。充電電圧は最大50ｋＶで、最大蓄積エネルギーは150kJである。

マルクス発生器から出た電圧波はパルス幅が長い（～μｓ）。出力段でのパルス幅を短くするために、PFLとの間に中間蓄積コンデンサー(ISC)がある。ISCは同軸の水コンデンサーであり、その出力は、$SF_6$のガスギャップによってPFLに接続され、電圧波の出力は（～100ns）に圧縮される。

パルス整形ライン(PFL)は、電圧パルスの立ち上がりを急峻なものとするために出力のギャップスイッチは、低インダクタンスの水中ギャップとなっている。出力のパルス幅は、50nsである。

PFLを出たパルスは伝送ライン(TL)を通して、ダイオードに導かれる。TLは、同軸円錐型水ラインで、往復伝搬時間100nsである。

出力インピーダンスを１Ωから９Ωに変換するためにインピーダンス変換ラインが用いられる。

第Ａ－１表に励電ＩＶ号の緒元を示す。

第Ａ－１表

マルクス発生器

| | |
|---|---|
| 型式 | 油中式 |
| コンデンサー | ±50kV, 2.4μＦＸ２ |
| 段数 | ２５段 |
| 最大エネルギー | １５０ kJ |
| 直列容量 | ４８ ｎＦ |
| 残留インダクタンス | １１．５ μＨ |

中間蓄積コンデンサー（ＩＳＣ）

| | |
|---|---|
| 型式 | 同軸型水コンデンサー |
| 容量 | ３５ｎＨ |
| 特性インピーダンス | ２Ω |
| 往復伝搬時間 | １３０ｎｓ |
| 出力ギャップスイッチ | $SF_6$ガスギャップ |
| スイッチインダクタンス | ３５０ｎＨ |

パルス整形ライン（ＰＦＬ）

| | |
|---|---|
| 型式 | 同軸型水ライン |
| 容量 | ３１ｎＦ |
| 特性インピーダンス | １Ω |
| 往復伝搬時間 | ６０ｎｓ |
| 出力ギャップスイッチ | 自爆型１２チャンネル水ギャップ |
| スイッチインダクタンス | １０ｎＨ |

伝搬ライン（ＴＬ）

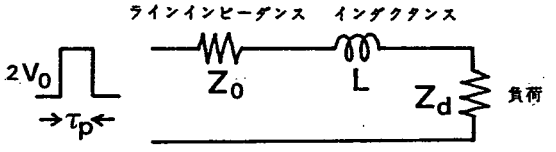
| | |
|---|---|
| 型式 | 同軸円錐型水ライン |
| 特性インピーダンス | １Ω |
| 往復伝搬時間 | １００ｎｓ |
| 入出力端径比 | １：０．４７ |

インピーダンス変換ライン（ＩＴＬ）

| | |
|---|---|
| 型式 | 同軸型水ライン |
| 入力特性インピーダンス | １Ω |
| 出力特性インピーダンス | ９Ω |
| 片道伝搬時間 | ６６ｎｓ |
| 電圧増倍率 | ２．６ |
| 変換効率 | ７０％ |

## 付録Ｂ．パルスパワーによるエネルギー注入

パルスパワー装置を用いたとき、負荷に効率よくエネルギーを注入する必要がある。そのために、一般には分布定数回路であるパルスパワー装置と負荷を集中定数で表される等価回路で解析することがしばしば行われる。パルスパワー装置




第Ｂ－１図　パルスパワー装置の等価回路

に用いられる負荷は、イオンダイオードにせよ電子ビームダイオードにせよ一般に時間に依存する値をとる。解析では負荷の時間変化を追うことは一般には容易
に用いられる負荷は、イオンダイオードにせよ電子ビームダイオードにせよ一般に時間に依存する値をとる。解析では負荷の時間変化を追うことは一般には容易
ではないので、負荷は一定の抵抗値を有するものとして解析を行う。図Ｉにパルスパワー装置の等価回路を示す。２Ｖ0は開放電圧，Ｚoはパルスラインの特性インピーダンス，Ｌは真空隔壁等に存在する寄生インダクタンス，Ｚdは負荷インピーダンスである。また電圧パルスは矩形波でパルス幅はτである。このとき、この回路の回路方程式は流れる電流をＩとして

$$2V0=(Zo+Zd)\,I+L\frac{dI}{dt} \qquad (B-1)$$

で表され、負荷に注入されるエネルギーＥは次式のように表される。

$$E=\int ZdI^2dt \qquad (B-2)$$

この式は簡単に積分され、効率ηは

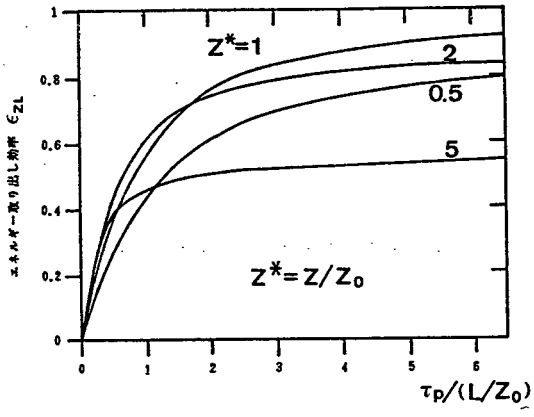
$$\eta=E/(V0^2/Z)\,\tau_p$$

$$=\frac{4Z^*}{(1+Z^*)^2}\times$$

$$\left(1-\frac{1}{(1+Z^*)\,\tau^*}\cdot(1-\exp(-(1+Z^*)\,\tau^*))\right) \qquad (B-3)$$

で表される。ここでＺ*、τ*は、次のように定義した。

$$Z^*=Zd/Zo,\quad \tau^*=\tau p/(L/Zo) \qquad (B-4)$$




第Ｂ－２図　エネルギー効率

この結果を示したものが第Ｂ－２図である。この図を見ても分かるように、高い効率を得るためには、負荷のインピーダンスをラインの特性インピーダンスに一致させ、寄生インダクタンスを低減する必要があることがわかる。つまり、

$$Zd = Z, \quad L/Z \rightarrow 0 \qquad (B-5)$$

を満足させることである。

## 付録Ｃ．イオンビームダイオード

パルスパワー装置において、負荷をダイオードと呼ぶ。発生するビームにより、電子ビームダイオード、イオンビームダイオードと呼ぶ。電子ビームダイオードは、構造が簡単であるが、イオンビームダイオードは電子より質量が大きく発生しにくいイオンを効率よく発生させるため種々の改良が施されている。一般に、電子ビームの発生を抑制するために、ＡＫ間隙に磁場が印加される。その磁場が、自己磁場であるか、外磁場であるかによって大きく分けられる。自己磁場型は、電流量の比較的大きい低インピーダンスの装置に用いられ、高インピーダンスの装置では、外磁場型が用いられる。外磁場型は、磁場用の駆動電源が必要であり、ダイオード周辺は、複雑になるという欠点を持つ。また、外磁場型では、磁場の方向によって、Ｂｒ型、Ｂθ型の２つに大別される。

## 付録　Ｄ　イオンビームダイオード効率

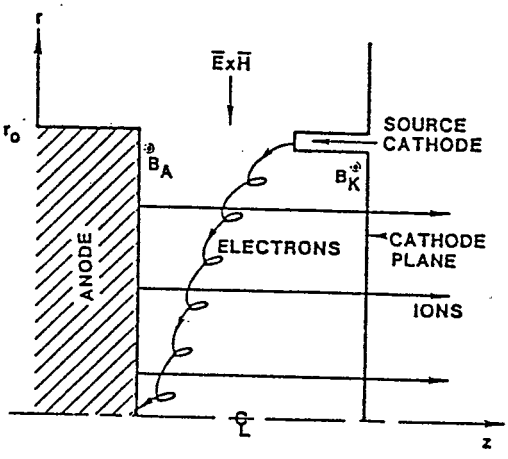
外磁場のないＰＥＤダイオードでのイオン効率$\eta$は

$$\eta = \frac{Ii}{Ie} = \frac{B_K}{B_A} \qquad (D-1)$$

で与えられる。ここでBK、BAは、それぞれカソード・アノードでの磁場であり、ＩＴは全電流である。また径方向の磁場がある場合には

$$\eta = \frac{B_K}{B_A} = \left( \frac{B_K^2 - B_{KR}^2}{B_A^2 - B_{AR}^2} \right)^{0.5} = \frac{B_K}{B_A} \left( \frac{1 - (B_{KR}^2/B_K)^2}{1 - (B_{AR}^2/B_A)^2} \right)^{0.5} \qquad (D-2)$$

となる。




第Ｄ－１図　　圧力バランスを用いた効率計算モデル図

次に、自己磁場を考えに入れた圧力バランスの関係から求めたダイオード効率について述べる。

粒子による圧力は

$$P = \gamma m n v^2$$

で、ここにm，ｎ，ｖは粒子の質量、密度、速度である。また磁気圧$P_m$は

$$P_m = \frac{B^2}{2\mu_0} \qquad (D-3)$$

で表される。電子による粒子圧は

$$P_e < J_e \left( \frac{V^2}{c^2} + \frac{2mV}{e} \right)^{0.5} \qquad (D-4)$$

で表され、ここにＶはダイオード電圧、$J_e$は電子電流密度、ｃは光速である。イオンも同様に

$$P_i = J \left( \frac{2MV}{Ze} \right)^{0.5} \qquad (D-5)$$

Ｍはイオンの質量、Ｚは電離数である。以上よりアノードとカソードの圧力バランスの式は

$$P_e + \frac{B_A^2}{2\mu_0} = \frac{B_B^2}{2\mu_0} + P_i \qquad (D-6)$$

となる。いま$P_e \sim 0$とすると

$$\frac{B_A^2}{2\mu_0} = \frac{B_B^2}{2\mu_0} + J\left(\frac{2MV}{Ze}\right)^{0.5} \qquad (D-7)$$

これを、$\eta$を用いて書き換えて、

$$\eta^2\left(1+\frac{2}{\eta}\left(\frac{\mu_0 I_T}{B_A^2 A}\left(\frac{2MV}{Ze}\right)^{0.5}\right)\right)=1 \qquad (D-8)$$

となる。ここでAはアノードの面積である。$J_i$がAについて一様であると仮定した。ここで

$$B_A = \frac{\mu_0 I_T}{2\pi r_0} \qquad (D-9)$$

であり

$$f = \frac{4\pi}{\mu_0 I_T}\left(\frac{2MV}{Ze}\right)^{0.5} \qquad (D-10)$$

とおくと、

$$\eta^2\left(1+\frac{2f}{\eta}\right)=1 \qquad (D-11)$$

と書ける。ここでfはダイオード形状によらず、プロトンに対して

$$f = 1445\ \frac{V}{I_T} \qquad (D-12)$$

と書け、よって効率$\eta$は

$$\eta \to 1/2f \quad (f>>1)$$
$$\eta \to 1-f \quad (f<<1) \qquad (D-13)$$

いま、$J_i$はAに対して一様であるとしたが、ここで

$$k = J_i(EDGE)/J_i(AVERAGE)$$

と置くと

となる。V＝1MV、$I_T$＝1MAに対し、f＝1．4で効率＝31％となる。

次に外磁場があるときを考える。外磁場を$B_C$とすると

$$\eta^2 B_A^2 - B_K^2 = B_C + \left(\frac{B_0 I_i}{2\pi r_0}\right)^2$$
$$= B_C + \eta^2\left(\frac{B_0 I_T}{2\pi r_0}\right)^2 \qquad (D-14)$$

よって

$$\eta^2\left(1+\frac{2GkF\eta}{\eta^2+P^2}\right)=1 \qquad (D-15)$$

ここで、Gは形状係数、Pは

$$P=\frac{2\pi r_0 B_c}{\mu_0 I_T} \qquad (D-16)$$

で定義され、実験に用いたＩＰＤでは、Ｇは

$$G=\frac{r_1^2}{r_2^2-r_1^2} \qquad (D-17)$$

で表される。ｒ1、ｒ2はアノードの内半径、外半径を表す。このとき、アノード面積Ａは、$A=\pi(r1^2-r2^2)$となり、イオン電流密度Ｊｉは

$$J_i=\frac{kI_i}{A}=\frac{k\eta I_T}{(r_2^2-r_1^2)\pi} \qquad (D-18)$$

となる。

## 業績目録

### 主要論文

1) Pulsed Power Compression by Plasma Opening Switch
N.Yugami, S.Miyamoto, H.Fujita, T.Ozaki, K.Imasaki, T.Akiba, S.Nakai and C.Yamanaka
Tech. Report of Osaka Univ. 35 255

2) Design and Experimental Performance of a Pulsed Power Transformer for liner implosion Experiments
N.Yugami, Y.Mizuguchi, K.Shimoura, K.Imasaki, S.Miyamoto, S.Nakai and C.Yamanaka
Rev. Sci. Instrum. 59 910 (1988)

3) Liner Implosion Experiments with a Pipe Foam Target on Pulsed Power Transformer
N.Yugami, S.Umehara, A.Zakou and S.Miyamoto
Jap. J. Appl. Phys. 27 L2385 (1988)

4) Experimental and Analytical Performance of a Pulsed Power Transformer
N.Yugami, S.Miyamoto, S.Umehara, A.Zakou, K.Imasaki, S.Nakai and C.Yamanaka
Jap. J. Appl. Phys. 28 171 (1989)

### 発表論文

1) Performance of Plasma Erosion Opening Switches in High Voltage Pulsed Power Compression
S.Miyamoto, N.Yugami, H.Fujita, T.Ozaki, K.Imasaki, S.Nakai and C.Yamanaka
Jpn.J.Appl.Phys. 35 L108 (1986)

2) Pulsed Power Comperssion Research by Vacuum Opening Switch at ILE Osaka
S.Miyamoto, N.Yugami, K.Imasaki, S.Nakai and C.Yamanaka
IEEE Trans. on Plasma Sci. PS-15, 6, 667 (1987)

3) Pulsed Power Compression by Fast Opening Switch
S.Miyamoto, A.Yoshinouchi, N.Yugami, K.Imasaki, S.Nakai and C.Yamanaka
Jpn.J.Appl.Phys. 23 L109 (1984)

4) Progress of Inertial Confinement fusion Research by Light Ion Beam
S.Miyamoto, K.Imasaki, T.Ozaki, N.Yugami, T.Akiba, S.Sawada, K.Emura, Y.Mizuguchi, T.Suzuki, K.Nishihara, T.Ozaki, S.Nakai and C.Yamanaka

Laser Interaction and Related Plasma Phenomena 7 619 (1986)

5) Results on Light Ion Beam Studies for Inertial Confinement Fusion at the Institute of Laser Engineering
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
Laser and Particle Beams 5, 609 (1987)

6) Performance of Radial Focus Applied-B Ion Diode on a Coaxial Pulsed Power Machine
S.Miyamoto, S.Sawada, K.Emura, N.Yugami, T.Akiba, T.Ozaki, Y.Mizuguchi, K.Imasaki, S.Nakai and C.Yamanaka
J. Phys. Soc. Japan 57 3277 (1988)

7) Studies of Light Ion Beam for Inertial Confinement Fusion by Induction Adder
S.Miyamoto, K.Imasaki, N.Yugami, H.Takabe, C.Yamanaka and S.Nakai
Laser and Particle Beams 7 (1989)

8) Pulse Power Compression by Fast Opening Switch
S.Miyamoto, A.Yoshinouchi, N.Yugami, K.Imasaki, S.Nakai and C.Yamanaka
ILE Research Report, ILE9317P, Dec.20 (1983)

9) Performance of Pulsed Power Compression by Plasma Erosion Opening Switch
S.Miyamoto and N.Yugami
ILE Quarterly Progress Report on Inertial Fusion Program
Vol 11, 10 (1984)

10) Present Status of Researches for LIB-ICF at ILE Osaka Univ.
K.Imasaki, S.Miyamoto, T.Ozaki, H.Fujita, N.Yugami, S.Nakai and C.Yamanaka
ILE Research Report, ILE8412P Oct. 15 (1984)

11) Pulse Compression and High Voltage ion Diode Experiment
S.Miyamoto, H.Fujita and N.Yugami
ILE Quarterly Progress Report on Inertial Fusion Program
Vol.10, 10 (1984)

12) Design and Efficiency Calculation of Pulsed Power Transformer for Liner Implosion Experiments on REIDEN Ⅳ
N.Yugami
ILE Quarterly Progress Report, 19 7 (1986)

13) Z Pinch Implosion by Newly Designed Pulsed Power Transformer
N.Yugami

ILE Quarterly Progress Report, 25 30 (1988)

国際会議

1) Inertial confinement Fusion Research by Light Ion Beam
K.Imasaki, S.Miyamoto, T.Ozaki, H.K.Fujita, N.Yugami, S.Nakai and C.Yamanaka
8th Symposium on Ion Source and Ion-assisted Tech
ISIAT '84 June 4-6, 1984

2) Light-Ion Fusion Research in Japan
K.Imasaki, S.Miyamoto, T.Ozaki, H.K.Fujita, N.Yugami, S.Higaki, S.Nakai, K.Nishihara and C.Yamanaka
10th Int. Conf. on Plasma Phys. and Control Nuclear Fusion Research, IAEA-CN-44/B-II-2
London, 12-19 Sep. 1984

3) Experimental Results of Various Liner Implosion
N.Yugami, T.Suzuki, T.Ozaki, K.Imasaki, S.Miyamoto, S.Sawada, T.Akiba, K.Emura, Y.Mizuguchi, S.Nakai and C.Yamanaka
6th International Conference on High-Power Particle Beams
June 9-12, 1986, Kobe, Japan

4) Ion Beam Measurement on REIDEN IV
S.Sawada, S.Miyamoto, K.Emura, Y.Mizuguchi, K.Imasaki, T.Ozaki N.Yugami, T.Akiba, S.Nakai and C.Yamanaka
6th International Conference on High-Power Particle Beams
June 9-12, 1986, Kobe, Japan

5) Studies of Inertial Confinement Fusion by Light Ion Beams at ILE
K.Imasaki,S.Miyamoto, T.Ozaki, N.Yugami, T.Akiba, S.Sawada, K.Emura, H.Takabe, K.Mima, K.Nishihara, S.Nakai and C.Yamanaka
6th International Conference on High-Power Particle Beams
June 9-12, 1986, Kobe, Japan

6) Study of Light Ion Beam Diode
S.Miyamoto, S.Sawada, K.Emura, Y.Mizuguchi, T.Ozaki, N.Yugami K.Imasaki, T.Suzuki, S.Nakai and C.Yamanaka
6th International Conference on High-Power Particle Beams
June 9-12, 1986, Kobe, Japan

7) The Development of the Ion Beam Diode Simulation Code "OLION"
T.Ozaki, K.Imasaki, S.Miyamioto, N.Yugami, T.Akiba, S.Sawada, K.Emura, K.Nishihara, S.Nakai and C.Yamanaka
6th International Conference on High-Power Particle Beams
June 9-12, 1986, Kobe, Japan

8) Japanese View of Commercial Drivers for LIB Fusion Reactors

S.Miyamoto, K.Imasaki, N.Yugami, T.Akiba, K.Emura, H.Takabe,
K.Nishihara, S.Nakai and C.Yamanaka
3rd Inertial Confinement Fusion System and Application Colloquim
Madison, Nov 9-11

9) Liner Implosion by Pulsed Power Transformer at ILE Osaka
N.Yugami, S.Miyamoto, S.Umehara, A.Zakou, K.Imasaki,
S.Nakai and C.Yamanaka
IEEE International Conference on Plasma Science
May 22-24, 1989, Buffalo, New York

国内学会

| | | | |
|---|---|---|---|
| 1. オープニングスイッチによる高電圧発生 | 物理学会 秋の分科会 | 富 山 大 | 1984年10月 |
| 2. 高性能ＰＯＳの開発 | 物理学会　年会 | 京 都 大 | 1985年 3月 |
| 3. 高速プラズマオープニングスイッチの開発 | 物理学会 秋の分科会 | 千 葉 大 | 1985年10月 |
| 4. ガスパフライナーによるX線発生 | 物理学会　年会 | 青山学院大 | 1986年 3月 |
| 5. ライナー爆縮の研究 | 物理学会　秋の分科会 | 関西学院大 | 1986年 9月 |
| 6. 励電ＩＶ号によるライナー爆縮実験 | 物理学会　年会 | 名古屋工大 | 1987年 3月 |
| 7. 励電ＩＶ号によるライナー爆縮実験Ⅱ | 物理学会　秋の分科会 | 東 北 大 | 1987年 9月 |
| 8. 励電ＩＶ号によるライナー爆縮実験Ⅲ | 物理学会　年会 | 日大郡山 | 1988年 3月 |
| 9. 励電ＩＶ号によるライナー爆縮実験Ⅳ | 物理学会　秋の分科会 | 広 島 大 | 1988年 9月 |
| 10. 励電ＩＶ号によるライナー爆縮実験Ⅴ | 物理学会　年会 | 東海大平塚 | 1989年 3月 |