

高速パルスパワー発生技術の開発と
高エネルギー密度プラズマ生成
初期現象の研究

2002年3月

熊本大学大学院自然科学研究科
寺本 雄介

目次

第1章 序論	1
1.1 研究背景	1
1.2 論文内容	6
第2章 高速パルスパワー発生技術とその応用	8
2.1 はじめに	8
2.2 パルスパワーの発生	10
2.2.1 容量型パルスパワー発生装置	10
2.2.2 誘導型パルスパワー発生装置	13
2.3 プラズマオープニングスイッチ	14
2.3.1 PEOS	16
2.3.2 MPOS	18
2.3.3 スノウプロウモデル	20
2.3.4 プラズマ源	21
2.4 半導体オープニングスイッチ	25
2.5 高エネルギー密度プラズマへの応用	25
2.5.1 Zピンチ	25
2.5.2 慣性核融合ドライバ	26
第3章 誘導性エネルギー蓄積方式による高速パルスパワー発生	28
3.1 はじめに	28
3.2 誘導電圧重畳方式パルスパワー電源	29
3.2.1 装置構成	29
3.2.2 実験結果	36
3.3 プラズマオープニングスイッチにおけるプラズマの挙動観測	39
3.3.1 はじめに	39
3.3.2 実験装置および方法	40
3.3.3 実験結果および考察	45
3.3.4 まとめ	49
3.4 プラズマオープニングスイッチの動作特性向上	56

3.4.1	はじめに	56
3.4.2	実験装置及び方法	56
3.4.3	プラズマ源の改良	57
3.4.4	実験結果	59
3.4.5	検討	63
3.4.6	まとめ	67
3.5	半導体オープニングスイッチを利用した繰り返しパルスパワー発生	67
3.5.1	はじめに	67
3.5.2	半導体オープニングスイッチ	68
3.5.3	装置構成及び動作実験結果	70
3.5.4	まとめ	80
第4章	ワイヤアレイ放電における電流不均一性の検討	81
4.1	はじめに	81
4.2	計算機モデルによる理論的検討	84
4.2.1	はじめに	84
4.2.2	不安定な挙動の数式化	84
4.2.3	不安定な電流挙動の予測	86
4.2.4	まとめ	90
4.3	電流不均一性の実験的検証	91
4.3.1	はじめに	91
4.3.2	実験装置及び方法	91
4.3.3	実験結果及び検討	93
4.3.4	まとめ	108
第5章	総括	109
参考文献	112
謝辞	118

第1章 序論

1.1 研究背景

パルスパワー[1]-[3]とは、エネルギーを時間的あるいは空間的に圧縮することによって得られる、時間幅の短い巨大なパワーのことを指し、一般には電氣的パワーのことを意味する。パルスパワーの特徴には、大電力である、時間幅が短い、立ち上がり及び立ち下がり時間が短い、狭い空間に大電力を供給できる等が挙げられる。パルスパワーは何らかの蓄積媒体に蓄積したエネルギーを、蓄積時間よりも十分短い時間で瞬時に開放することによって発生することができる。蓄積媒体として広く利用されるのはコンデンサであるが、蓄積エネルギーの圧縮方法には様々な方法があり、多様なシステムが考案され、実用されている。

パルスパワーの時間幅は非常に短いため、従来の高電圧及び大電流の技術では不可能であった狭い空間への大電力注入が可能となり、高エネルギー密度状態の生成が可能となった。また、液体や気体等の高気圧媒質中でも放電プラズマを広範囲にわたって、しかも均一に生成することが可能となった[4], [5]。そのような利点を生かして、様々な応用技術に関する研究が行われ、実用化されているものもある。例えば、高強度のイオンビームや電子ビーム[6], [7]の発生及びそれを利用した高出力マイクロ波の発生[8]、水中衝撃波の発生及びそれを利用した固体絶縁物破碎[9]、大容量パルスストリーマ放電の生成とそれを利用した大気・水環境浄化[4], [5], [10], [11]、パルス高電場の発生とそれを利用した有害微生物の除去技術[12]、電磁加速器(レールガン)[13]、高温高密度プラズマの生成及びそれを利用した高出力 X 線輻射等[14]-[17]が挙げられるが、これ以外にも様々な分野でパルスパワーに関する研究が行われている。

パルスパワーを発生してそれを対象物である負荷へ供給する方法としては様々な方法が存在するが、大別すると以下の2通りの方法に分けられる。1つは、コンデンサにエネルギーを蓄積することによってパルスの圧縮を行う容量性エネルギー蓄積方式であり、他方はインダクタにエネルギーを蓄積することによる誘導性エネルギー蓄積方式である。容量性エネルギー蓄積方式は、高電圧発生装置で発生した高電圧でさらに別のコンデンサを充電し、次々とコンデンサのエネルギーを移し変えていくことによってパルス圧縮を行う方法や、パルス形成回路(パルスフォーミングネットワーク、PFN)を利用する方法がある[1], [3]。高電圧発生装置としては、マルクス発生器が一般に用いられる[1]。マルクス発生器とは、複数個のコンデンサを並列に充電した後に、複数個のスパークギャップを閉じることによって直列に接続替えし、コンデンサの個数倍の電圧を発生する装置である。マルクス発生器と負荷との間に設けられる中間的なコンデンサには、

誘電率の大きな水を使用した水コンデンサや、パルス形成線路(パルスフォーミングライン、PFL)が用いられる[1], [3]。この方式を利用したパルスパワー発生装置には、米国サンディヤ国立研究所所有の世界最大のパルスパワー発生装置 Z-accelerator がある[17], [18]。容量性エネルギー蓄積方式によるパルスパワーの発生は、エネルギーの取り出しに比較的容易な短絡スイッチを用いるため、技術的にもその完成度は高く、数多くのパルスパワー発生装置で採用されている。しかしながら、パルス圧縮に複数個のコンデンサを使用し、装置全体が高電圧になるため、絶縁設計の観点からも装置規模が大きくなりがちである。また、水コンデンサを利用する場合には、真空中に置かれる負荷との接続にインターフェースが不可欠であり、絶縁破壊を防ぎ、効率良くパワーを負荷へと伝送するために、装置の構成は複雑化する傾向にある。

一方、誘導性エネルギー蓄積方式ではコンデンサ放電による電流によって、コンデンサと負荷の間に存在するインダクタにエネルギーを蓄積する。放電電流がピークに達した時にインダクタと負荷の間に設けたオープニングスイッチ[19]を開放すると、急激な電流の変化による誘導電圧が発生すると共に、立ち上がり時間の非常に短い電流が負荷へ供給され、パルス圧縮されたエネルギーが負荷へ転送される。この方式では、インダクタに蓄積されるエネルギーは磁場のエネルギーであるため、高電圧を発生する必要はなく、インダクタに蓄積されるエネルギー密度はコンデンサのそれよりも1-2桁ほど大きくすることが可能であるため、装置規模を小型化することが可能である。また、高電圧が発生するのは負荷の部分のみであり、水コンデンサを使用する必要もないためインターフェースを設ける必要性がなく、絶縁設計及び装置構成の簡略化も期待できる方式である。しかしながら、誘導性エネルギー蓄積方式ではエネルギーの取り出しに技術的に困難なオープニングスイッチが必要不可欠である。オープニングスイッチには、大電流を放電周期に見合う十分な時間導通可能で、かつそれを瞬時に遮断することができ、遮断後の高電圧によって絶縁破壊しないなどの特性が求められる。また場合によっては単発動作ではなく高繰り返し動作が求められる場合もある。誘導性エネルギー蓄積方式においてはこのオープニングスイッチの研究開発が必要不可欠であり、現在いくつかのオープニングスイッチが検討されている。中でも、プラズマを用いるプラズマオープニングスイッチ(POS)[20]-[38]はその大電流導通性能と高速遮断特性の観点から、またダイオードを利用した半導体オープニングスイッチ(SOS)[41]-[43]は高速遮断性能と高繰り返し動作が可能なる点から注目されているスイッチである。

POS の動作特性は、導通電流の電流値及び周期、あるいはスイッチ形状等のパルスパワー発生装置のパラメータや、プラズマ密度や分布、あるいはプラズマイオン種等のスイッチプラズマのパラメータによって決定される。したがって、POS の動作理論に関

してはいまだ確立されたものがないのが現状であるが、その動作機構の概念に関しては大別して2つの概念がある。1つはスイッチプラズマの密度が比較的low、陰極表面でのプラズマのエロージョンによって電流が遮断されるとする Bipolar 理論[33], [35], [38]、もう1つはスイッチプラズマの密度が高い場合で、スイッチプラズマの磁気流体(Magneto-Hydro Dynamics, MHD)的な運動の結果電流遮断が起こるとする MHD 理論である[34], [37]。また、その中間的なプラズマ密度領域に対する POS 動作理論も、Modified Bipolar 理論[34], [37]として発表されている。

一方、POS は電流導通開始からオープニングするまでの導通時間の長さでも2つに分類することができる[34]。1つは導通時間が数 10 ns と非常に短いもので、Short-Conduction-Time POS または単に POS、あるいはエロージョンが主たる動作機構であるために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)と呼ばれる。他方は、導通時間が 1 μ s 程度と長いもので、Long-Conduction-Time POS または Microsecond-Conduction-Time POS (MPOS)と呼ばれる[36]。近年では、POS に導通する電流をパルス形成せずに長い放電周期の電流を瞬時に遮断することが可能な MPOS の方が注目されている。

POS の動作機構に関しては、その動作の複雑さから明確な理論が明らかにされていないが、導通時間および電流、あるいは発生電圧とプラズマ密度等の POS パラメータ間のスケーリングは、スノウプロウモデルを用いてかなり正確に把握することができるようになった[20]。スノウプロウモデルに基づいて導出された理論式は、パラメータの異なる様々なパルスパワー発生装置における実験で得られた結果とよく一致する。しかしながら、スノウプロウモデルは POS 動作中のプラズマの挙動を的確に表していないとの指摘もある[44]。

POS の動作機構の把握を難しくしている要因のひとつに、POS プラズマのパラメータの計測の困難さがある。POS の装置は電極間距離も短く、大電流が導通し、電流遮断時には数 10 kV から数 10 MV の高電圧が発生するため、従来のファラデーカップ等による荷電粒子計測は不可能である。しかし近年では、性能の良い CW またはパルスレーザが様々な発振波長において利用可能になったことから、レーザを用いた干渉計測を用いて、POS 動作中のプラズマ密度あるいは中性粒子密度の計測を非接触で、局所的な値を精度よく求めることが可能になった[45]-[50]。

POS を含めパルスパワー発生装置では、パワーの伝送に同軸円筒線路が使用されることが多い。これまでの研究では、同軸円筒状の POS において軸方向にレーザ光を入射して干渉計測を行い、POS プラズマの初期密度分布や動作中の密度分布の変化が観測されてきた。米国 Naval Research Laboratory(NRL)の HAWK パルスパワー発生装置

では、プラズマガンとフラッシュボードをプラズマ源として使用した POS 動作実験におけるレーザ干渉計測によって、それぞれのプラズマ源によって入射されるプラズマ密度分布が大きく異なり、POS 動作時には電流遮断を引き起こしていると考えられる密度が急激に減少する領域、すなわちギャップが生成するということが確認されている[30]。また熊本大学においても詳細なスイッチプラズマの初期密度分布計測を行った結果、初期密度分布と POS 動作には大きな関係があることが確認された[32]。しかしながら、POS のスイッチプラズマは電流導通中に磁気圧の作用を受けて軸方向及び径方向の両方に移動すると考えられる。そのため、軸方向レーザ干渉計測のみならず、径方向のレーザ干渉計測も行う必要がある。

POS の物理現象解明と共に重要な研究課題の一つに、POS の動作特性の改良がある。これまでの POS 研究において、主に 3 つの改良方法が試され、ある程度の成功を収めている。それは、同軸導体における外部導体(アノード)の形状を改良するという方法[27]、ガスガンと呼ばれる装置によって水素等の軽いガスをスイッチプラズマとして入射する方法[28]、外部磁場を POS 電極間に印加して POS 動作を制御しようとする方法[29]である。しかしどれもが大型のパルスパワー発生装置に用いられた実験で、導通電流値が大きく、POS 領域の磁場の強さも大きい装置での結果であった。パルスパワー発生装置の能力や電極形状によっては、POS 電極間の磁場が大きいとは限らないため、より低磁場の装置においても有効で、磁場の強さによらず POS 動作自体を改善する方法が必要である。

誘導性エネルギー蓄積システムの研究において、オープニングスイッチの研究のみならずパルスパワー電源を含めてシステム全体の研究も重要である。従来は、電流源である 1 次エネルギー蓄積にはマルクスバンクやコンデンサを複数個並列に接続して用いるコンデンサバンクが用いられてきた[25], [51]。しかし、いずれの方法も POS や負荷へ電流を供給するための伝送線路には同軸線路やストリップ線路が用いられるため、パルスパワー電源との接続にはインターフェイスが必要であり、高電圧に対する絶縁対策を強固に施す必要がある。そこで近年注目されているのは、誘導電圧重畳型パルスパワー電源(Inductive Voltage Adder, IVA)である[52], [53]。IVA は従来の線形誘導加速器(Linear Induction Accelerator, LIA)の技術を応用したものである。パルスパワー用の磁気コアの技術が発展したことによって IVA の大電流駆動が可能になり、立ち上がり時間の比較的短い大電流を発生することができるにもかかわらず、エネルギーの大きい装置を比較的小型に建造することが可能になった。IVA はその構造上、高電圧発生部がないため絶縁設計をそれほど強固にする必要がなく、インターフェイスなしで直接 POS や負荷と接続することが可能な同軸構造とすることが可能である。IVA を利用した装置に

は、フランスの Linear Transformer Driver (LTD)[52], [53]や熊本大学の ASO-X[54]がある。

IVA や POS は、単発動作でエネルギーが大きいパルスパワー発生装置に非常に適しているが、一方で産業応用やエネルギーが低いパルスパワー発生装置を使用するような研究においては、連続動作が可能で寿命が長く、かつ信頼性の高いパルスパワー発生装置が望まれる[55]。そのような要請を満たすためには、放電スイッチ等を一切用いず、固体素子のみで構成されたパルスパワー発生装置が必要になる。その方法の一つとして考えられるのが、磁気スイッチを用いた磁気パルス圧縮[3], [55]の考え方と、半導体オープニングスイッチを組み合わせた装置である。磁気スイッチは磁気コアの磁気飽和現象をスイッチ動作に用いたスイッチで、現在ではエキシマレーザの電源部にも応用されている。また半導体オープニングスイッチは、半導体ダイオードの逆電流遮断特性を利用したオープニングスイッチであり、半導体でありながら大きい電流密度でも動作可能で、高速電流遮断特性によって電圧値数 100 kV、パルス幅数 10 ns の短パルス電圧を、高繰り返し率でかつ安定に発生することができる。半導体を利用したパルスパワーの発生は、様々な利点を有しており、安定に短パルス電圧を発生することができることから、今後ますます研究が発展することと思われる。

パルスパワーの大電力を狭い空間に供給することが可能であるという特徴を最も生かした応用に高エネルギー密度プラズマの生成が挙げられる。大電力パルスを円筒状のプラズマ源に供給すると、プラズマは自己磁場による磁気圧によって中心方向へ収縮を受け、中心軸上に高温高密度のプラズマが生成される、Z ピンチと呼ばれる現象が発生する。Z ピンチプラズマは多価に電離された状態にあり、高エネルギー準位にあるイオンからは非常に波長の短い X 線領域の電磁波が放射される。この X 線は、次世代の半導体リソグラフィ用の露光光源として利用したり、あるいは生物を生きのまま観察することのできる生体顕微鏡の光源として利用したりすることが考えられるが、近年では高強度の X 線放射を利用して慣性核融合を実現しようという観点からも盛んに研究が行われている[56]-[62]。Z ピンチ研究には、Z ピンチ自体の収縮作用によって核融合反応を得る目的で研究が行われた歴史的背景があるが、プラズマ不安定性の影響によって核融合反応が起こる程の高温高密度状態を作り出すことは不可能であった。しかし近年の大電流・高エネルギー・高速パルスパワー技術の発達のおかげで、非常に強度の高い X 線を生成することが可能になった。米国サンディア国立研究所の Z-accelerator における Z ピンチ実験では、ワイヤアレイと呼ばれるプラズマ源を用いることによって、出力 290 TW、エネルギー 1.9 MJ の X 線放射に成功している[17]。かつその X 線は空間的に均一であり、ホーラムと呼ばれる X 線を閉じ込める空洞の概念を併用することによって、レ

ーザイオンビームといった慣性核融合ドライバに代わる新しい方式の慣性核融合ドライバとして期待がもたれている[56]。放射 X 線のエネルギーは、Z ピンチを駆動する電流の 2 乗に比例して増加するというスケーリング則[56]があるので、現在の Z-accelerator の電流値 20 MA を将来的に 60 MA にまで増大することによって、1000 TW の X 線が発生し、慣性核融合が実現可能であるという見積りが得られている[58]。

Z ピンチ方式による慣性核融合では、X 線の出力と空間的均一性が重要になってくるが、そのためにワイヤアレイをプラズマ源として利用し、電流立ち上がり時間の非常に短い電流を供給することが行われる[17]。しかしながら、多数本のワイヤで構成されるワイヤアレイ中に流れる電流分布次第では、プラズマの収縮過程あるいは X 線放射の均一性に影響を及ぼしかねず[63], [64]、ワイヤアレイがプラズマ化する際の基礎過程について更なる研究を行う必要がある。

以上のように、オープニングスイッチを用いた誘導性エネルギー蓄積方式パルスパワー発生装置の研究、及びワイヤアレイ放電の初期現象に関する研究は、高エネルギー密度プラズマの生成において非常に重要な役割を果たす。本論文では、誘導型パルスパワー電源における POS と SOS に関する基礎的及び応用的研究、及びワイヤアレイ放電の初期現象に関して行った研究について述べる。

1.2 論文内容

第 1 章では序論として、パルスパワーの概略と有効性、その応用例などについて述べる。パルスパワーの発生において、誘導性エネルギー蓄積方式が有効であることを示し、オープニングスイッチの性能が重要な役割を果たすことを述べる。また、パルスパワーの応用として Z ピンチを取り上げ、慣性核融合ドライバとしての観点から重要性を述べる。

第 2 章では、高速パルスパワー発生技術に関してその発生方法と特徴について説明する。誘導型パルスパワー電源に不可欠なオープニングスイッチについて述べ、大電流の高速遮断性能を持つ POS の動作理論と、高速遮断性能と繰り返し動作特性をもつ SOS の動作原理について述べる。また、高速パルスパワー技術の応用として高エネルギー密度プラズマの概略と、慣性核融合への応用について述べる。

第 3 章では、誘導性エネルギー蓄積による高速パルスパワー発生について述べる。はじめに、1 次パルスパワー電源として使用している誘導電圧重畳型パルスパワー電源について述べる。これは磁気コアを用いて負荷電圧を重畳するパルスパワー電源であり、高エネルギーかつ大電流の装置でも装置を小型にすることが可能で、POS や負荷と直接接続できるなどの利点がある。

ASO-X における POS は、導通時間が $1 \mu\text{s}$ 以上と長く、スイッチプラズマの MHD 的な運動によってオープニングが起こるものと予測される。しかしそのようなスイッチプラズマの挙動を観測した例は過去になく、POS の導通段階からオープニングにかけてのスイッチプラズマの物理現象を観測することは非常に重要である。本研究では、同軸型の電極構造をもつ ASO-X の POS において、弦方向からレーザを入射する方式のレーザ干渉計を用いて POS 領域のプラズマ電子密度を詳細に観測し、電流導通に伴うスイッチプラズマの運動の様子を明らかにする。また、実験結果と理論式との比較も行う。

POS の物理現象の把握と共に、その動作特性の改善も重要な課題の一つである。本研究においては、プラズマガンの入射方向に着目して動作特性の改善を試みた。ASO-X の POS ではプラズマガンと呼ばれるプラズマ入射源を使用しているが、プラズマガンの射出口を取り替えることによってプラズマの入射方向を変化させることが可能である。プラズマを POS から見て電源側、負荷側に入射した場合、及び垂直入射と回転方向への入射の 4 種類について実験を行い、オープニング特性がどのように変化するかについて調べる。

ASO-X のように単発動作を基本とした高エネルギーパルスパワー発生と共に重要である、高繰り返しかつ連続動作が可能で、寿命も半永久的なパルスパワー発生装置の開発を行った。磁気パルス圧縮方式と半導体オープニングスイッチを組み合わせた回路構成によって、放電スイッチも外部トリガ回路も一切持たない、繰り返し型のパルスパワー発生装置の開発に成功したのでその結果について述べる。

第 4 章では、高速パルスパワー技術の応用として注目されるワイヤアレイ Z ピンチプラズマの初期現象に関する研究を行った結果について述べる。複数本のワイヤに電流を流し、ワイヤが気化する過程において、ワイヤを流れる電流がどのように挙動するかを調べた。理論モデルを用いた計算による電流不安定性の検討と、実際に Z ピンチ実験において使用されているタングステンワイヤを用いて、複数本のワイヤを真空中でプラズマ化する際に電流がどのような挙動を示すかを実験的に確かめた。

第 5 章は、本研究で得られた結果をまとめて総括とする。

第2章 高速パルスパワー発生技術とその応用

2.1 はじめに

パルスパワー[1]・[3]とは、エネルギーを時間的・空間的に圧縮することによって得られる大電力パルスの総称であり、比較的低い電力で、比較的ゆっくりとエネルギー蓄積媒体にエネルギーを蓄積し、それを瞬時に開放することによって得られる。同じ蓄積エネルギーでも、開放する時間が短ければ短いほど、エネルギー保存則から発生するパルスパワーは大きいものとなる。パルスパワーの概念図を図 2.1 に示す[3]。小さな電力で長い時間かけて蓄えたエネルギー（圧縮前）を、時間的に圧縮することでパルス状の大電力が得られる。また、パルスパワーを狭い空間に集中させることによって様々な現象を引き起こすことが出来る。

表 2.1 にパルスパワーの応用についてまとめたものを示す[65]。パルスパワーの特徴には、大電力である、立ち上がり時間が短い、パルス幅が短い、といったものがあり、そのため狭い空間にパワーを集中できるといった特長も併せ持つ。その応用としては、パルスパワーによって供給される電気エネルギーを様々な形に変換することによって様々な応用例が挙げられる。まず、一次エネルギー変換として、高エネルギー密度プラズマの生成[14]・[17]、高強度荷電粒子ビームの発生[6], [7]、電磁加速器による物体の加速[13]、パルス放電[4], [5]、超強電磁場の生成などに利用される。さらに、

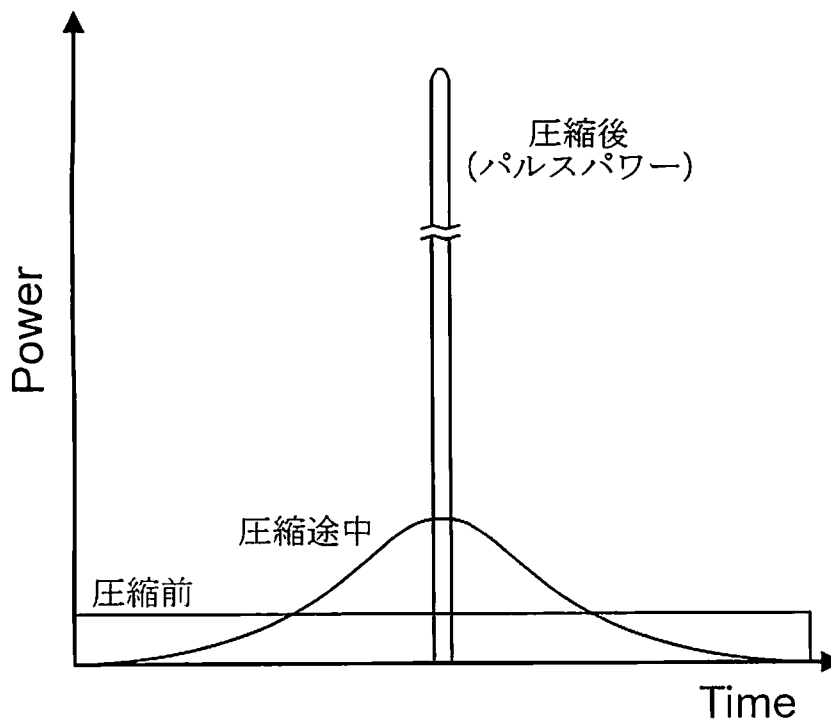


図 2.1 パルスパワーの概念

高エネルギー密度プラズマの生成を例にとると、二次エネルギー変換として、発生する高強度パルス X 線が利用され、たとえば半導体リソグラフィ用の露光光源や、生体顕微鏡、慣性核融合用のドライバービームとして利用される[56]・[62]。他にも、パルス放電を利用して大気中、または水中で大容量の均一放電を生成し、大気、または水環境の浄化に利用したり[4], [5], [10], [11]、高強度電子ビームでバーカトール(仮想陰極)を形成し、大出力マイクロ波を発生したり[8]することもパルスパワーの応用である。

本章では、高速パルスパワーの発生方式について、特に誘導性エネルギー蓄積型のパルスパワー発生について述べる。

表 2.1 パルスパワー応用

	一次エネルギー変換	二次エネルギー変換	パルスパワー応用分野
パ ル ス パ ワ ー	高エネルギー密度プラズマ (ガスバフ Z ピンチ、レーザ生成、ライナ圧縮、細線ピンチ、キャピラリピンチ)	X 線	軟 X 線リソグラフィ、軟 X 線顕微鏡、X 線レーザ、物質処理、光源、医用、マイクロマシーン
		中性子	中性子ラジオグラフィ、炉材料テスト、結晶構造解析、医用
		核融合	核融合発電
		超強磁界	物性研究
			プラズマ壁相互作用
	電子ビーム	マイクロ波・ミリ波(バーカトール、ジャイロトロン、後進波発振器、相対論的マグネトロン)	加速器、プラズマ加熱、レーザ、レーダ、マイクロ波送電、大気電離、殺菌
		放電	レーザ、大気環境浄化
		自由電子レーザ、X 線	塗装はく離
	イオンビーム(磁界絶縁型、電子ピンチ型、電子反射 3 極管型)	プラズマ	核融合発電、材料開発
			表面改質、インプラントーション
電磁加速器 (レールガン、コイルガン、エレクトロサーマルガン)	プラズマ	衝突核融合発電	
	超高圧	材料開発、物性研究	
放電	励起、化学反応	レーザ、大気環境浄化、薄膜生成、オゾンナイザー、光源	
超強電磁界		電磁成形加工、鉛物分離、岩石破壊	
		絶縁試験装置	

2.2 パルスパワーの発生

パルスパワーは、電気エネルギー、化学エネルギー、運動エネルギーなどの形で蓄積媒体中に蓄えられたエネルギーを短時間で取り出すことによって発生される。ここでは、主に利用される電気エネルギーを利用する方法について述べる。電氣的エネルギーによるパルスパワー発生には、エネルギーを電界の形でコンデンサに蓄える容量性エネルギー蓄積方式 (Capacitive Energy Storage, CES) と磁界の形でインダクタに蓄える誘導性エネルギー蓄積方式 (Inductive Energy Storage, IES) がある。両者の比較を表 2.2 に示す[15]。

表 2.2 容量性及び誘導性エネルギー蓄積方式の比較

	容量性エネルギー蓄積方式	誘導性エネルギー蓄積方式
エネルギー蓄積方式	コンデンサ	インダクタ(コイル)
蓄積エネルギー	誘電エネルギー (CV^2)/2	誘導エネルギー (LI^2)/2
エネルギー蓄積時間 (自己放電時間)	10 ⁵ sec 以上 (油コンデンサ) 10 ⁻⁵ sec 程度 (純水コンデンサ)	数 sec 以上 (常温 Cu コイル) 10 ¹² sec 程度 (超伝導コイル)
エネルギー密度	10 ⁵ J/m ³ 程度	10 ⁷ J/m ³ 程度
エネルギー/質量	10 ² J/kg 程度	10 ⁴ J/kg 程度
エネルギー取り出し	短絡スイッチ	開放スイッチ
特色	高効率で制御が容易 低電力源での充電可能	高エネルギー密度 高電圧発生が可能
価格	比較的高価	低価格が期待できる
開発状況	完成度が高い	開発段階にある (開放スイッチが不十分)

2.2.1 容量型パルスパワー発生装置

容量性エネルギー蓄積によるパルスパワーの発生及び圧縮の基本的な方法を図 2.2 に示す。容量性エネルギー蓄積方式は、一次エネルギーをマルクス発生器に代表される複数のコンデンサに蓄積する。図 2.3 にマルクス発生器の回路図を示す[3]。マルクス発生器による高電圧発生は次の通りである。並列接続された n 個のコンデンサを直流高電圧電源により電圧 V まで充電したのち、全スパークギャップを短絡することで

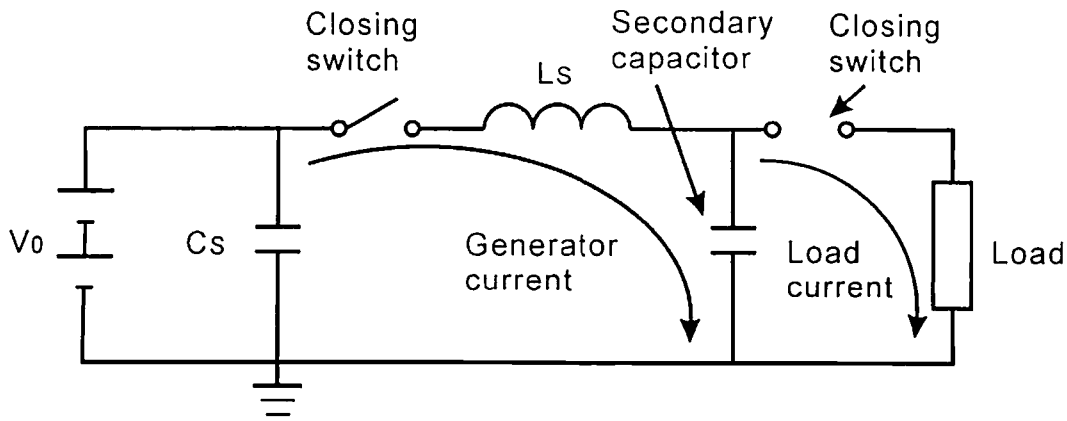


図 2.2 容量性エネルギー蓄積方式の基本回路

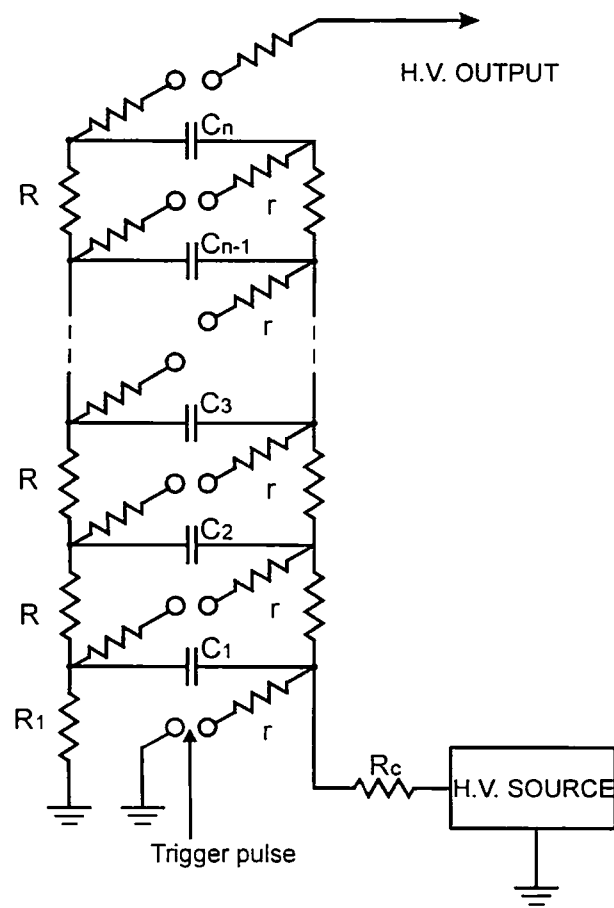
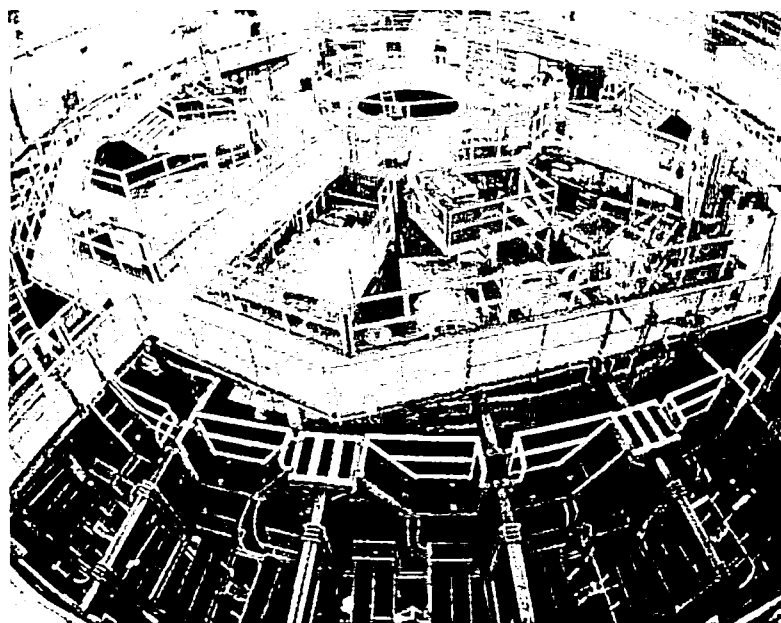
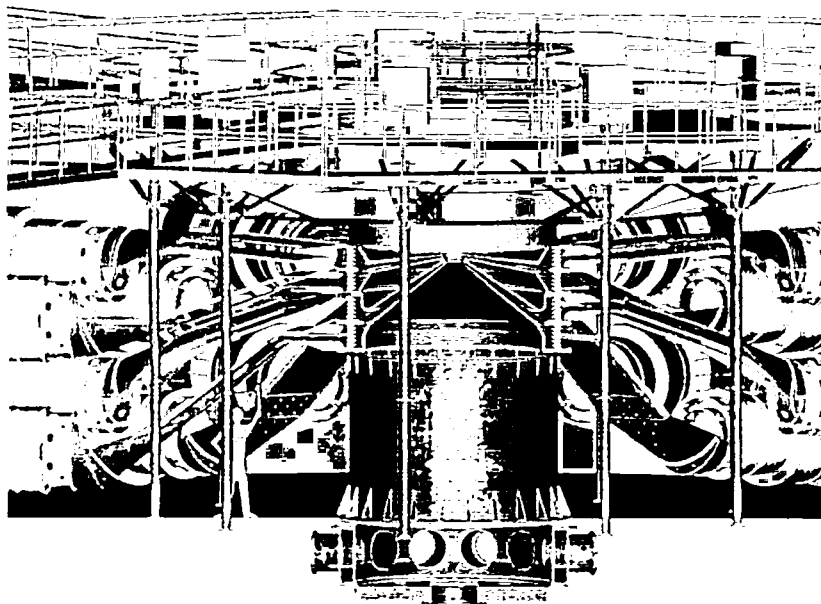


図 2.3 マルクス発生器

すべてのコンデンサを直列に接続し、おおよそ nV の電圧を出力する。出力増加のために複数のマルクス発生器を並列に使用することもある。しかしながら、一次コンデンサでは高電圧を発生する必要があるため、装置が大型化し、回路インダクタンスも増加する傾向にある。そのため、放電周期も長くなるので、更なるパルス圧縮が必要となる場合がある。容量性エネルギー蓄積方式によるパルス圧縮では、一次コンデン



(a)



(b)

図 2.4 米国サンディア国立研究所の Z-accelerator の外観図(a)及び内部構成図(b)

サを電圧源として利用し、一次コンデンサと負荷との間に中間蓄積コンデンサを設けて、順次充放電を繰り返すことにより、インダクタンスを負荷へ向かって次第に減少させて電流値の上昇とパルス圧縮を行う[58]。

図 2.4 に米国、サンディア国立研究所に設置されている容量性エネルギー蓄積方式パルスパワー発生装置 Z-accelerator の装置図を示す[18]。Z-accelerator は直径 33 m

の巨大な装置で、最外周部に 36 台のマルクス発生器が設置されている。マルクス発生器によって発生された高電圧は、36 台の水コンデンサを充電する。水コンデンサから供給されるパルスパワーは、パルス生成線路によって矩形波状にパルス形成・圧縮された後、真空伝送線路を介して負荷へと供給される。容量性エネルギー蓄積方式は、技術的にほぼ確立された方式であるが、パルスパワー発生 of 初期段階から高電圧を発生するため、絶縁保持のために広大な設置スペースが必要であり、パルス圧縮のために中間蓄積コンデンサを必要とし、さらに真空中の負荷へパワー伝送するための真空インターフェースを必要とするため、装置構成が複雑化・大型化する傾向にある。

2.2.2 誘導型パルスパワー発生装置

図 2.5 に誘導型パルスパワー発生装置の基本回路図を示す。誘導性エネルギー蓄積方式はエネルギー蓄積にインダクタを用いる方式で、まだ研究段階ではあるが、単位体積当りのエネルギー密度が前者に対して 1-2 桁程大きくすることができるとの試算もあり、期待の持てる方式である。しかしながら、大電流を瞬時に遮断することが可能なオープニングスイッチが必要であることから、現在は研究途上の段階にある。一次エネルギー蓄積媒体としてコンデンサを利用することは容量性エネルギー蓄積方式と同じであるが、中間コンデンサや真空インターフェース等が不要になるため、装置構成を簡略化することが可能で、規模も縮小化することが可能である。この場合における一次コンデンサは電流源であり、必ずしも高電圧を必要としない。コンデンサからの放電電流は、意図的に設置した、あるいは回路に浮遊のインダクタンス、及びオープニングスイッチを介して導通し、インダクタンス中には磁場のエネルギーが蓄積される。LC 回路の場合、コンデンサの電圧が 0 となる時、回路中の電流値は最大に達し、初期にコンデンサに蓄積されていた電場のエネルギーは、ほぼ完全にイン

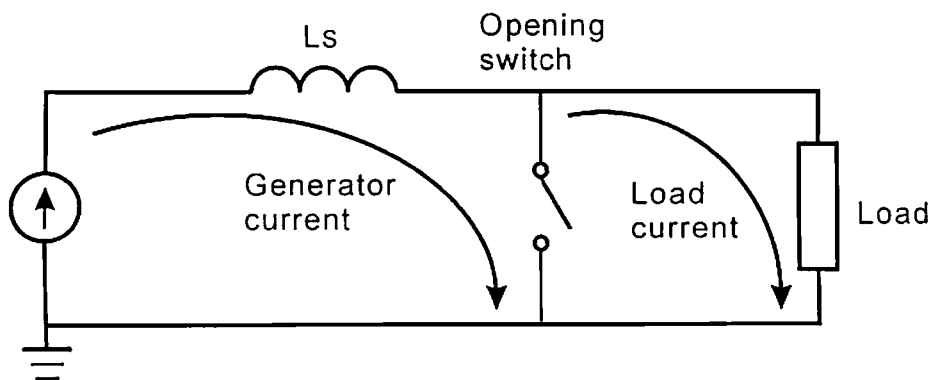


図 2.5 誘導性エネルギー蓄積方式の基本回路

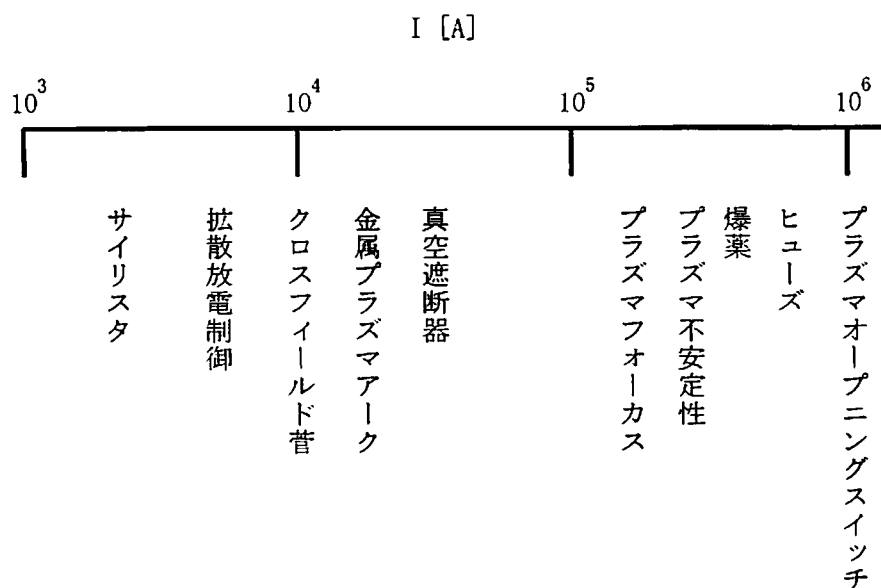
ダクタンス中の磁場のエネルギーに変換される。この時、オープニングスイッチによって導通電流を遮断すると、急激な電流変化によって誘導電圧が発生して負荷に印加され、負荷電流も非常に立ち上がり時間の短いものとなる。このように、誘導型パルスパワー発生装置においては、容量型のシステムにおいて必要であった中間蓄積コンデンサや、真空インターフェースを必要とせず、オープニングスイッチのみでパルス圧縮を行うことから、装置構成の簡略化が可能である。さらに、高電圧が発生するのはオープニングスイッチ部のみであるため、容量型のシステムで必要な高電圧に耐える絶縁設計も緩くすることが可能である。

2.3 プラズマオープニングスイッチ

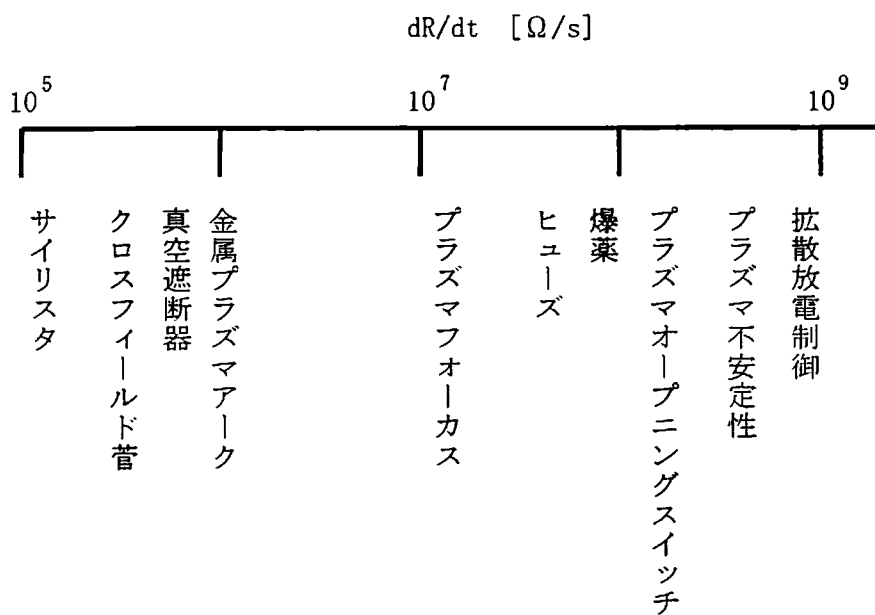
誘導性のシステムに必要不可欠で、かつもっとも困難な部分がオープニングスイッチ[19]である。オープニングスイッチは、電流源から供給される電流の放電周期に見合う十分な導通時間を持ち、大電流を通電することができ、瞬時に導通電流を遮断することが可能で、遮断時に発生する高電圧によって絶縁破壊することなく、動作後はすばやく初期の状態に戻れるといった性能が要求される。図 2.6 に現在研究されているオープニングスイッチの導通可能な電流値と抵抗変化率を示す[3]。本論文で着目しているプラズマオープニングスイッチ (POS) [20]-[38]は、導通できる電流値及び抵抗変化率のいずれも大きく、理想的なオープニングスイッチであることが分かる。また、半導体オープニングスイッチ (SOS) [41]-[43]は、近年研究が始まった比較的新しいスイッチで、半導体ダイオードを利用しているため非常に安定した動作が可能であり、寿命も半永久的である。また、kHz に及ぶ高繰り返し動作が可能で、産業応用向けのスイッチといえる。導通可能な電流値こそ低いものの、今後の研究次第で様々な利用範囲が開拓されるものと考えられる。

POS は非常に導通性の高いプラズマをスイッチ媒体として用いたオープニングスイッチで、大電流を導通し、かつ高速に遮断することができる能力がある。その動作原理には大別して 2 つの理論がある。一つはプラズマのエロージョンをその動作原理とするもので、比較的密度の薄いプラズマを用い、導通時間の短い POS に当てはまる。この場合、特にプラズマエロージョンオープニングスイッチ (PEOS) と呼ぶことがある[34], [35], [37], [38]。他方は、プラズマの磁気流体 (Magneto-Hydro Dynamics, MHD) 的な運動に基づくもので、比較的密度の濃いプラズマを用い、1 μ s 程度と導通時間の長い POS に当てはまる。この場合、特に MPOS (Microsecond-Conduction-time POS) と呼ぶことがある[20], [29], [31], [36], [39]。

PEOS の場合、導通時間が数 10～数 100 ns オーダーと非常に短いため、パルス形成されたパルスパワーの更なる圧縮に用いられてきた。しかしながら、近年では POS のみでパルス圧縮を行うために放電周期の長い電流を導通する必要があることから、MPOS の方が研究対象として注目されている。以下に両方についてその動作理論について述べる。



(a)



(b)

図 2.6 各種オープニングスイッチの導通可能電流値(a)、及び抵抗増加率(b)

2.3.1 PEOS[3], [33], [35], [38]

図 2.7 に PEOS の動作モデルを示す。これは、バイポーラ理論と呼ばれるものである。図は、POS スイッチ領域となる同軸形状の伝送線路を示す。線路の両端にはそれぞれパルスパワー電源、負荷が接続されているものとする。プラズマは初期状態として、外部導体（アノード）から内部導体（カソード）に向かって速度 v_i で入射された状態にある。電源からの電圧がプラズマに印加されると、カソードである内部導体表面にイオンシースが形成される。入射されるプラズマが比較的低密度であれば、イオンシース内の電子の平均自由行程は導体半径方向のシース長に比べて十分長いと考えられるので、シースをギャップとみなすことができる。プラズマの電気抵抗を 0 とすれば、印可電圧はすべてシース間にかかり、この電圧によって電子とイオンがシースを通過し電流が流れる（図 2.7(a)）。このとき、流れる電流は両極性空間制限流であり、イオン電流 I_i と電子電流 I_e の比は、次式のように一定の値に保たれる。

$$\frac{I_e}{I_i} = \left(\frac{m_i}{Zm_e} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.1)$$

ここで m_i 、 m_e 、 Z はそれぞれイオンの質量、電子の質量、イオンの価電子数である。プラズマに流れるスイッチ電流 I_{sw} は、 I_i と I_e の和であるので、

$$I_{sw} = I_i + I_e = \left\{ 1 + \left(\frac{m_i}{Zm_e} \right)^{\frac{1}{2}} \right\} I_i \cong \left(\frac{m_i}{Zm_e} \right)^{\frac{1}{2}} I_i \quad (2.2)$$

$I_i = en_i v_i Z S$ を代入すると、

$$I_{sw} = \left(\frac{m_i}{Zm_e} \right)^{\frac{1}{2}} en_i v_i Z S \quad (2.3)$$

ここで、 e は電荷量、 n_i はプラズマイオン密度、 v_i はイオンの入射速度、 S は断面積（ $S = 2\pi r L_2$ ）、 L_2 は導体の軸方向にそったシースの幅、 r はカソードの半径である。これより(2.3)式は、次のように表すことができる。

$$I_{sw} = 2\pi r L_2 \alpha en_i v_i Z \quad (2.4)$$

ここで、 $\alpha = (m_i/Zm_e)^{1/2}$ である。この後、スイッチ電流 I_{sw} が式に従いながら増加する場合を考える。一定の速度のプラズマがスイッチ領域に入射されていると仮定すれば、 I_{sw} が増加するためには、 L_2 が増加しなくてはならない。 L_2 の増加は、電流の流れる断面積の増加につながる。 $L_2 = L_1$ となった後もさらに I_{sw} が増加すると、イオン速度 v_i が増加する。この v_i の増加がプラズマの浸食（エロージョン）を引き起こし、シー

ス長が増加する (図 2.7(b))。

$$I_{sw} = 2\pi r L_2 \alpha e n_i Z \left(v_i + \frac{dD}{dt} \right) \quad (2.5)$$

ここで、 dD/dt はシース長 D の時間変化である。シース長の増加によりスイッチ領域の抵抗が増加し、オープニングが始まる。しかしながら、イオン電流と電子電流の比は一定に保たれている。さらに電流が増加し、電源電流 I_G が臨界電流 I_c に達すると、スイッチ領域の電源側で電子が磁場絶縁される。ここで、 I_c は、

$$I_c = \frac{8500\kappa r}{D} \sqrt{\gamma^2 - 1} \quad (2.6)$$

である。 γ は相対論因子であり、

$$\gamma = 1 + \frac{eV_s}{m_e c^2} \quad (2.7)$$

である。 V_s はシース間にかかる電圧、 c は光速である。 κ は導体形状に関する係数であり、同軸円筒の場合は $\kappa=1.6$ である。

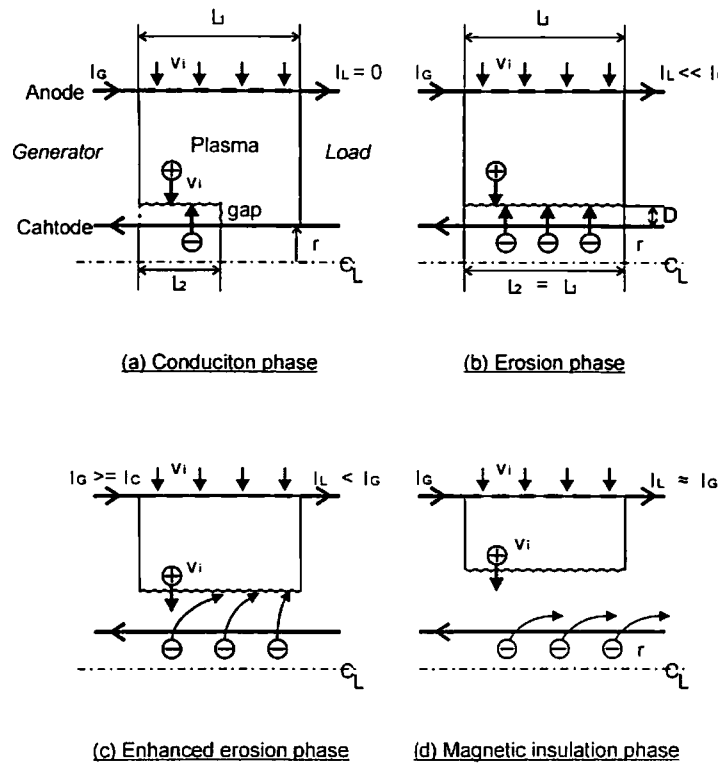


図 2.7 プラズマオープニングスイッチのバイポーラ動作理論

I_G の増加に伴って電子が磁場絶縁された領域は負荷側に広がり、それにつれてイオン電流と電子電流の比が変化する。磁場によって曲げられた電子のシース長を移動する距離が、シース長に対して十分長くなると、 I_e/I_i は次式で表せるようになる。

$$\frac{I_e}{I_i} = \frac{D}{\alpha L_i} [2(\gamma + 1)]^{\frac{1}{2}} \quad (2.8)$$

この段階では、電子が入射プラズマの負荷側に集中するため、負荷側の領域で、イオンの引き出しが強められる (図 2.7(c))。そのため、エロージョンの速度が極めて速くなり、急速に負荷電流が増加する。負荷電流が臨界電流に達すると、スイッチ領域の負荷端で電子が絶縁される (図 2.7(d))。このとき電子による導通はなくなり、イオン電流のみがスイッチ領域に流れる。負荷電流 I_L が電源電流 I_G にほぼ等しくなり、エネルギー転送が完了する。

2.3.2 MPOS[33], [39], [40]

図 2.8 に磁気圧による動作原理を示す。スイッチ領域に電流が流れると、プラズマは径方向で大きさの異なる磁気圧で押される。その結果、プラズマの移動はカソード側の方が大きく図 2.8(a)のように湾曲する。この湾曲によってプラズマ中の電流に軸方向の成分 j_z が生じる。 j_z と同軸導体の円周方向の磁場成分 B_θ によるローレンツ力 $j_z \times B_\theta$ でプラズマは径方向に押し上げられ、カソードとプラズマ間のギャップが大きくなる (図 2.8(b))。スイッチ領域の負荷端でギャップが形成されたとき、負荷電流と電源電流が等しくなり、エネルギー転送が完了する。

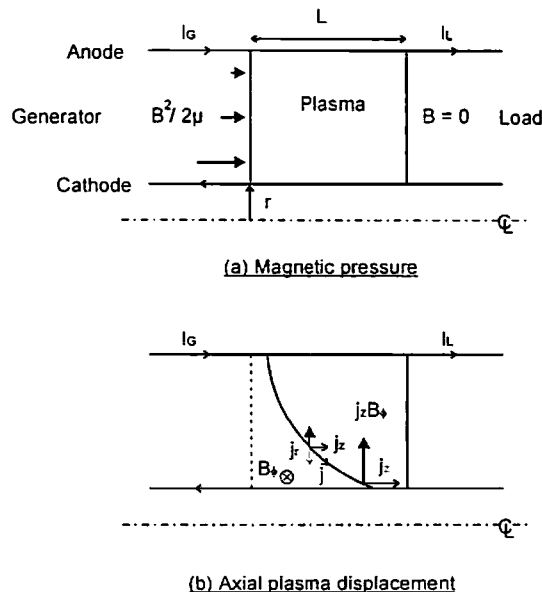


図 2.8 プラズマオープニングスイッチの磁気圧による動作理論

同軸形状の伝送経路を考え、電流が時間に比例して増加すると仮定すれば、スイッチ領域内のプラズマの運動方程式は次式で表される。

$$M \frac{d^2 z}{dt^2} = \frac{1}{2} L \left(\frac{I_0}{\tau} \right)^2 t^2 \quad (2.9)$$

ここで、 M はプラズマの質量、 z は軸方向のプラズマの移動距離、 L は単位長さあたりのインダクタンス、 τ は導通時間、 I_0 は導通時間 τ での電流値である。式(2.9)を積分することにより、時刻 t におけるプラズマの質量中心の移動距離が求められ、次式のようなになる。

$$z = \frac{L}{24M} \left(\frac{I_0}{\tau} \right)^2 t^4 \quad (2.10)$$

ここで、 $z = l_0$ (はスイッチ領域の長さ) のときオープニングが始まると仮定すると、導通電流 I_{sw} は次式となる。

$$I_{sw} = \frac{1}{\tau} \left(\frac{24Ml_0}{L} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.11)$$

外部導体(アノード)の半径を r_a 、内部導体(カソード)の半径を r_c とすると、

$$L = \frac{\mu_0}{2\pi} \ln \left(\frac{r_a}{r_c} \right) \quad (2.12)$$

$$M = \frac{\pi m_i n_e l_0}{z} (r_a^2 - r_c^2) \quad (2.13)$$

であるから、式(2.11)は以下のように書き直すことができる。

$$I_{sw} = \frac{\pi \mu_0}{\tau} \left\{ \frac{48 m_i n_e (r_a^2 - r_c^2)}{z \mu_0 \ln(r_a / r_c)} \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (2.14)$$

電流値は時間に比例して線形増加すると仮定しているので、 A_1 を定数として

$$I_{sw} = A_1 \tau \quad (2.15)$$

と表され、また式(2.14)より、 A_2 を定数として

$$I_{sw} = \frac{A_2}{\tau} n_e^{\frac{1}{2}} \quad (2.16)$$

と表される。したがって、式(2.15)及び(2.16)より、以下の式が導かれる。

$$I_{sw} = (A_1 A_2)^{\frac{1}{2}} n_e^{\frac{1}{4}} \quad (2.17)$$

式(2.17)より、導通電流 I_{sw} はプラズマ密度の 1/4 乗に比例することがわかる。

2.3.3 スノウプロウモデル[20], [29]

図 2.9 にスノウプロウモデルによる MPOS の動作理論を示す。スノウプロウモデルとは、電流導通を伴う高密度プラズマのモデルとしてよく利用されるモデルであり、このモデルに基づくスケーリング則は実験結果との良い一致が得られている[20]。初期状態として、電極間はプラズマで満たされた状態にある (図 2.9(a))。電源の放電を開始すると、このモデルではプラズマ中への磁場の侵入はないと考えているので、電流は初期プラズマの電源側を流れて導通する。(図 2.9(b))。電流層は、上流側 (電源側) の磁気圧によって下流側 (負荷側) へ押されてゆくが、このとき流体であるプラズマは電極付近よりも中心部がより磁気圧の影響を受けるため、雪かきをするように電流層は負荷側へ進展していく。その際、進行方向にあるプラズマは電流層によってかき集められていくため、スノウプロウモデルと呼ばれる。電流層の一端が初期入射プラズマの負荷側へ達すると、電流成分には半径方向のみではなく軸方向成分も含まれるため、磁気圧は半径方向にも作用し、プラズマはさらに変位を受け(図 2.9(c))、最終的にギャップが生成されることによって電子が磁場絶縁され、電流が遮断される (図 2.9(d))。このモデルによると、ギャップの生成される位置は、磁場の強さ B とプラズマ密度 N_e によって記述され、 B^2/N_e という値が最大となる位置でギャップが生成されるとされている[23]。

上記のように、POS についてはいくつかの理論があるが、現実的には使用する電流値や周期、プラズマの密度や分布、イオン種、電極形状等に大きく依存するため、実験においてプラズマの振る舞いを詳細に観測する必要がある。

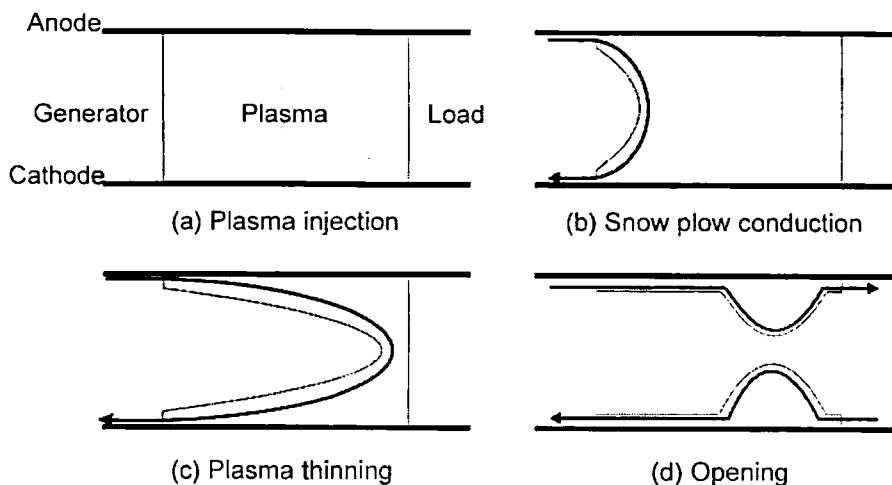


図 2.9 プラズマオープニングスイッチのスノウプロウ動作モデル

2.3.4 プラズマ源

POSではスイッチ媒質であるプラズマをPOS電極間に外部から入射する必要がある。また、プラズマを入射してからパルスパワー電源の動作を開始させるまでの時間差(ディレイタイム)を変化させると、電極間のプラズマ密度やその分布が変化するために、POS動作に大きな影響を与える。

POSのプラズマ源には、主に沿面放電を用いたものが使用される。沿面放電の方式により2種類のプラズマ源があり、フラッシュボード及びプラズマガンと呼ばれる。フラッシュボードの構造を図2.10に示す。フラッシュボードは、絶縁物上に多数の電極を配置したもので、電極間に高電圧を印加することにより絶縁物沿面上で放電を発生させ、その際にアブレートされるプラズマがPOS電極間に入射される。この方式では、大面積のプラズマを生成することができ、プラズマ密度も大きいことから、大型のパルスパワー発生装置におけるPOSで使用されている。欠点としては、プラズマ源の損傷が激しいことが挙げられる。

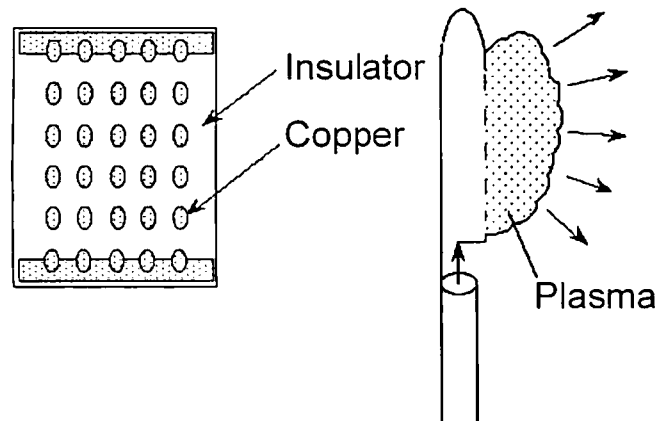


図 2.10 フラッシュボード

プラズマガンの構成図を図2.11に示す。同軸円筒状のケーブルの外部導体と内部導体間に高電圧を印加すると、沿面放電が発生してプラズマが生成され、放電電流と自己磁場によるローレンツ力によってプラズマは軸方向に噴出する。ケーブルをプラズマ源として使用することからケーブルガンとも呼ばれる。高密度のプラズマを生成することが可能で、簡単な構造のため製作も容易であるという特徴をもつ。大面積のプラズマは得られないが、多数本のプラズマガンを使用することで、所望のプラズマ面積を得ることが可能である。

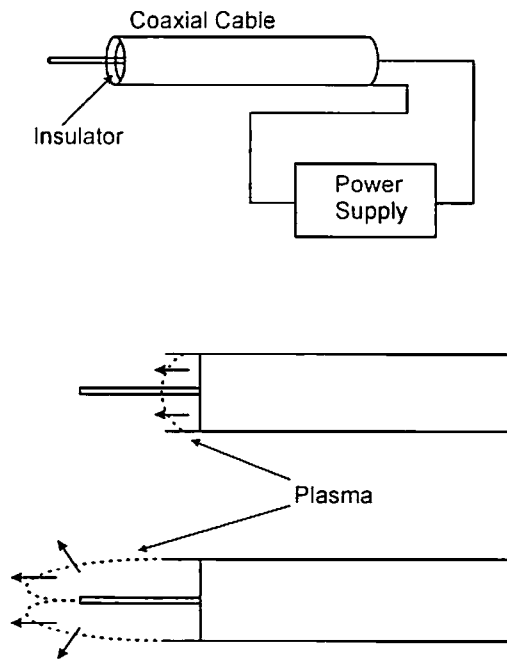


図 2.11 プラズマガン

本研究において使用している ASO-X パルスパワー発生装置の POS においても、8 本のプラズマガンが使用されており、 10^{15} cm^{-3} オーダーのプラズマ電子密度が得られている。プラズマガンによって POS 電極間にプラズマが入射される様子を図 2.12 に示す。これは、ASO-X の同軸型 POS において、He-Ne レーザを使用したレーザ干渉計によって計測したスイッチプラズマの密度分布である。なお、プラズマ電子密度は、レーザの光路(導体軸方向)にそって積分された線積分密度である。時間の経過と共に電極間のプラズマ密度とその分布は変化していることがわかるが、POS 動作はこのプラズマ密度分布に大きな影響を受ける。プラズマガンの直前は比較的大きい密度を示しているが、時間の経過と共に内部導体周辺の密度も大きくなっていることがわかる。これは、プラズマと内部導体との相互作用で生成された 2 次生成プラズマの影響や、プラズマの停滞もしくは反射によるものであると考えられる。プラズマ入射後 $3.0 \mu\text{s}$ 以前の密度分布図では内部導体付近に密度の低い帯状の領域が存在することがわかる。この領域は $3.5 \mu\text{s}$ 以降は消滅しているが、同時刻を過ぎると POS のオープニング動作も悪くなることから、初期入射プラズマ密度分布が POS 動作に大きな影響を与えるということがわかる。

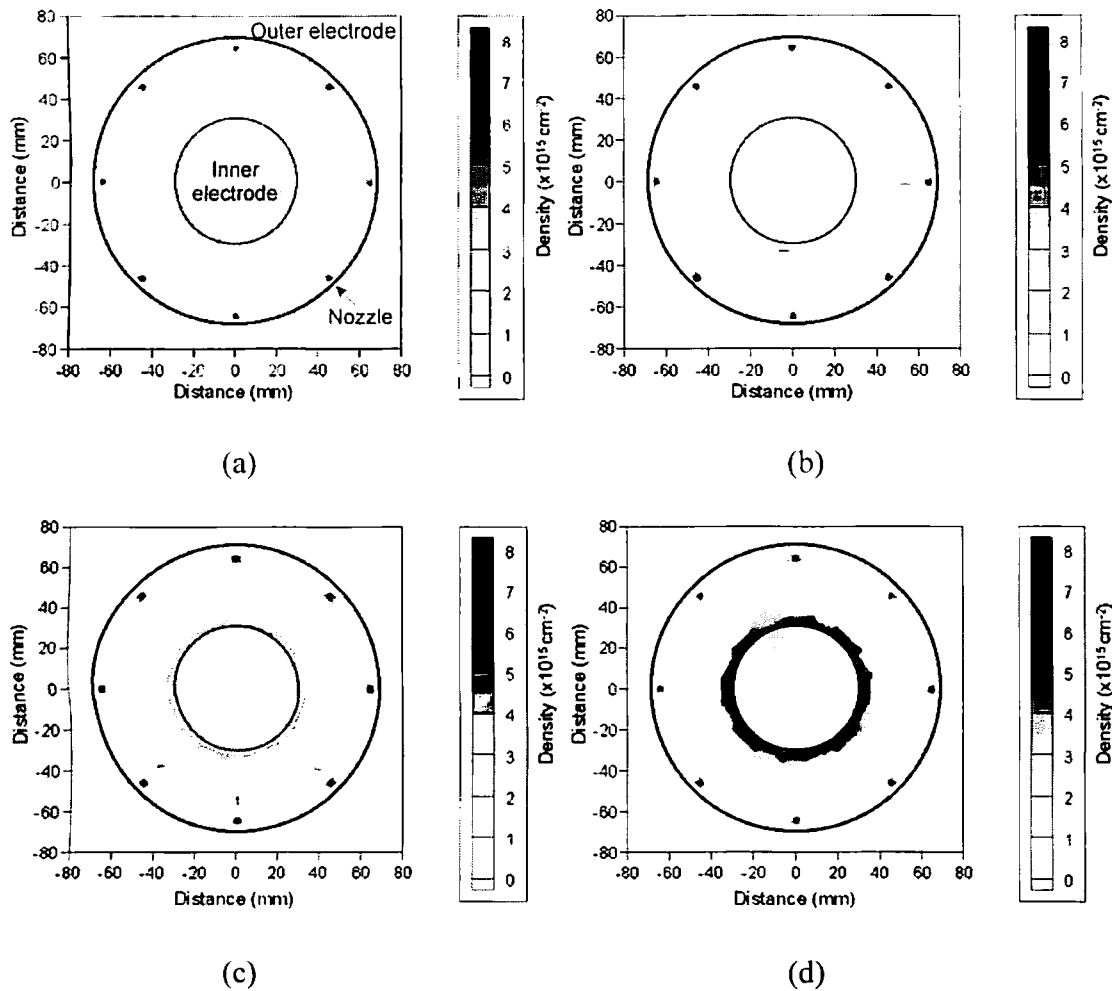
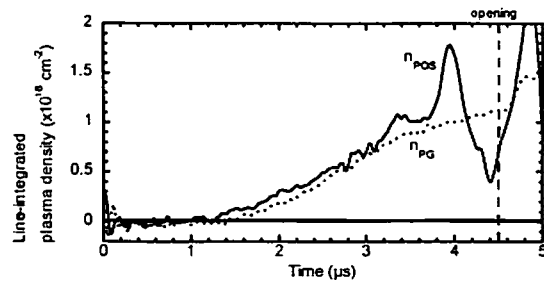


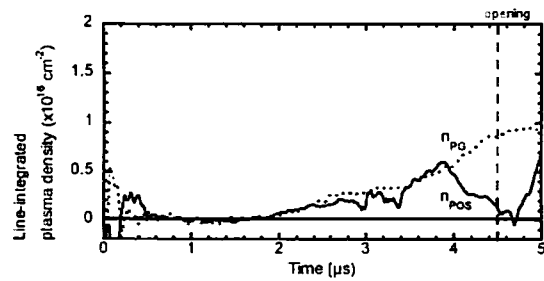
図 2.12 プラズマ入射後 2.5 μs (a)、3.0 μs (b)、
3.5 μs (c)、4.0 μs (d)のプラズマ密度分布図。

図 2.12 の場合と同様の方法によって POS 動作中のプラズマ電子密度の時間変化を計測した結果を図 2.13 に示す。図(a)、(b)、及び(c)はそれぞれ内部導体から 5 mm、11.25 mm、及び 30 mm の点で計測した結果である。ディレイタイムは 3 μs であった。電流導通開始後は、(b)を除きプラズマ密度の増加が見られるが、これは、上述したスイッチプラズマの運動の結果密度が増加したものと考えられる。その後、プラズマ密度は全ての計測点で密度の減少が見られ、電流波形におけるオープニングの時刻に最低の密度を示している。特に(b)においては、プラズマ密度が干渉計の計測限界を超えてほぼ 0 となっていることがわかり、電流遮断を引き起こすギャップが生成されたものと考えられる。図(b)が計測された点は、図 2.12 に見られる低密度領域と一致するため、初期プラズマ密度が POS のオープニング動作に深く関与しているといえる。

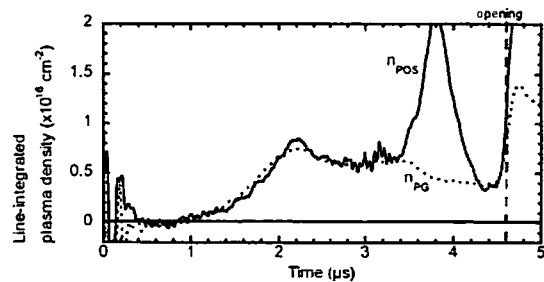
上述の POS の動作モデルはあくまでも理論モデルであるため、実際に実験においてスイッチプラズマの挙動が明確にされた例はない。したがって、POS 動作の物理現象を把握する上で、スイッチプラズマのプラズマ密度の変化を計測することは非常に重要な意味を持つ。しかしながら、ここで述べたプラズマ密度の計測例は全て軸方向にレーザを入射した場合の実験結果である。軸方向の干渉計測では、プラズマの径方向の分布や移動は観測することができるが、軸方向の分布や移動は観測することができない。上述のモデルからも明らかなように、スイッチプラズマは軸方向にも大きく移動する。そのために、弦方向にレーザ光を入射する干渉計によってプラズマ密度を計測する必要がある。



(a)



(b)



(c)

図 2.13 内部導体から 5 mm (a)、11.25 mm (b)、30 mm (c)で計測された POS 動作中のプラズマ密度の変化(実線)、及び POS 動作を行わない場合のプラズマ密度の変化(破線)。図中の縦の破線は電流は波形におけるオープニング時刻を表している。

2.4 半導体オープニングスイッチ

半導体オープニングスイッチとは、その名の通り半導体を利用したオープニングスイッチであり、ダイオードの逆電流遮断特性を利用したスイッチである。ダイオードは p 型半導体と n 型半導体を接合したものであり、順方向にバイアスをかけたときのみ電流が導通する。しかし、順バイアスから逆バイアスへと瞬時に極性を入れ替えた場合、蓄積されていた少数キャリアが再結合するまでの短い時間は電流が導通する。その後、少数キャリアが消滅すると逆電流も遮断されるため、この現象をオープニングスイッチとして利用することができる。ダイオードには逆電流を高速に遮断できる性能を持つものが存在することから、近年パルスパワー分野においてもその利用価値が見出され、研究が行われている。ダイオードは半導体であるが故に、放電を利用したスイッチと異なり非常に安定して動作し、電極の損傷等もないため寿命も半永久的であり、動作後はすばやく元の状態に戻れることから高繰り返し動作が可能である。

2.5 高エネルギー密度プラズマへの応用

パルスパワーの特徴を利用すると、非常に狭い区間に巨大な電力を集中させることが可能である。この長所を最も良く利用した応用例に高エネルギー密度プラズマの生成が挙げられる。高エネルギー密度プラズマは Z ピンチと呼ばれる現象を利用して生成される。以下に Z ピンチの概念と、その応用である慣性核融合について述べる。

2.5.1 Z ピンチ

Z ピンチとは、円筒座標系において、円柱状のプラズマに大電流を流した際、円周方向の磁場によって発生する磁気圧によってプラズマが中心軸方向に収縮する現象のことを指す[14], [15]。その幾何学的単純さから、長年にわたり研究が行われてきた[57]。過去の研究においては、Z ピンチの収縮現象そのものを利用して核融合燃料の点火を目指すという研究が行われてきたが、プラズマ不安定性の影響を排除することができないことから断念された。しかしながら、近年では Z ピンチによって高エネルギー密度状態を生成し、そこから放射される高強度の X 線を利用するという見地から盛んに研究が行われるようになった[56]-[62]。Z ピンチは、プラズマ源によって二つに大別され、一つは真空中に高速でガスを入射することによってプラズマ源とするガスパフ Z ピンチ[16]、他方は、金属細線をかご型に多数本配置したものをプラズマ源として利用するワイヤアレイ Z ピンチ[17]である。ガスパフ Z ピンチの場合、真空中にガスを入射するため、ガスの拡散の影響が大きく、均一性のとれた Z ピンチプラズ

マを生成することは困難であるが、真空排気の速度次第で繰り返し動作が可能であり、比較的強度の大きい X 線を放射することが可能であることから、半導体リソグラフィの露光光源としての利用が期待されている。一方、ワイヤアレイ Z ピンチは、真空中に金属細線を多数本配置しなければならないという技術的困難性があるため連続動作には不向きであるが、均一性のとれた Z ピンチプラズマを生成することが可能であり、プラズマの質量もガスに比べて非常に大きくすることができることから、収縮時のプラズマの運動エネルギーも非常に大きいものとなり、その結果高強度でしかも高エネルギーの X 線を照射することが可能である。その利点を利用して、近年ではレーザ[66]やイオンビーム[67]に替わる新しい慣性核融合用のドライバとして研究が行われている。

2.5.2 慣性核融合ドライバ

慣性核融合とは、重水素と三重水素の燃料ペレット（小球）の周囲を加熱し、そのときに発生する膨張プラズマの反作用でペレットを圧縮し、核融合を起こそうというものである。ペレットを加熱するのに必要なものがドライバビームであり、現在のところレーザ、及び X 線がその候補として検討されている。レーザ核融合は、レーザ技術の目覚ましい進歩により急速に発展しつつある。

レーザは、大出力のものが製造できるようになり、波長、出力、波形の制御が可能なることから、GEKKO（大阪大学レーザ核融合センタ）や NIF（National Ignition Facility, USA）のように非常に研究がすすんでいる[66]。しかし、電気的入力からレーザ発振に変換される効率は原理的に低く、また、ビーム状のレーザを均一にペレット表面に照射するためには多数本のレーザが必要になるなどの短所も持ち合わせている。

一方、レーザに替わる新しい方式の慣性核融合として、パルスパワーによって生成された高強度のパルス X 線を利用した慣性核融合の方式が検討されるようになった[56]。X 線の場合、レーザと異なりビーム状ではないためペレットの周囲を均一に照射することが可能である。また、電気的入力から X 線への変換効率も比較的大きい。X 線の出力に関しても、出力は駆動する電流値の 2 乗に比例するというスケール則が成り立つため、現在のところ電流値 60 MA のパルスパワー発生装置で Z ピンチプラズマを生成すると、核融合反応に必要な X 線出力が得られると見積もられている[58]-[60]。この研究はアメリカ合衆国サンディア国立研究所の Z-accelerator を中心として研究が進められている。現在のところ電流値 20 MA で X 線の出力 290 TW、

エネルギー1.9 MJ が達成されている[17]。短所としては、レーザと異なり X 線の波形制御が困難な点と、ワイヤアレイをプラズマ源として用いるため、繰り返し動作が困難な点である。この方式の場合、X 線を空間的に均一に照射する必要がることから、Z ピンチ自体の最適化と、ホーラムと呼ばれる X 線を閉じ込める空洞の最適化が必要である[56]。

第3章 誘導性エネルギー蓄積方式による高速パルスパワー発生

3.1 はじめに

オープニングスイッチを利用した誘導性エネルギー蓄積システムでは、比較的小型の装置で非常に立ち上がり時間の短い高出力パルスパワーを発生させることが可能である。使用するオープニングスイッチは、求めるパルスパワーのパラメータによって適切なものを使用することが必要である。本章では、オープニングスイッチの中でも最も大きな電流を導通することが可能で、かつ遮断速度が非常に速いプラズマオープニングスイッチ (POS) と、安定動作と高繰り返し動作が期待でき、かつ放電スイッチではないため寿命も半永久的である半導体オープニングスイッチ (SOS) を用いた誘導型パルスパワー発生システムについて述べる。まず、同軸型の構造をもち蓄積エネルギーの割に比較的小型で、大電流を発生することが可能な誘導電圧重畳型パルスパワー発生装置 ASO-X について述べる。ASO-X は、インターフェースなしに POS や負荷と直接真空伝送線路で接続することが可能であり、構造上蓄積エネルギーや電流値、発生電圧の変更を容易に行うことができ、POS と組み合わせることによって誘導性エネルギー蓄積によるパルス圧縮が可能である。POS は、スイッチ媒質であるプラズマを外部プラズマ減によって入射する必要があるが、ASO-X ではケーブルガンと呼ばれる単純な構造で高密度のプラズマが得られる沿面放電を用いたプラズマ源を使用している。POS の研究において重要な点は、POS 動作機構の実験的解明と、その動作特性改良である。本章では、レーザ干渉法を用いて POS 動作中のプラズマ密度の変化を計測することによって、同軸型 POS 中のプラズマの軸方向及び径方向の運動の様子を観測し、理論モデルと比較した結果について述べる。また、通常は外部導体から内部導体へ向けて垂直に入射されるケーブルガンの入射方向を変えることで POS の動作特性の改良を行った結果について述べる。また、SOS を利用することによって、高出力パルスパワーの発生をエネルギー蓄積からパルスパワーの取り出しにいたるまでの全要素に固体素子を利用した繰り返し型パルスパワー発生装置の開発について述べる。この装置は、一般的なパルスパワー発生装置と比較して、始動用のトリガスイッチを一つも持たないというユニークな点を持っている。主電源を投入するのみで、制御なしに簡単にパルスパワーを発生することができ、産業応用向けには非常に有効性の高い装置である。

3.2 誘導電圧重畳方式パルスパワー発生装置

3.2.1 装置構成

図 3.1 に ASO-X の装置写真を、図 3.2 に内部構成図を示す。ASO-X は誘導電圧重畳方式 (Inductive Voltage Adder, IVA) と呼ばれるシステムを採用した大電流パルスパワー発生装置である。装置は同軸型の構造をしており、軸方向から見て 3 つのユニットが直列に接続されている。各ユニット中心部はキャビティと呼ばれ、トロイダル状の磁気コアが収納されており、その内側に内部導体がある。IVA は荷電粒子ビームの加速に用いられる線形誘導加速器 (Linear Induction Accelerator, LIA) と同じ構造であるが、電流路となる内部導体を有する点で異なっている。LIA では内部導体の代わりに荷電粒子ビームが通過する。各ユニットの磁気コアには 1 回巻きの 1 次巻き線があり、各巻き線にはギャップスイッチと容量 $3.2 \mu\text{F}$ 、定格 60 kV のコンデンサ (HAEFLY 社製) が並列に 2 個接続されている。IVA は等価回路では変圧器と同じように表現され、出力電圧は直列に接続したユニットの数だけ一次側の電圧が重畳され、蓄積エネルギーも大きくなる。また、各ユニットに並列に接続するコンデンサの数を増加させることによって蓄積エネルギーと出力電流値を増加させることができる。このように、IVA は直列に接続するユニットの段数や、各ユニットのコンデンサ数を変更することによって出力パルスのパラメータを変えることができる柔軟性がある。

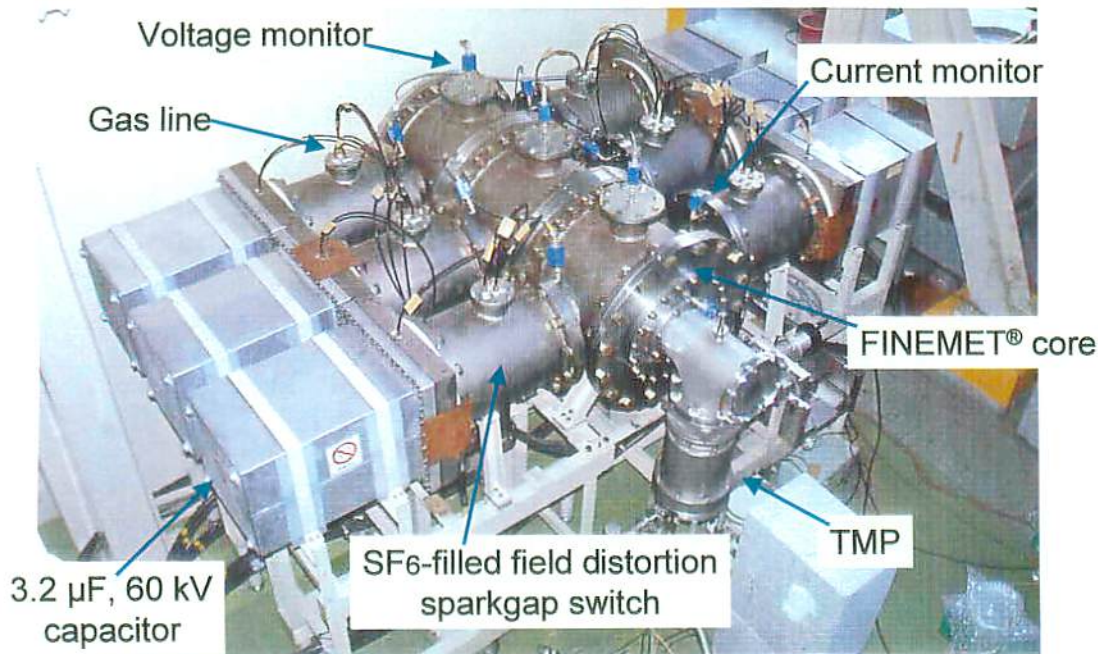


図 3.1 誘導電圧重畳型パルスパワー電源 ASO-X の装置写真

内蔵されている磁気コアの持つ B-H 特性によって磁気飽和現象が発生すると、誘導電圧重畳という本来の性能を発揮することができず、出力側の電流及び電圧値は非常に低いものとなる。そのため従来の IVA では、磁気コアの飽和現象を避けるために矩形波状にパルス整形したパルス電圧を入力する方法が採られてきた。したがって、IVA の大電流駆動は不可能であった。IVA の大電流駆動を実現するために、ASO-X では磁気コアの材質にファインメット (HITACHI METALS, FINEMET, FT-1H) が使用されている。ファインメットは、1.35 T という高飽和磁束密度を持ち、角形比 90 %、低リセット保持力、低損失という、パルスパワーにとって非常に優れた特性をもった軟磁性材料である。ASO-X では、コアの巻き線に直接コンデンサが接続されており、各コンデンサからは最大電流値 200 kA、最小立ち上がり時間 1.33 μ s の電流が供給される。各ユニットの並列コンデンサ数は 2、装置全体の直列ユニット段数は 3 であるから、負荷における最大発生電圧値は 180 kV、最大発生電流値は 400 kA、電流立ち上がり時間は 1.33 μ s である。各ユニットはさらに 2 つのコンデンサを増設することができる設計になっている。コアの巻き線と外部導体間には小型の真空インターフェースが設けられており、インターフェースより内側は複合分子ポンプとロータリーポンプにより通常 10^{-4} Torr 程度に真空排気される。インターフェースより外側は絶縁のために SF₆ ガスが充填されている。ここでのインターフェースは、各ユニットで発生する電圧のみに耐えればよく、容量型のパルスパワー発生装置で利用されるような高電圧用のインターフェースとは異なっている。IVA の大きな特徴として、外部導体は常に接地電位にあるということが挙げられる。高電圧部はすべて装置内部にあるので、外部機器との絶縁距離を保つ必要はなく、マルクス発生器でしばしば利用されるような絶縁オイルを満したタンクに納める必要がないという利点がある。また、同軸構造であるので装置のインダクタンスも低く、IVA 単体でも立ち上がりの速い電流を発生することができるが、POS 及び負荷とインターフェースなしに直接接続することができ、誘導性エネルギー蓄積によるパルス圧縮を行うことによって、更なる電流の高速化と、電圧の増幅を行うことが可能である。

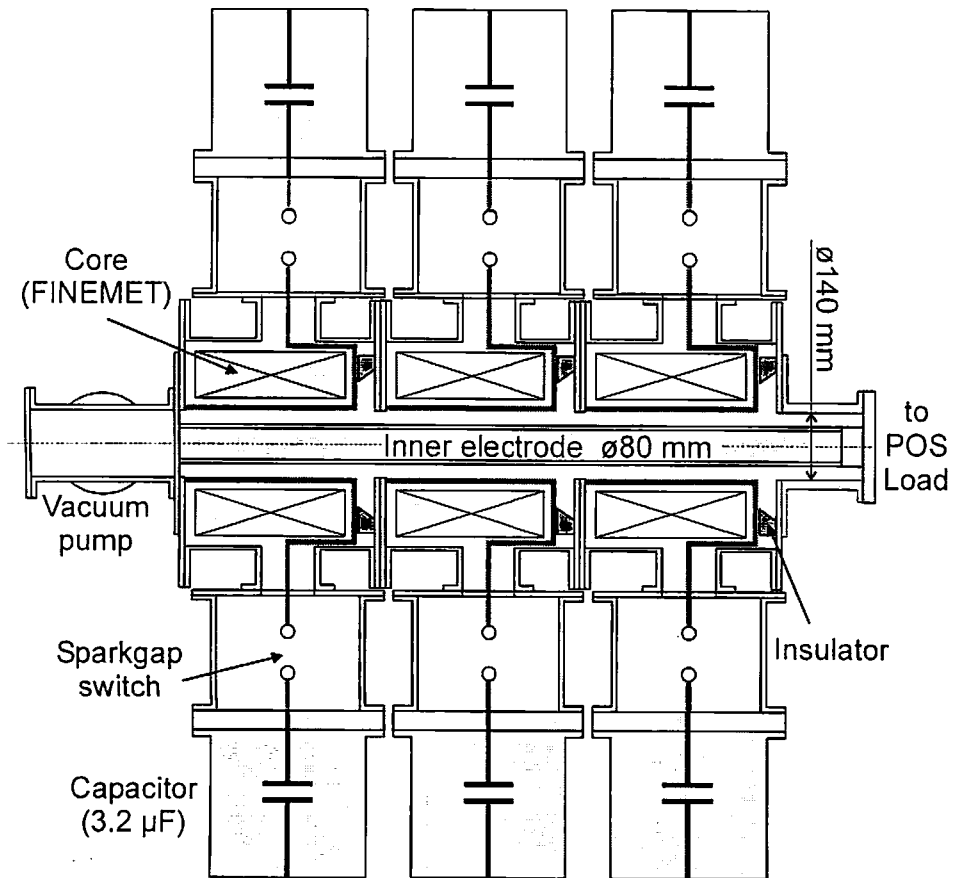


図 3.2 ASO-X の内部構成図

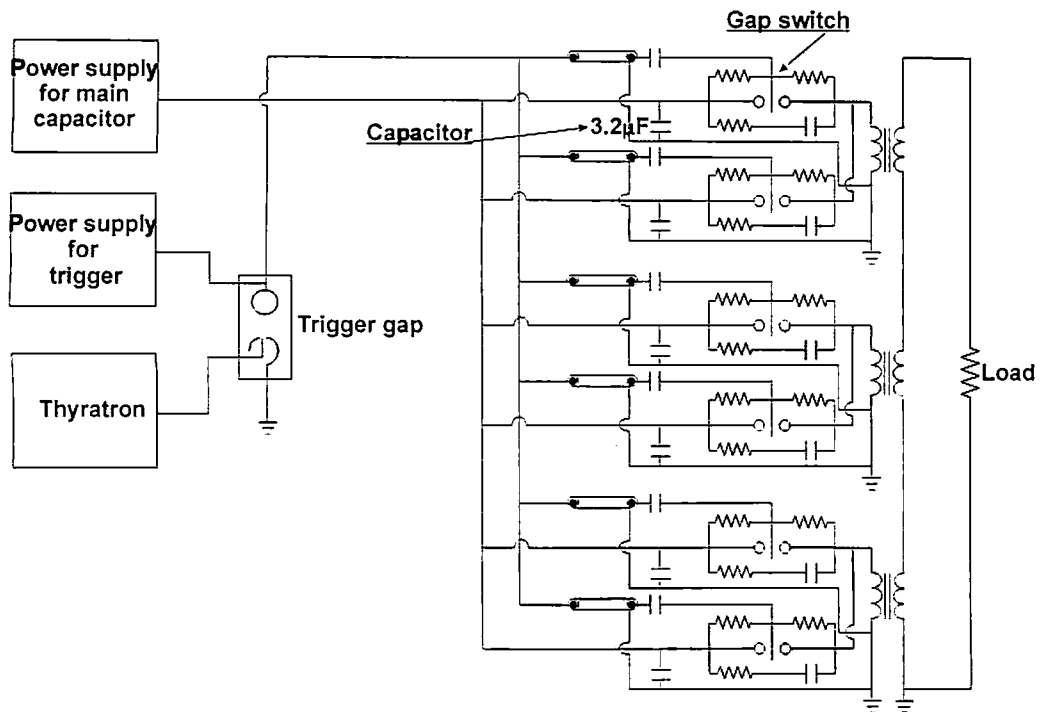


図 3.3 ASO-X の等価回路図

図 3.3 に ASO-X の回路図を示す。ASO-X のコンデンサを放電させるためのスイッチには電解歪み型のギャップスイッチが使用されている。6 個あるギャップスイッチを同時に動作させる必要があるが、そのためにギャップスイッチのトリガパルスを生じさせるためのケーブルは 60 kV 程度に充電され、6 本のケーブルは 1 個のトリガトロン型のギャップスイッチに接続されている。トリガ用のギャップスイッチが短絡すると、6 個すべてのギャップスイッチのトリガ電極に同時に高電圧パルスが印加される。スイッチの内部構成を図 3.4 に、スイッチの外観を図 3.5 に、スイッチ内部写真を図 3.6 にそれぞれ示す。エポキシ樹脂で製作されたケースと、1 対の主電極、及び 1 個のリング状トリガ電極から構成されている。主電極及びトリガ電極は、大電流に耐えるように銀・タングステンの合金で製作されている。また、6 個のスイッチ間の動作時間のずれを極力軽減させるために、トリガ電極と主電極間の距離は 2.4 mm と短くなっており、ケース内部を SF₆ ガスにより加圧することによって絶縁耐力を高めている。

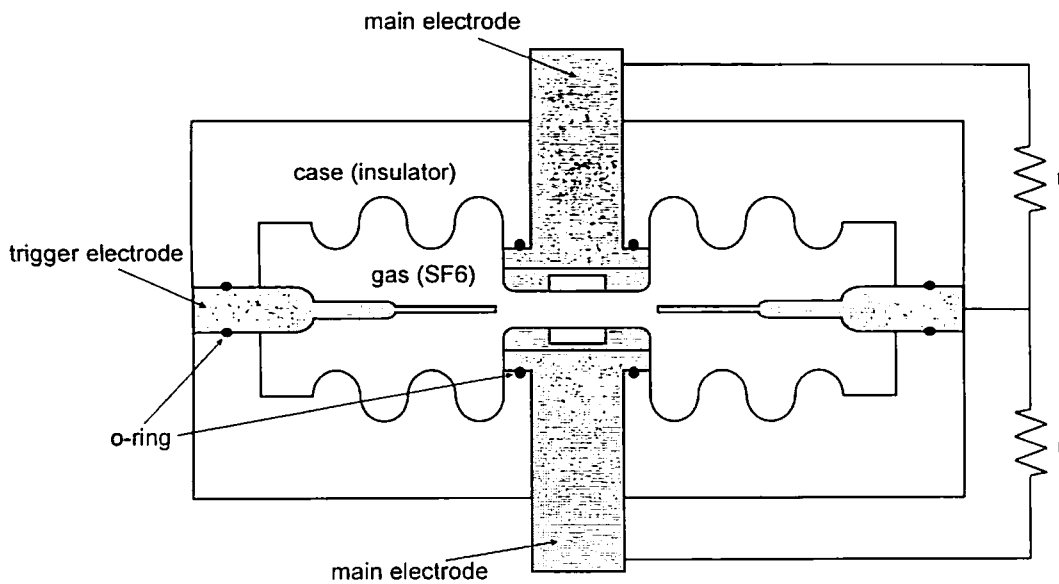


図 3.4 ASO-X の主ギャップスイッチの内部構成図

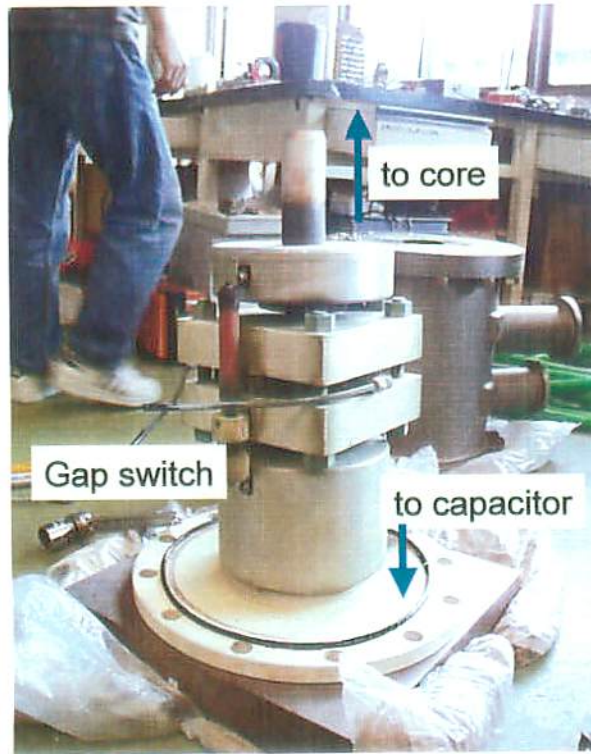


図 3.5 ASO-X の主ギャップスイッチの外観

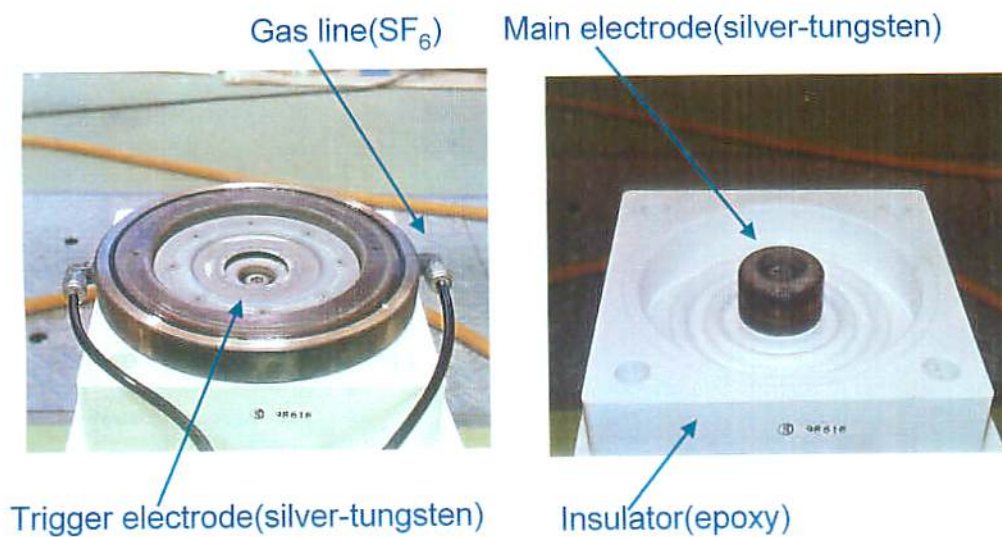


図 3.6 ASO-X の主ギャップスイッチの内部写真

ASO-X では負荷電流の高速化と負荷電圧の増幅を誘導性エネルギー蓄積によって行うために、POS が使用される。図 3.7 に POS の構成図を示す。内部導体径 80 mm、外部導体径 140 mm の同軸伝送線路が ASO-X の出力端に直接接続される。なお、内部導体の直径は実験に応じて変更することが可能である。負荷は、伝送線路の終端に設置される直径 10 インチのチャンバー内部に設置される。POS 実験を行う場合は、内部導体と外部導体を短絡することによって誘導性の負荷とするが、その場合の負荷インダクタンスは約 70 nH である。ASO-X と負荷の途中にケーブルプラズマガンを経た POS が設置されている。POS を使用する場合の上流側（ASO-X 側）の電流は、ASO-X 出力端に設置されたロゴスキーコイルで、下流側（負荷側）の電流は負荷チャンバー内に設置したピックアップコイルによって計測される。図 3.8 に POS の断面図を示す。POS は 8 本のプラズマガンで構成されている。プラズマガンは高電圧用の同軸ケーブルの外部導体を剥ぎ取ったものを用いて製作されている。内部電極は銅製で直径 2.9 mm、絶縁体はポリエチレン製であり、内部電極に高電圧を印加することによって内部電極と POS の外部導体間の絶縁物上で沿面放電が起こり、絶縁物がプラズマ化し、生成プラズマはローレンツ力によりプラズマガンの軸方向に噴出する。そのため、プラズマはノズルを通して外部導体から内部導体へ向けて垂直に入射される。プラズマの生成は絶縁物上の沿面放電によっているため、主としてポリエチレンを構成している炭素や水素のプラズマが生成される。図 3.9 にプラズマガンの駆動回路を示す。2 本のプラズマガンが 0.7 μ F のコンデンサ 1 個で駆動されている。4 個のコンデンサは 1 個のギャップスイッチによって放電が開始されるため、8 本のプラズマガンの動作時間のずれは無視できるほど小さく、生成プラズマ密度も同程度である。コンデンサは 25 kV 程度に充電され、その際のプラズマガン 1 本あたりの電流値は約 8 kA で、放電の 1/4 周期は約 1.6 μ s である。

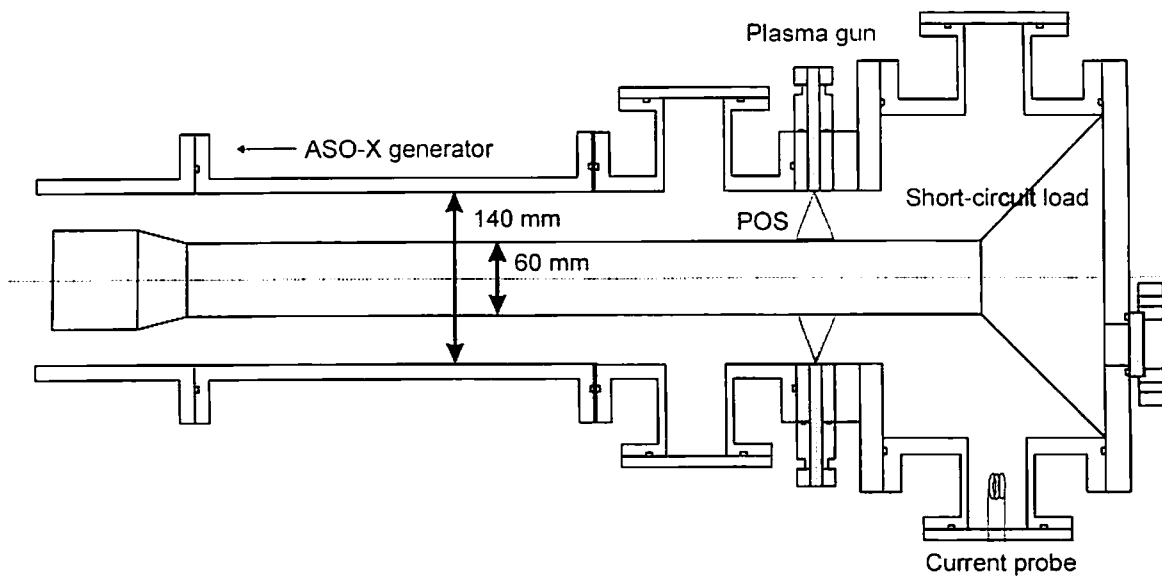


図 3.7 POS 及び負荷の構成図

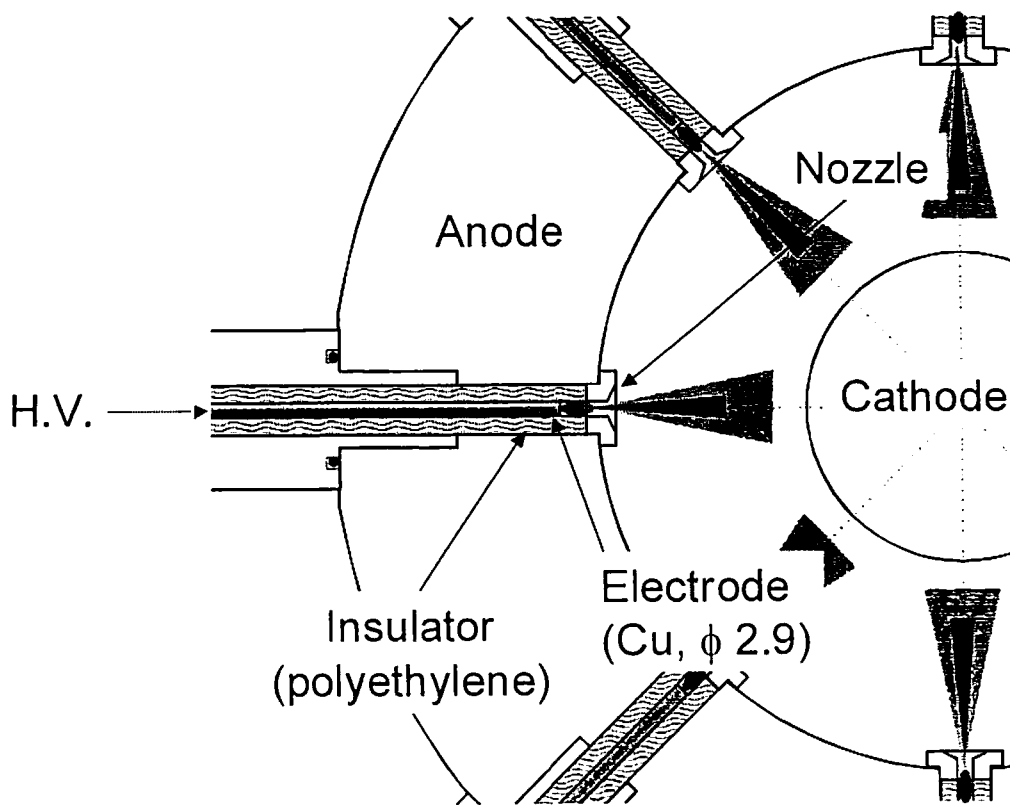


図 3.8 POS の断面図

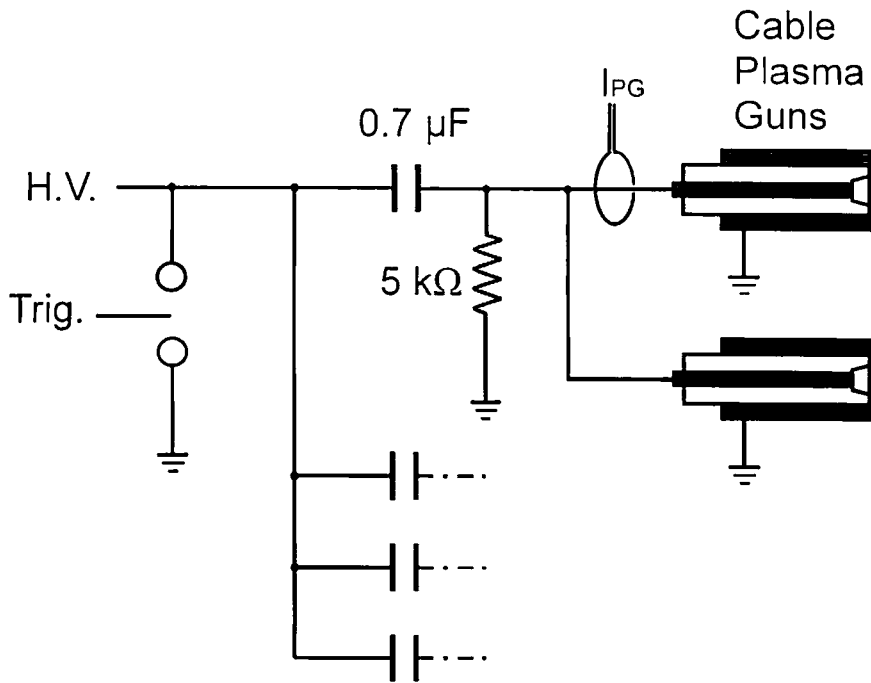


図 3.9 プラズマガンの駆動回路

3.2.2 実験結果

図 3.10 に ASO-X 単体の、すなわち POS 動作を行わない場合の典型的な電流波形を示す。これは、ASO-X の出力端を短絡した場合の実験結果である。このように、ASO-X のコンデンサを 60 kV に充電した場合においては、負荷電流値 400 kA、電流立ち上がり時間 1.33 μ s が得られる。図 3.11 に POS 動作をさせた場合の典型的な電流波形を示す。これは、ASO-X の充電電圧を 30 kV とした場合の波形である。この図から、約 1 μ s の導通時間中は負荷電流が流れていないことがわかる。この間は電流はすべて POS 中を流れ、インダクタンスにエネルギーを蓄積している。その後 POS のオープニングによって急激に負荷電流が立ち上がり、およそ 50 ns で立ち上がっていることがわかる。POS を利用することによって、電流の立ち上がり時間で約 30 倍の高速化が行われていることになる。

図 3.12 にディレイタイムと導通時間の関係を示す。ディレイタイムとは、プラズマガンの入射からパルスパワー電源の放電を開始するまでの遅延時間のことで、POS にとって重要なパラメータの一つである。プラズマガンが入射するプラズマの密度は時間の経過と共に高くなるため、ディレイタイムを長くすると POS 領域のプラズマ密度も高くなる。したがって、ディレイタイムを長くすることによって POS の導通時間も長くすることができる。実験結果においても、ディレイタイムの増加と共に導通時間が長くなっていることがわかる。

図 3.13 にディレイタイムと負荷電流増加率の関係を示す。負荷電流増加率は POS のオープニング速度が速いほど大きい値となる。オープニング速度は POS 領域のプラズマ密度や分布、作用する磁気圧に大きく依存するものと考えられるが、それらはディレイタイムによって変化すると考えられる。図より、ディレイタイムの増加と共に負荷電流増加率も大きくなっており、ディレイタイムが約 $2.6 \mu\text{s}$ 付近で最高値 $3.4 \times 10^{12} \text{ A/s}$ となっていることがわかる。このディレイタイムにおいては、図 3.12 より導通時間が約 $1 \mu\text{s}$ であるから十分電流値も大きく、磁気圧の大きさも十分大きいと考えられる。磁気圧の大きさと、POS 領域におけるプラズマの分布の影響により、約 $2.6 \mu\text{s}$ 付近で最高の負荷電流増加率が得られたものと考えられる。

このように、ASO-X は POS と組み合わせた誘導性エネルギー蓄積システムとすることで、Z ピンチのような高速大電流を必要とする負荷にとって、小型でありながらも非常に優れた性能を有している。

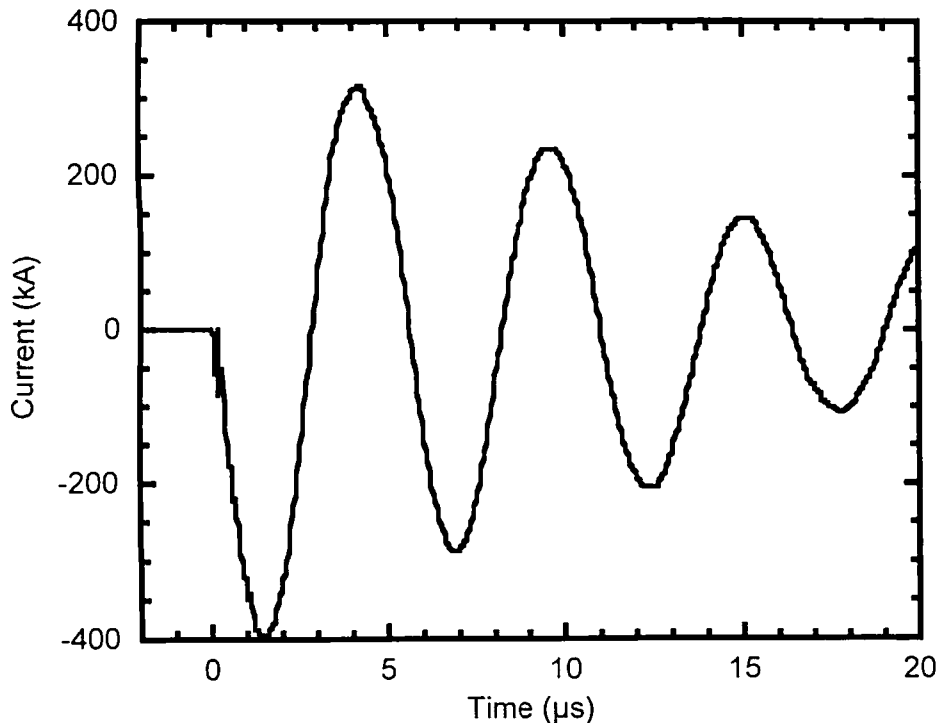


図 3.10 最大充電時の ASO-X の出力電流波形

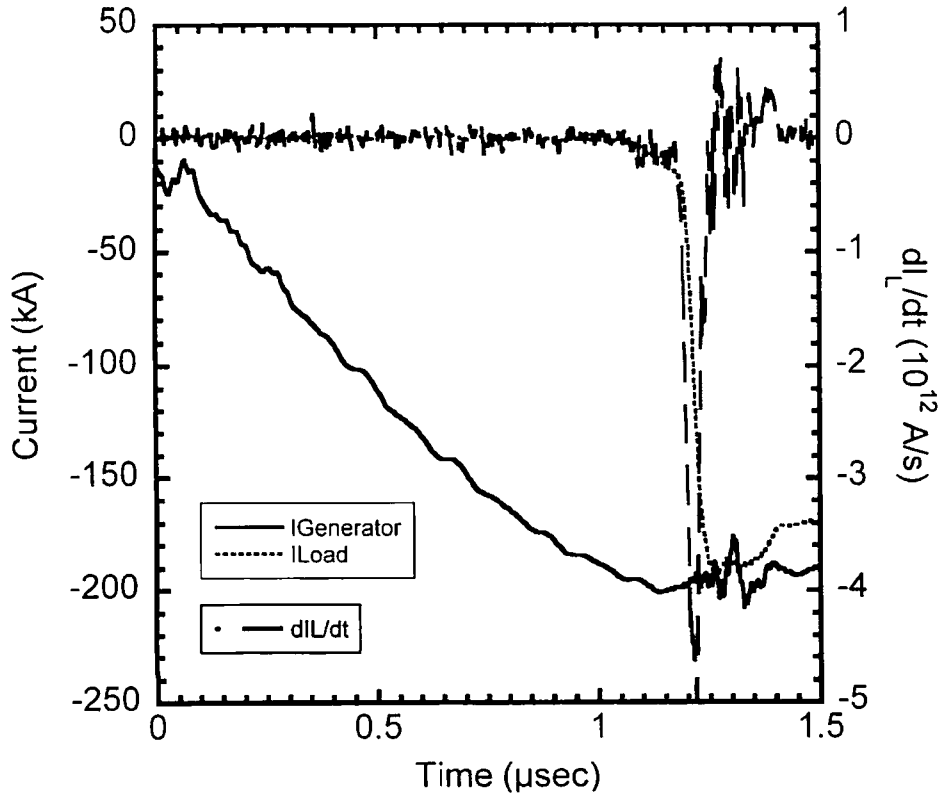


図 3.11 POS 動作時の典型的な電流波形

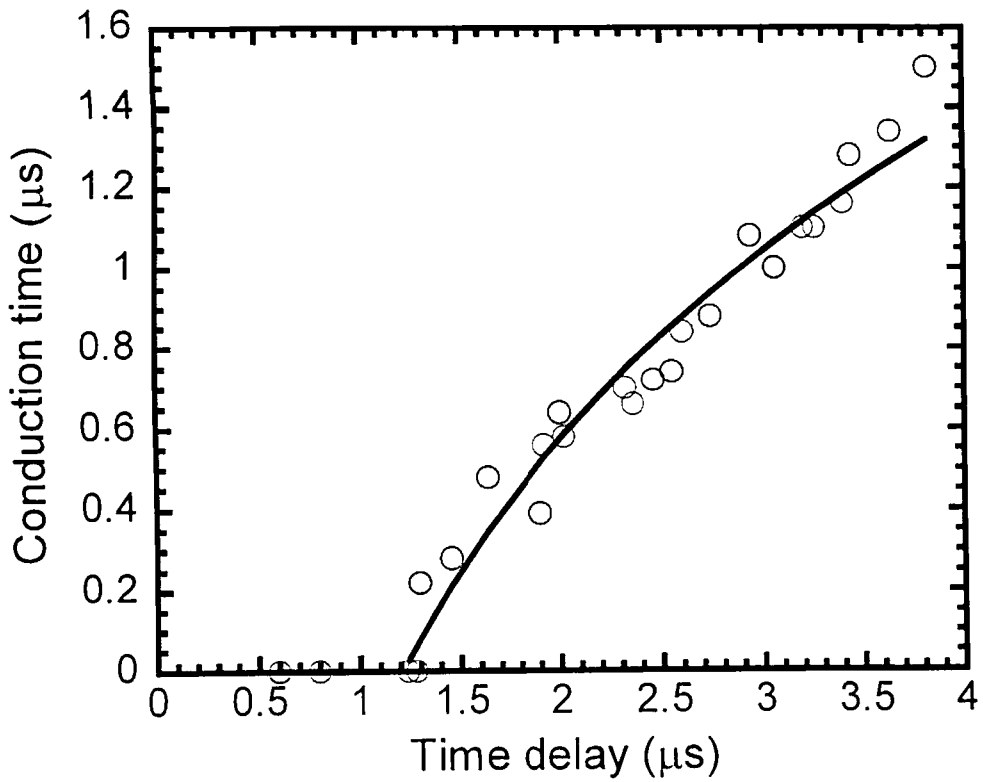


図 3.12 デイレイタイムと導通時間の関係

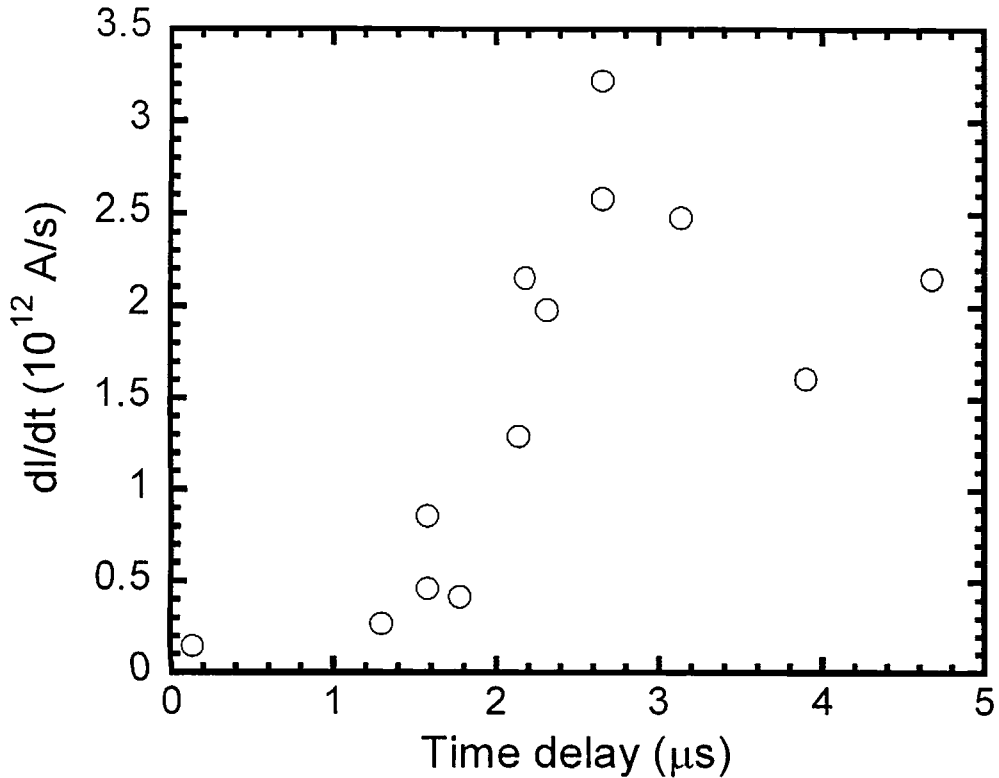


図 3.13 ディレイタイムと負荷電流増加率の関係

3.3 プラズマオープニングスイッチにおけるプラズマの挙動観測

3.3.1 はじめに

POS は誘導性エネルギー蓄積方式高出力パルスパワー発生システムにとって非常に重要な要素の一つである。中でも長導通時間を持つ POS は、1 MA 以上の大電流をおよそ 1 μs 導通することが可能である。POS における電流の導通及び高速遮断は、外部プラズマ源によって POS 領域に入射されたプラズマが、電流導通時に MHD 的な運動をすることによって行われ、その運動の様子はスノウプロウモデルとして表される。スノウプロウモデルに基づく POS のスケーリングは、実験結果との非常に良い一致がこれまでに得られている。また、POS の物理機構に関しては、これまでに数値シミュレーションによる手法によって理論的予測が行われてきた。

一方で、最近になってレーザを用いた光学干渉計の進歩によって POS のメカニズムを実験的に解明し様という試みも行うことができるようになった。同軸系のシステムにおいて、軸方向にプローブ光を入射することによって、電流導通中の POS プラズマの径方向の運動が研究されてきた。その結果によると、オープニング時において、POS 領域のある場所でプラズマ密度が減少することがわかっている。その密度の減

少は、POS 動作に直接関与しているギャップの生成を表すものである。しかしながら、POS プラズマの運動は径方向のみではなく、軸方向にも運動している。それゆえ POS 動作中に起こっている物理現象を明らかにするためには、POS プラズマの軸方向の運動も実験的に観測する必要がある。

本節では、POS プラズマの軸方向及び径方向の運動をレーザ干渉法を用いて観測した結果について述べる。POS 部の同軸構造に改良を加えることによって、広範囲にわたる POS 領域の多数点で弦方向にプローブ光を入射できるような装置を製作し、プラズマ中の電子密度の計測を行う実験を行った。多数点の密度計測結果を総合し、POS 領域における等密度図を描くことによって、POS プラズマの挙動を明らかにした。干渉計測の結果を補完する意味で、POS プラズマの発光を分光器を用いて波長分解する実験もあわせて行った。

3.3.2 実験装置及び方法

図 3.14 に実験装置を示す。誘導電圧重量型パルスパワー電源 ASO-X は図中左端に接続されている。POS 部は、内部導体径 80 mm、外部導体径 140 mm の同軸円筒状で、内部導体が高電圧陰極、外部導体が接地陽極となっている。プラズマガンは外部導体に 8 本対称に取り付けられているが、本実験では干渉計測のためのプローブレーザを入射させるための領域を作るために上部と下部に取り付けられた 2 本のみを使用している。プラズマガンを減少させることによって生じる POS 領域におけるプラズマの総量の減少は、POS 動作にほとんど影響を与えず、導通時間も 1 μ s 程度の十分なものが得られることがわかっている。負荷は短絡負荷とし、約 70 nH のインダクタンスを持つ誘導性の負荷である。電源電流は ASO-X の出力端に取り付けられたロゴスキーコイルによって、負荷電流は負荷チャンバー内に取り付けられたピックアップコイルによって計測している。

プラズマ密度の計測にはマイケルソン型の He-Ne レーザ干渉計を使用した。干渉計の配置図を図 3.15(a)に示す。He-Ne レーザからのプローブ光はビームスプリッタによって 2 分され、一方はガラス窓を通して POS 部に入射され、他方は空気中を通り、それぞれ全反射ミラーによって反射され、再び同じ光路を戻す。チャンパー内でプラズマ密度の変化が生じると、屈折率の変化によって 2 つのレーザ光の位相差に変化が生じ、ビームスプリッタで合成された光の強度に変化が生じる。その変化量を計測することによって、プラズマ密度を計算することが可能である。合成光は、空間分解能を向上させるために直径 3 mm のピンホールを通過し、焦点距離 50 mm のレン

ズによって石英光ファイバーへ集光される。光ファイバーは、電磁のノイズの影響を避けるために電磁波シールドルーム内に設置されたPINフォトダイオードに導かれ、光強度の計測が行われる。計測は、図 3.15(b)に示されるように、軸方向に関して上流側 10 mm から、下流側 60 mm の範囲、径方向に関してカソード表面(0 mm)から、カソードから 25 mm の範囲内を計測した。プラズマガンと ASO-X 間のディレイタイムは、導通時間が約 1 μ s となるように固定し、電流波形はショット毎で大きなばらつきは見られなかった。しかしながら、POS プラズマの全体的な挙動はショット毎に異なると考えられるため、データの正確性を向上させるために各点において5ショットずつ計測を行い、明らかに挙動の異なるデータについては除外した。そのようにして得られた各点における密度変化のデータから、POS 領域全体におけるプラズマ密度の等密度図を描いた。電流値及びPINフォトダイオードの信号は、4 GSa/s、4チャンネル、1.5 GHz のデジタルオシロスコープ(Hewlett Packard, HP54845A)で記録した。また、分光計測においては、焦点距離 50 mm のレンズによって計測したい点からの発光のみを光ファイバーへ集光し、多チャンネル分光器 OMA (愛宕物産製、Macs320) を用いて計測した。

光が媒質中を通過することによって生じる位相変化量は以下の式で表される。

$$\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^L |n-1| dL \quad (3.1)$$

ここで、 λ は光の波長、 L は媒質の長さ、 n は媒質の屈折率である。一方、プラズマの屈折率 n_{pl} は以下の式で表される。

$$n_{pl} = 1 - \frac{\lambda^2 e^2}{8\pi^2 c^2 m_e \epsilon_0} N_e \quad (3.2)$$

ここで、 e は電気素量、 c は光速、 m_e は電子の質量、 ϵ_0 は真空の誘電率である。式(3.1)及び(3.2)より、プラズマ中を光が通過することによって生じる位相変化量は以下の式で表される。

$$\phi_p(N_e) = 2.84 \times 10^{-15} \lambda \int_0^L N_e dL \quad (3.3)$$

したがって、干渉計において合成光の光強度の変化は式(3.3)中の位相変化量 $\phi_p(N_e)$ を表すので、式(3.3)によりプラズマ中の電子密度を計算することができる。ここで、式(3.3)より明らかであるが、干渉計測によって求められるプラズマ密度は、プラズマ中のプローブレザの光路に沿って積分された線積分電子密度である。局所的な電子密度に変換するためには、レーザの光路で線積分密度を除することによって平均的な密

度を求めるか、アーベル変換を用いて局所密度を求める必要がある。しかし、アーベル変換の困難さから、POS 実験においてはもっぱら線積分密度で議論される。

プラズマの屈折率は、電子密度のみではなく、イオン密度や中性粒子密度によっても決定される。イオン密度の寄与は、電子密度に比較して電子とイオンの質量比 m_e/m_i だけ小さいため、無視することができる。中性粒子の寄与は電子のそれと同程度大きい、プラズマ中の電子温度次第では無視することができる。POS プラズマでは、プラズマ中の電子温度は数 eV 程度であり、一般に中性粒子密度は無視されることが多い。本研究においても、プラズマ中の中性粒子密度は無視している。

実験で使用した He-Ne レーザの波長は 632.8 nm であるから、式(3.3)は以下のようになる。

$$\int N_e dL = 5.56 \times 10^{16} \phi_p(N_e) \quad (\text{cm}^{-2}) \quad (3.4)$$

位相変化が $\pi/2$ よりも小さいプラズマに関しては、干渉信号の強度変化と電子密度は比例関係にあると考えることができる。したがって、式(3.4)は以下の様に近似することができる。

$$\int N_e dL = 5.56 \times 10^{16} \frac{\Delta A}{A} \quad (\text{cm}^{-2}) \quad (3.5)$$

ここで、 A は干渉計が機械的振動によって振動することに起因する干渉信号の最大振幅、 ΔA は初期位相からの変化量である。干渉信号は、干渉計が真空ポンプなどの影響で振動することにより、プラズマの時間スケール(μs オーダー)よりも非常に長い時間スケール(ms オーダー)で正弦波的に振動している。そのため、干渉信号の位相が 0 となる付近では式(3.5)が有効であるが、位相が 0 から離れれば離れるほど実際の値との誤差が大きくなる。そのため、実験においては、干渉信号をモニターし、位相が 0 の場合に実験装置を動作させるようなコントローラを用いることによって、実験の正確性を向上させた。

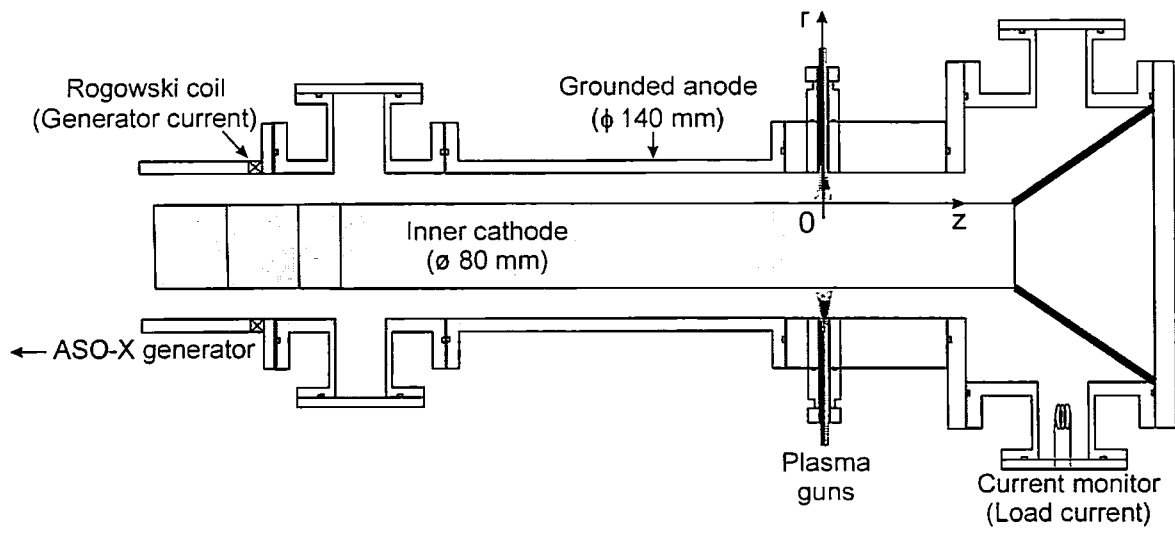
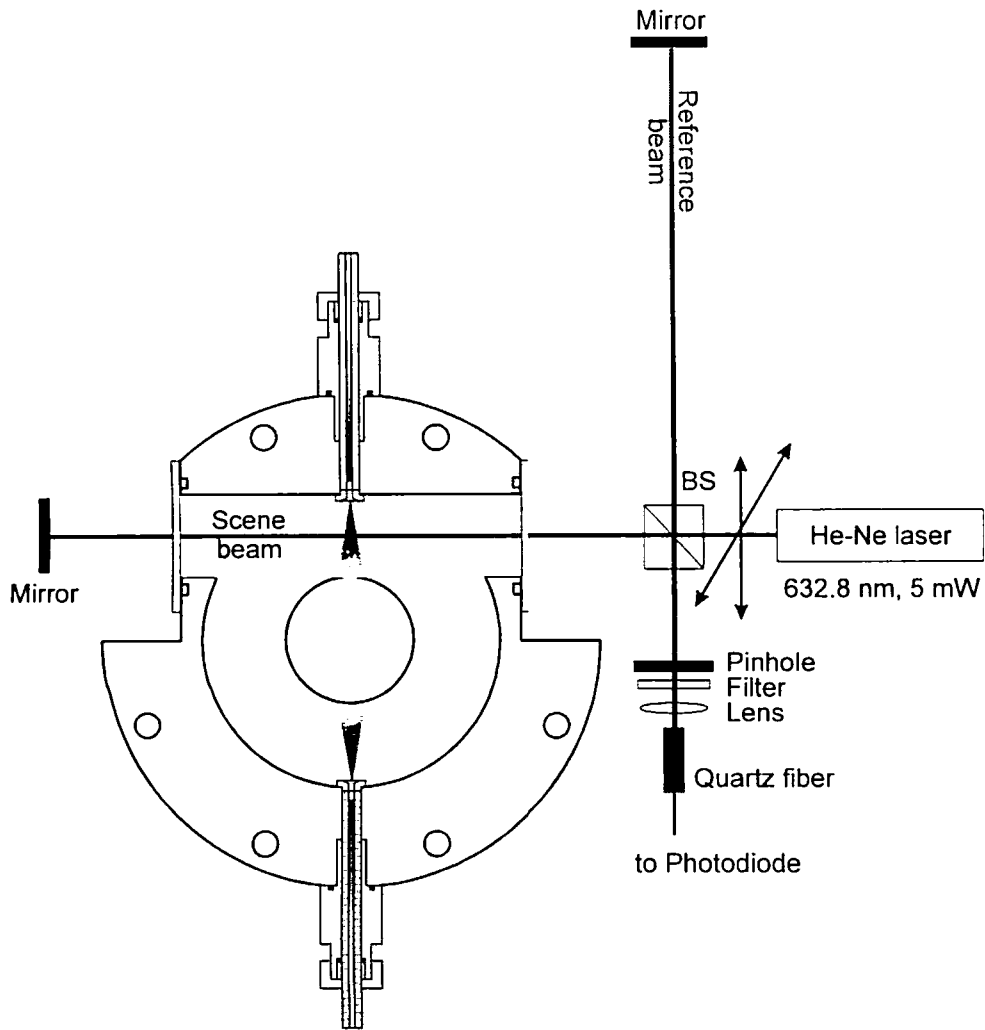
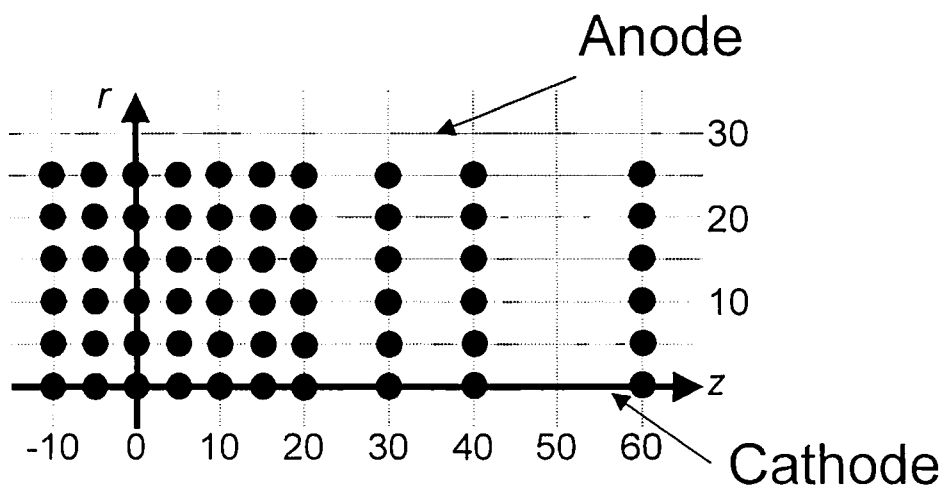


図 3.14 弦方向レーザ干渉実験における実験装置図



(a)



(b)

図 3.15 レーザ干渉計の構成図(a)及び POS 領域における電子密度の計測点(b)

3.3.3 実験結果及び考察

図 3.16 に POS 動作中の典型的なプラズマ電子密度の変化を示す。図は、すべてカソード表面から 10 mm 離れた点での計測結果であり、同図(a)はガンの軸より 10 mm 上流、(b)はガンの軸上、(c)は 10 mm 下流、(d)は 20 mm 下流でのプラズマ線積分電子密度の時間的变化及び電源電流、負荷電流の波形である。すべての点において、プラズマ密度が一旦は増加し、その後減少していることがわかる。4つの図を比較すると、POS の上流側から順に密度が増加していることがわかる。これは、導通段階においてプラズマが磁気圧によって負荷側へ進展していることが原因であると考えられる。また、ピーク密度は、10 mm の点が最も高くその両側で低いことから、下流側 10 mm 付近までは、密度の増加を伴いながらプラズマは進展し、その後はギャップの生成によってプラズマ密度は低くなっているものと考えられる。しかしながら、下流側 20 mm の点においては、オープニング後に密度の増加が見られるが、オープニング後にギャップが再導通するためであると考えられる。

図 3.16 のようなプラズマ密度の時間変化が各計測点で得られるので、それらを総合してプラズマ密度の等密度図を描き、導通段階、オープニング段階、及びオープニング後の POS プラズマの挙動を観測した。図 3.17 に電流導通開始後 500 ns (a)、600 ns (b)、700 ns (c)、800 ns (d)、900 ns (e)、1200 ns (f)の等密度図をそれぞれ示す。500 ns 以前は、プラズマ密度がさほど大きくないため、使用したレーザ干渉計の感度でははっきりとプラズマの形状を観測することができなかった。500 ns では、プラズマガンの軸上にはっきりとプラズマの形状が現れている。また、プラズマガン周辺のプラズマは、全体で最も高密度となり、その中心は 5 mm 程度下流側へ移動していることがわかる。一方、カソード表面には比較的高密度のプラズマシースが広がり、かつ $13 \text{ cm}/\mu\text{s}$ という非常に速い速度で下流側へ進展していることがわかる。

600 ns においては、プラズマガン軸周辺のプラズマはさらに下流側へ広がり、プラズマガンのノズル付近のプラズマ密度は非常に高密度になっている。一方、カソード表面のプラズマシースはガンの軸から 60 mm 程下流側へ進展していることがわかる。図(b)中の右上には POS 領域からかなり離れているにもかかわらずプラズマの塊が見られるが、これは、加速されたプラズマがチャンバ壁やウィンドウと相互作用することによって生成されたプラズマであると考えられるが、POS 領域から十分離れているため POS 動作そのものとは関係なく、また POS 動作に影響を与えるものではないと考えられる。

700 ns においては、600 ns 以前にプラズマガン軸上に合ったプラズマは、カソー

ド側において 25 mm、アノード側において 5 mm 下流側へ移動している。したがって、POS 領域中央部ではプラズマは負荷側へ向かって折れ曲がった形をしており、徐々に切れ始めている様子がわかる。

図(d)は電流導通開始後 800 ns のプラズマ密度分布を表しており、電流波形においてはオープニングが起こっている時間である。800 ns では、カソードから 10 mm から 25 mm のプラズマは 5 mm 程度下流側へ移動していることがわかる。また、カソード側のプラズマはおよそ 30 mm 下流側へ移動していることがわかる。この移動距離の違いは、プラズマの密度あるいは質量の違い及び作用する磁気圧の違いに起因するものである。プラズマの密度が薄いか、あるいは質量が軽い場合、または磁気圧が強い場合は下流側へ向けて容易に加速され、同じ時間経過後の速度と移動距離も大きくなる。そのためプラズマは非常に折れ曲がった形状をなし、最終的にプラズマが切れることによってギャップが形成され電流が遮断される。図(d)において、カソードから 10 mm 付近に密度の非常に薄い領域、すなわちギャップが形成されていることがわかる。この領域においては電子が磁場絶縁され、電流が遮断されているものと考えられる。ギャップの大きさは、この図から数 mm であると見積もられる。

図(e)は電流導通開始後 900 ns のプラズマ密度分布を表している。電流波形では、オープニング直後に相当する。図(d)において見られた低密度領域はこの図では見られず、ギャップは再び閉じている様子がわかる。また、早い時間から図中右上に見られたプラズマの固まりはカソード側へかなり進展し、カソード側のプラズマと一体となろうとしている様子がわかる。

図(f)は 1200 ns 後のプラズマ密度分布を表している。POS プラズマの構造は非常に複雑になり、オープニング前に見られたようなはっきりとしたプラズマ柱の形状はもはや見られない。オープニング時に見られたギャップは完全に閉じ、プラズマ密度は非常に高くなっている。全体的なプラズマ密度の上昇は、ギャップが閉じたことにより電源から供給される電流のすべてが POS 部を流れることに起因する。以上のように、電流導通開始後の各時間におけるプラズマ密度の分布を描くことにより、導通段階からオープニング後にかけての一連の POS プラズマの挙動が明らかになった。

より定量的な解析を行うために、POS プラズマ中の電流路の移動を検討した。図 3.18 は、カソード表面(0 mm)から 25 mm の径方向の各距離において、各時間で最も密度の高い点をプロットしたものである。実際に電流路が POS プラズマ中をどのように移動していくかを観測するのは困難であるので、最も密度の高い点をつないだ線が POS プラズマ中の電流路を代表するものとして、その移動を検討した。

10 mm から 25 mm においては、その移動の様子がはっきりと確認できない。これは、この領域における POS プラズマは柱状の形状をしており、密度も比較的高く、時間が経過しても顕著な移動が見られないためである。それとは対照に、カソード表面及び 5 mm の距離におけるプラズマの移動は明確に確認することができる。カソードから 5 mm の距離では、導通開始直後はプラズマガンの軸から 10 mm の点に位置するが、時間の経過と共に移動し、オープニングが起こる時間である 800 ns 経過後はプラズマガンの軸より 30 mm 下流側に位置していることがわかる。また、その移動速度は時間の経過と共に速くなっていることもわかる。カソード表面から 10 mm の距離、及びカソード表面のプラズマの移動と比較すると、5 mm の距離における下流側への移動速度は速い。この移動速度の違いがプラズマの折れ曲がりを生じさせる原因となっており、ギャップの生成に直接影響を及ぼす径方向の磁気圧の作用を引き起こしている。

図 3.19 は、カソード表面(0 mm)とカソードから 5 mm の距離における下流側へのプラズマの移動の様子を表したものである。また、図中の実線及び破線は時間の 2 乗に比例する曲線を表したものである。0 mm 及び 5 mm 共に電流導通開始直後は同じ位置に位置しており、時間の経過と共に下流側へ向かって異なるスピードで移動している様子がわかる。またこれらの移動距離は時間の 2 乗に比例していることがわかる。したがって、POS プラズマ中の電流路は一定の加速度を受けて速度を増しながら下流側へ移動しているということが明らかになった。

POS プラズマの組成を知るために POS 動作中の POS プラズマからの発光を分光器を用いて波長分解する実験を行った。計測は、プラズマガンの軸上においてはカソード表面(0 mm、以下 A 点とする)とカソードから 20 mm の点(以下 B 点とする)、またカソード表面でプラズマガンの軸から 60 mm 離れた点(以下 C 点とする)の合計 3 点で計測を行った。分光器のゲート幅は 50 ns とし、電流導通開始後 170 ns、500 ns、及び 800 ns に計測を行った。図 3.20 はその典型的な結果を示したものであり、A 点における電流導通開始後 500 ns の分光計測の結果である。分光実験の結果より、計測点及び計測時間が異なっても、C 点を除いてはプラズマの組成には違いがないことがわかった。プラズマは主に水素、炭素、銅、及びアルミニウムのイオン及び中性粒子で構成されていることがわかった。水素、炭素、及び銅はプラズマガンの構成材料であり、アルミニウムは POS 電極の構成材料である。C 点の分光結果は他点とは異なる結果となり、170 ns 及び 500 ns ではまったく発光が見られなかった。干渉計測の結果では、この点においては 170 ns 及び 500 ns ではプラズマが存在しないことか

ら、両計測の結果は良く一致している。800 ns では、C 点のプラズマの組成は他の計測点と同じであった。したがって、C 点のプラズマは上流側から進展してきたものであると考えることができるが、その進展のメカニズムについてはまだ明らかになっていない。

図 3.21 は水素原子の発光スペクトルである H α 線と、一価のアルミニウムイオンのスペクトル(AIII)の強度の時間変化を比較したものである。これらの結果は、カソード表面から 7 mm のプラズマガン軸上で計測した結果であり、干渉実験においてはオープニング時に低密度領域が観測された場所に相当する。図において、水素原子のスペクトルは時間が経過しても変化がさほど見られないが、アルミニウムイオンのスペクトルは導通段階において減少し、オープニング後は再び増加していることがわかる。特に、電流波形におけるオープニング時刻に相当する 750 ns においてはアルミニウムイオンのスペクトル強度は 0 にまで減少している。したがって、干渉計測の結果とあわせると、POS プラズマ中のイオンは磁気圧によって電子と共に移動し、ギャップ形成時にはギャップから追い出されているということがいえる。しかしながら、水素原子などの中性粒子はギャップ中に取り残され、そのためスペクトル強度にあまり変化が生じなかったものと考えられる。この中性粒子のギャップ中への残留はオープニング後のギャップにおける再導通を引き起こしているのではないかと推測される。

スノウプロウモデルで用いられる、磁場は POS プラズマ中に侵入しないという仮定の下に、下流側へ進展する電流を伴う POS プラズマの運動を、運動方程式を用いて予測した。POS プラズマ中を流れる電流 I は線形的に増加すると仮定すると、POS プラズマ中の電流層に対する運動方程式は以下の式で表すことができる。

$$I = I_0 t \quad (3.6)$$

$$M_i n \frac{d(lv)}{dt} = \frac{\mu I_0^2}{8\pi^2 r^2} t^2 \quad (3.7)$$

ここで、 l はスノウプロウの過程において時間的に変化するスイッチ領域の長さ、 M_i は平均的なイオンの質量、 v は下流側への移動速度、 n はプラズマ密度、 r はカソードの半径である。

$$C_1 = M_i n \quad (3.8)$$

$$C_2 = \frac{\mu I_0^2}{8\pi^2 r^2} \quad (3.9)$$

とおくと、式(3.7)は以下のように表される。

$$C_1 \frac{d(lv)}{dt} = C_2 t^2 \quad (3.10)$$

式(3.10)は電流層の速度に対して変数分離を行って、以下のように解くことができる。

$$C_1 lv = C_2 \frac{t^3}{3} \quad (3.11)$$

$$C_1 \frac{l}{t} v = C_2 \frac{t^2}{3} \quad (3.12)$$

$$v = \sqrt{\frac{C_2}{3C_1}} \cdot t \quad (3.13)$$

よって、電流層は以下の式で表される一定の加速度を受けながら運動することになる。

$$a = \sqrt{\frac{\mu I_0^2}{24\pi^2 r^2 M_i n}} \quad (3.14)$$

また、電流層の速度は時間に比例して線形的に増加し、その移動距離は時間の2乗に比例して長くなる。

本実験条件に相当する値、 $I_0=1.3 \times 10^{11}$ [A/s]、 $n=1 \times 10^{15}$ [cm⁻³]、 $r=40$ [mm]を式(3.14)に代入し、分光実験で POS プラズマ中にその存在が確認されたアルミニウムイオンを考慮すると、式(3.14)で得られる加速度と、実験データ(図 3.19)から得られる加速度の値の間には良い一致が得られている。式(3.14)で仮に水素イオンを考えると、加速度の大きさはアルミニウムの場合よりも5倍ほど大きな値となる。これは、仮に等しい導通時間が得られるならば、より軽いイオン種の方がプラズマ中の電流層の移動速度は大きくなり、良いオープニングにつながることを示唆している。加えて、POS プラズマの電離度が高い場合には、プラズマ中の中性粒子の数が少なくなり、オープニング後のギャップにおける再導通を防ぎ、電源から負荷へのパワー伝送の効率を高めるものと考えられる。

3.3.4 まとめ

POS 動作中のプラズマの挙動をレーザ干渉計測及び分光計測によって観測した。POS 領域の多数点において干渉計測を行うことによってプラズマ密度分布図を描いた。その結果、導通段階においてプラズマは下流方向へ進展し、オープニング時には密度が 10^{15} cm⁻²以下となるような低密度領域、すなわちギャップの形成がカソード表面から 10 mm の距離において確認された。カソードからの各距離において最も密度の高い点を求めることによって POS プラズマ中の電流層の運動を予測した

結果、その移動速度はカソードからの距離によって異なることが明らかになった。その結果、POS プラズマは下流側へ向かって折れ曲がった形となり、径方向の磁気圧が作用することによってギャップが生成されているということが明らかになった。分光計測では、ギャップが形成される領域において中性粒子の存在が確認されたが、イオンの発光はギャップ形成時に消滅することが明らかになった。また、POS プラズマ中の電流層の移動速度に関しては、実験結果と理論式による計算結果の間でよい一致が見られた。

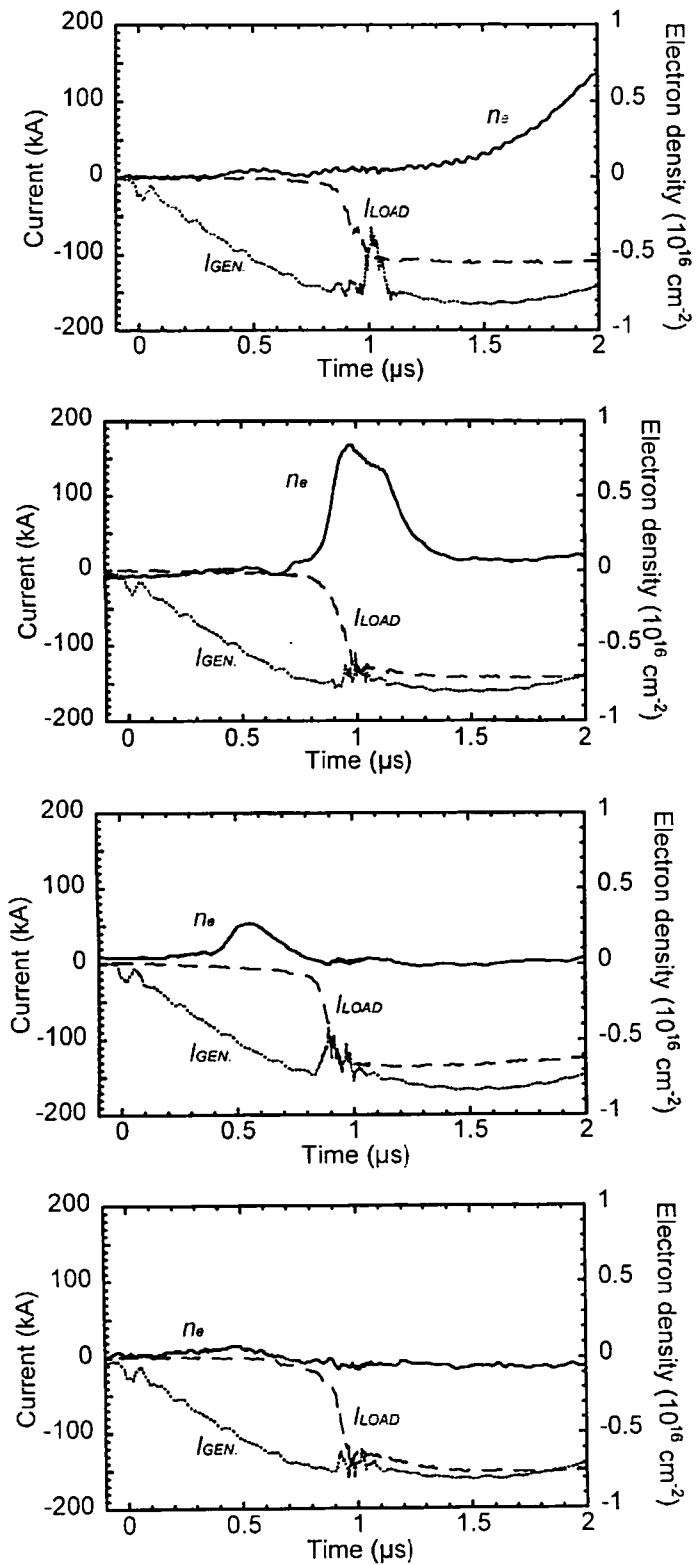
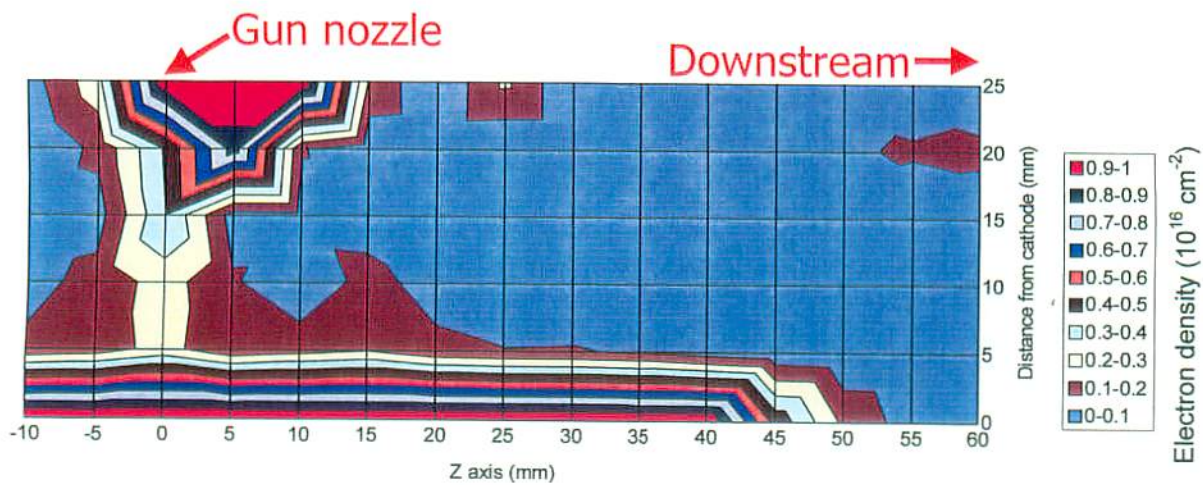
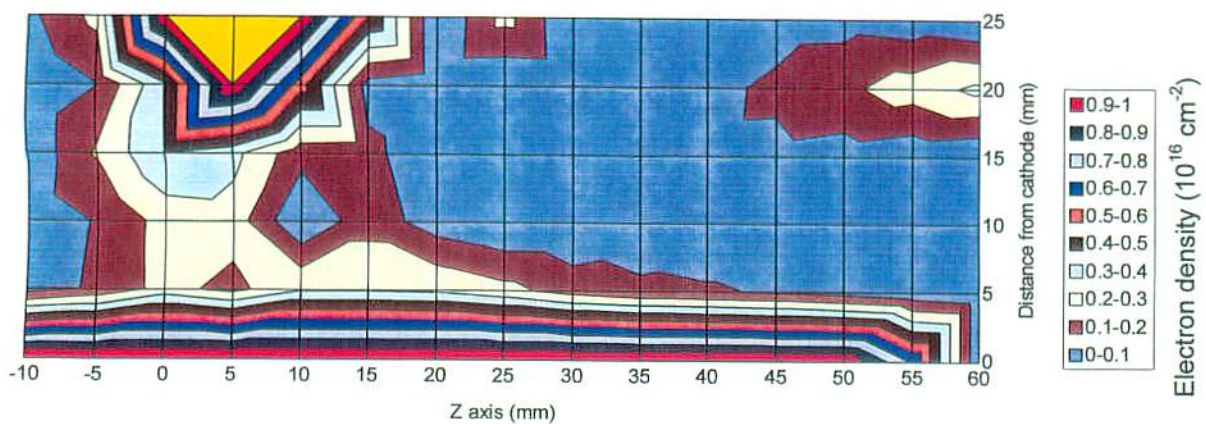


図 3.16 $r=10$ mm における POS 動作中の電子密度の時間的変化

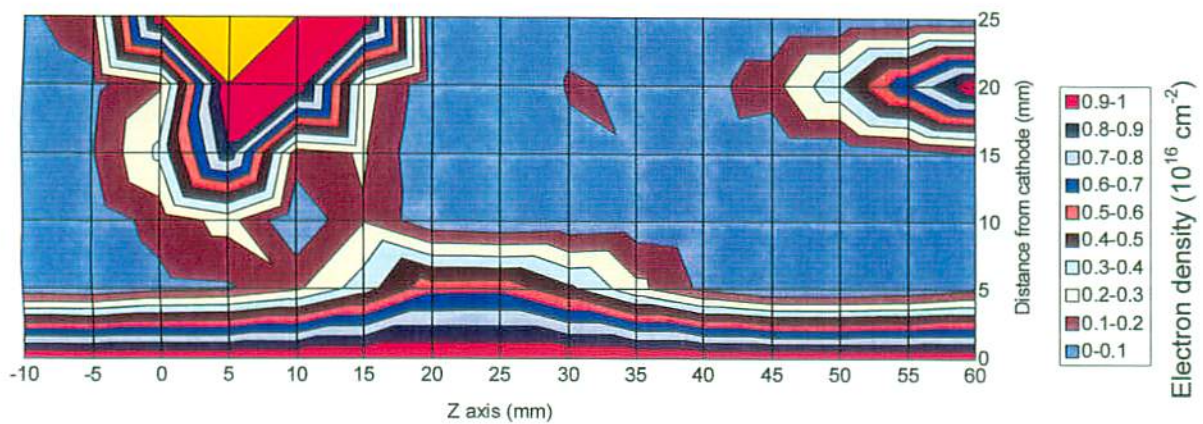
(a): $z=-10$ mm, (b): $z=0$, (c): $z=+10$ mm, (d): $z=+20$ mm



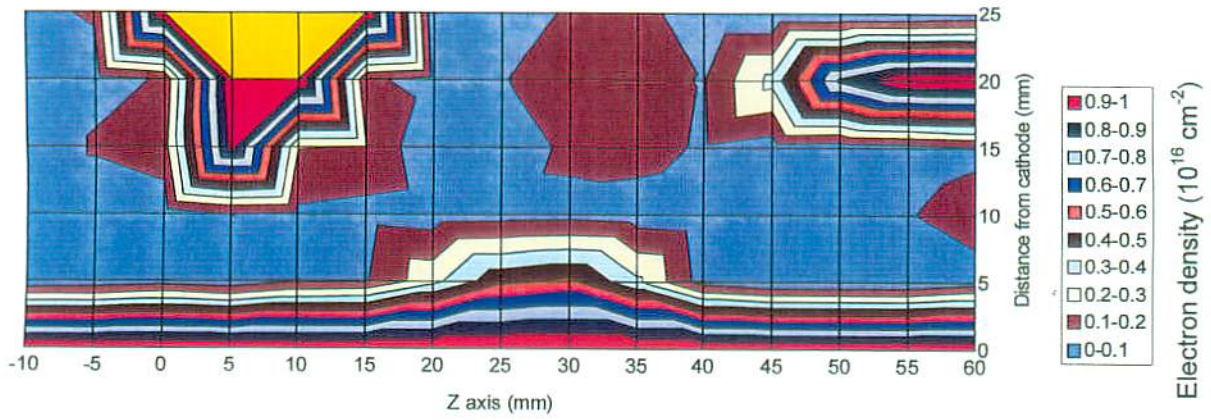
(a)



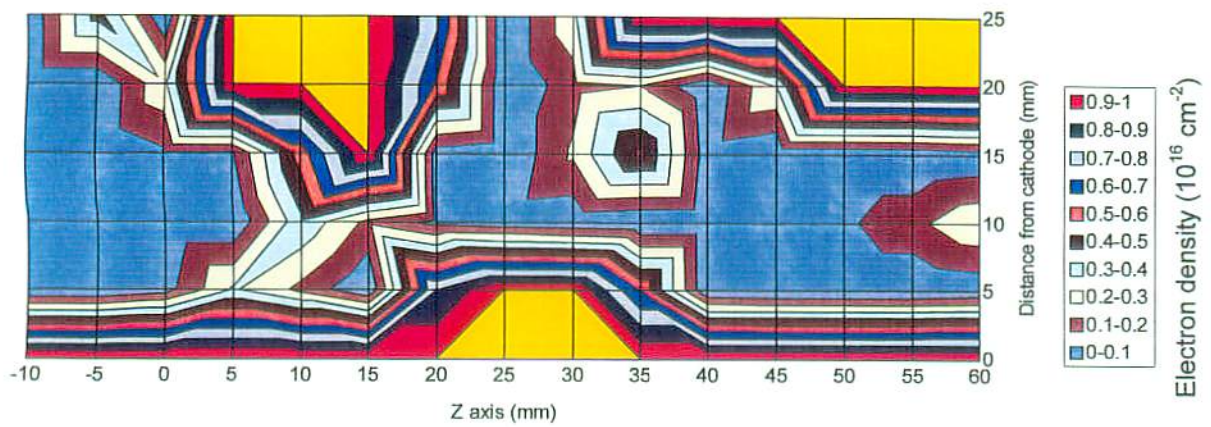
(b)



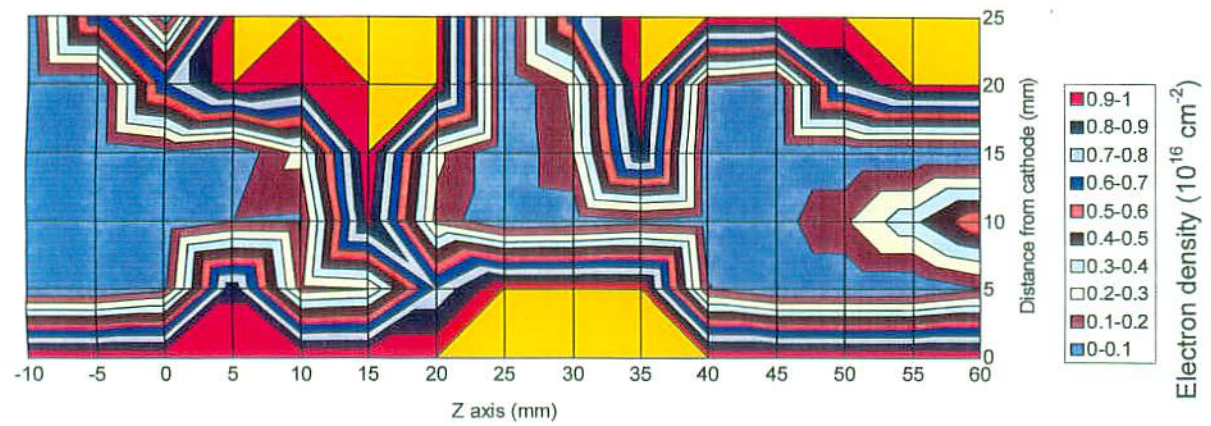
(c)



(d)



(e)



(f)

図 3.17 電流導通開始後 500 ns (a)、600 ns (b)、700 ns (c)、800 ns (d)、900 ns (e)及び 1200 ns (f)の電子密度分布

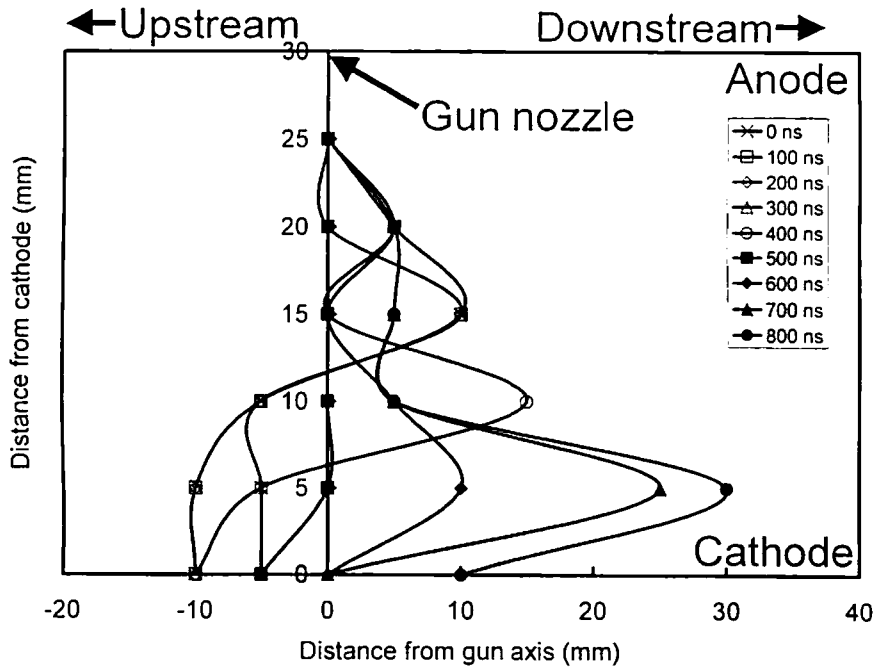


図 3.18 導通段階におけるスイッチプラズマの進展の様子

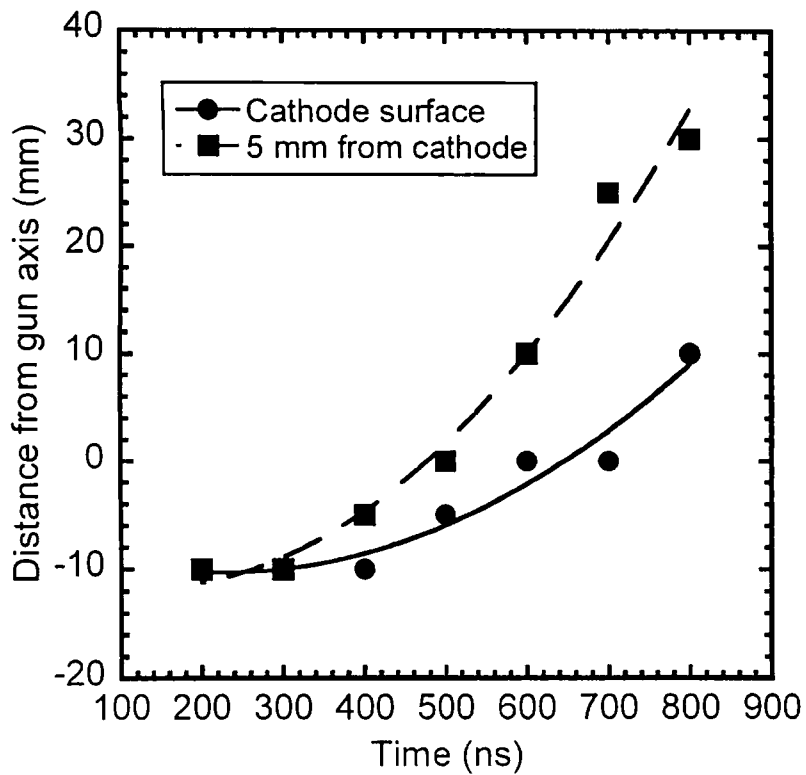


図 3.19 $r=0$ mm 及び 5 mm の点におけるスイッチプラズマの進展距離の時間的变化

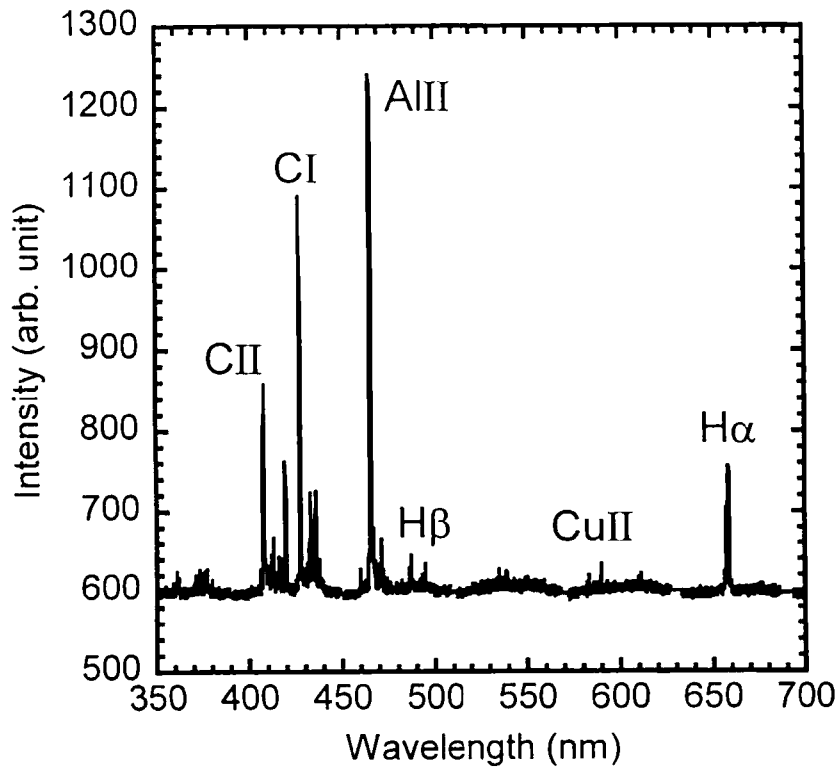


図 3.20 $r=z=0$ mm における POS プラズマの発光分光結果(導通開始後 500 ns)

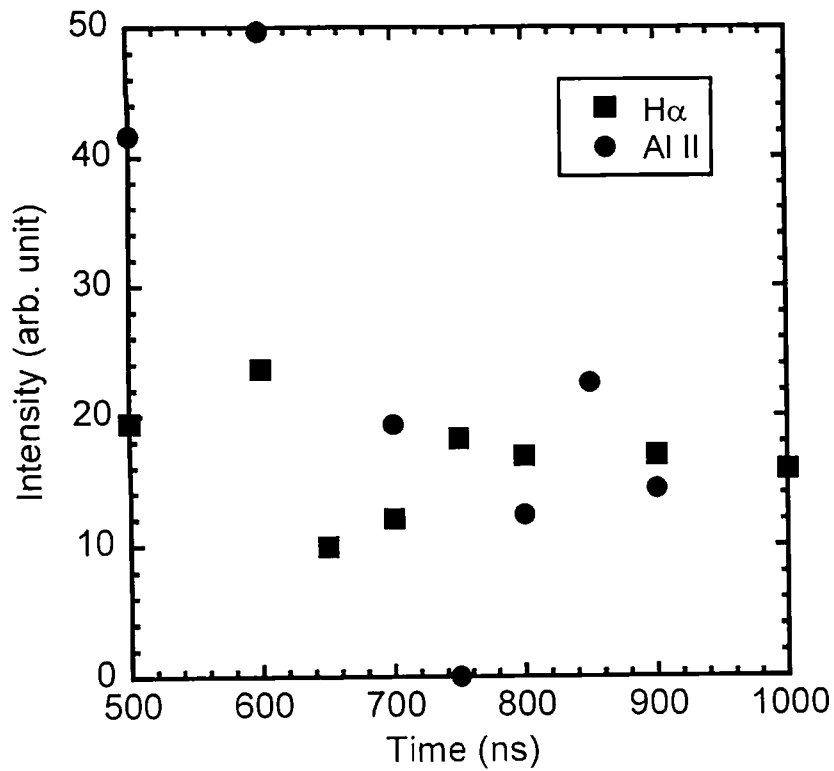


図 3.21 $r=7$ mm、 $z=0$ mm における $H\alpha$ 線と Al II 線のスペクトル強度の時間変化

3.4 プラズマオープニングスイッチの動作特性向上

3.4.1 はじめに

POS 動作に関する研究に関しては、ここ 10 年ほどの間に顕著な進歩が見られている。プラズマのエロージョンが重要な役割を果たすナノ秒スケールの POS とは異なり、マイクロ秒 POS では MHD 的なオープニングメカニズムが支配的である。同軸形状を持つマイクロ秒 POS では、導通段階においてプラズマは軸方向、及び径方向の両方に変位する。その結果、プラズマ中にギャップが形成され、円周方向の自己磁場によってそれまで電流を導通していた電子は磁場絶縁され、電流が高速に遮断される。マイクロ秒 POS では、スイッチプラズマの密度は十分高く (10^{15} cm^{-3} 以上)、エロージョンによるギャップの生成及びその影響は無視できるほど小さいと考えることができる。

これまでの POS 研究において、いくつかの動作改善の試みが成されてきた。成功した例を挙げると、外部磁場の印加、水素プラズマの利用、及びアノード形状の改良が挙げられる。しかしながら、どれも十分な POS 動作の向上につながるものではなかった。その理由として、マイクロ秒 POS の動作機構が明らかになっていなかったことが挙げられる。

POS プラズマ中への磁場の侵入はほとんどないと仮定すると、スノウプロウモデルを適用することができる。さらに、スノウプロウモデルにおいては、初期プラズマの形状が POS 動作に重要な影響を及ぼすと考えられる。本研究では様々な POS プラズマの入射形状を考え、POS 動作に与える影響を調べると共に、スノウプロウモデルに基づいて結果の考察を行った。

3.4.2 実験装置及び方法

図 3.22 に実験装置である POS と負荷の構成図を示す。パルスパワー電源には ASO-X を使用した。POS と負荷チャンバーの端までの距離は 435 mm あり、内部導体径 80 mm、外部導体径 140 mm の同軸円筒構造である。POS は均一なプラズマを得るために 8 本のケーブルプラズマガンを使用し、プラズマガンは外部導体上に等間隔に配置されている。負荷は短絡負荷としているが、通常よりもチャンバーの数を増やし、意図的に負荷インダクタンスを 140 nH に増加させている。これは、一般に POS は負荷インピーダンスが増加するとその動作が悪くなるため、そのような悪条件における動作の改善を調べるために高インピーダンスにして実験を行った。チャンバー内の真空度は 10^{-4} Torr である。

POS より上流側の電流(電源電流)はロゴスキーコイルにより、下流側の電流(負荷電流)は負荷チャンバー内に設置した外部積分型の B-dot プローブにより計測した。3 つの B-dot プローブで同時に計測することにより、計測の正確性を高めた。直径 3 mm、ターン数 5 の B-dot プローブを使用し、オシロスコープの入力部において RC 積分器 (50 k Ω , 100 pF) によって積分した。プラズマガンと ASO-X のディレイタイムを変化させながら POS の導通時間を変化させて POS の動作特性を調べた。ディレイタイムの制御にはデジタルディレイ/パルスジェネレータ(Stanford Research, DG-535)を使用し、すべての計測値は 1.5 GHz、4Gsa/s、4 チャンネルのデジタルオシロスコープ(Hewlett Packard, HP54845A)を使用した。ASO-X の充電電圧は 30 kV とし、プラズマガンのコンデンサバンクの充電電圧は 25 kV とした。

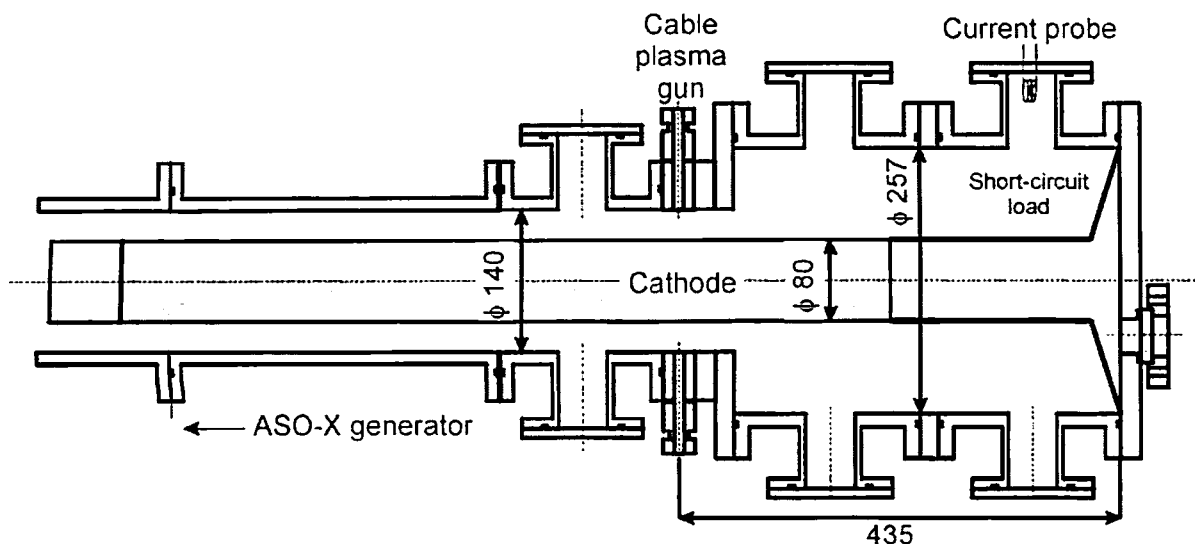
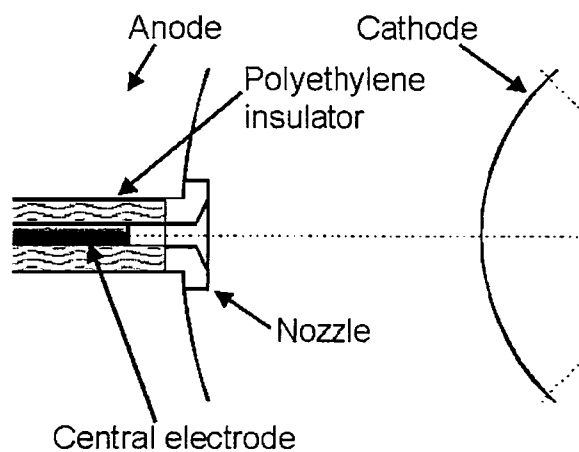


図 3.22 POS 及び負荷の構成図

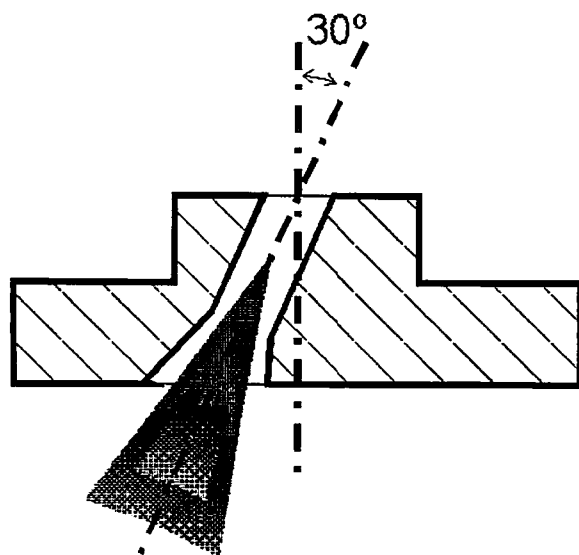
3.4.3 プラズマ源の改良

前述の通り、ASO-X のプラズマガンは計 8 本で構成されており、それぞれは取り外し式のノズルを備えており、プラズマの入射方向を変更することが可能である。図 3.23 にノズル形状の断面図を示す。図(a)は改良前の通常のノズルを示す。プラズマガンは高電圧同軸ケーブル(三菱電線 10D・2V)を用いて製作されており、中心電極は直径 2.9 mm の銅製で、外形 9.7 mm のポリエチレンの絶縁体で覆われている。真鍮製のノズルは直径 3 mm の穴を持ち、射出側はコーン状の形状をしている。図(b)は改良されたノズルの断面図を示す。図からわかるように従来のノズルと比較して射出口がプラズマガンの軸に対して 30°傾いている。したがって、このノズルによって射

出されるプラズマの向きは径方向ではなく 30°傾いており、このノズルによって 3 種類の異なる射出方向を得ることができる。図 3.24 にそれらの射出方向を示す。通常のノズルと改良後のノズルを用いて、径方向(R)、上流側(U)、下流側(D)、及び円周方向(A)の合計 4 種類の射出方向で POS 動作実験を行い、その動作特性の比較を行った。



(a)



(b)

図 3.23 プラズマガンの通常のノズル(a)及び射出軸が 30°傾いたノズル(b)

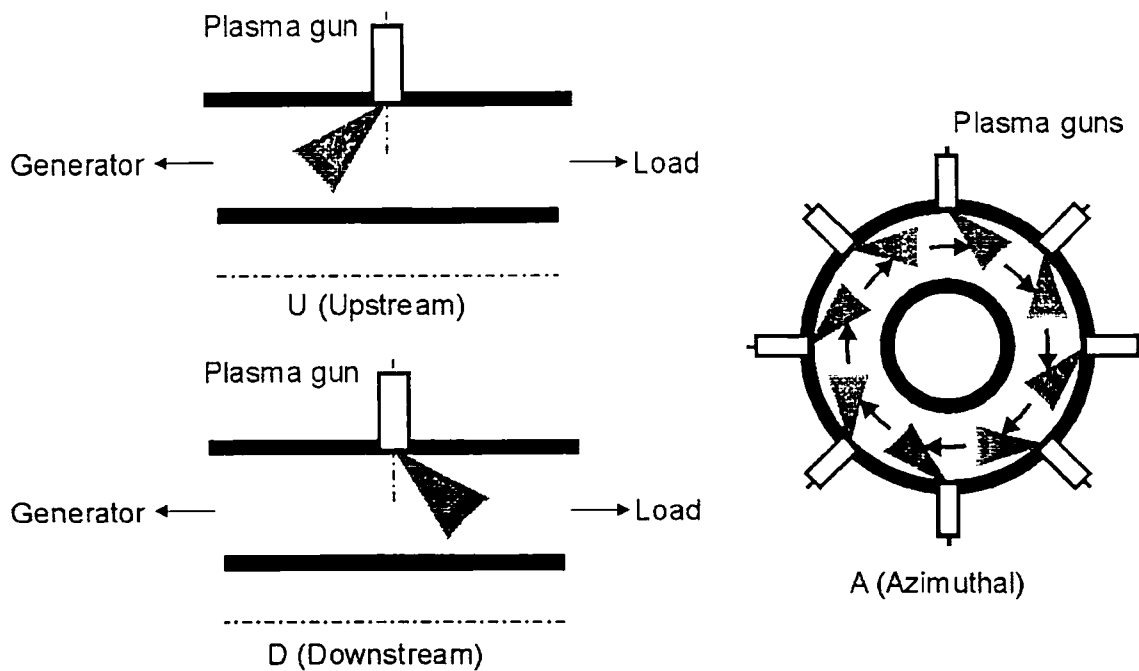


図 3.24 射出軸が傾いたノズルを用いて得られるプラズマ入射方向

3.4.4 実験結果

図 3.25 にディレイタイムと導通時間の関係を示す。図より、ディレイタイムの増加にほぼ比例して導通時間が増加していることがわかる。これまでに行った詳細なプラズマ密度の計測から、プラズマ密度はディレイタイムの増加に比例してほぼ線形に増加していることがわかっており、図 3.25 もそれを反映している。等しい導通時間を比較した場合、最もディレイタイムが短くて済むのは R の場合である。これは、通常のノズルの場合、生成されたプラズマはその向きを変えずに射出口から噴出し、ノズルからカソードに到達するまでの実効距離も最も短いからである。したがって、通常のノズルと改良したノズルの場合を直接比較することはできない。

改良したノズルを使用した 3 種類の射出方向では、U、A、D の順に等しい導通時間を得るために必要とされるディレイタイムが短くて済むことがわかる。言い換えると、等しい導通時間を得るために最も密度の高いプラズマを必要とするのは D の場合であり、逆に最も密度の低いプラズマで済むのは U の場合である。

図 3.26 は導通時間と負荷電流の増加率(dI_L/dt)の関係を示したものである。図(a)は導通時間 $1 \mu\text{s}$ 以下についての図であり、図(b)は導通時間 $1 \mu\text{s}$ 以上についてである。一つの点は 1 回のショットでのデータを表しており、図中の各線は線形近似曲線である。ここで、負荷インダクタンスが POS の導通時間及び射出の向きに依存しないと仮定すれば、 dI_L/dt は POS で発生する電圧に比例している。上記の仮定は POS より

下流側の伝送線路の長さに比較して POS プラズマの軸方向の変位が小さければ正しいとみなすことができ、本研究で使用している実験装置においても上記の仮定は妥当である。図 3.26(a)より、最も dI_L/dt が高いのは D の場合であることがわかる。A と R についてはさほど違いが見られず、U の場合は最も dI_L/dt が低くなった。また同図 (b)より、導通時間が $1 \mu\text{s}$ を超えると、D、A、R の間には大きな違いが見られず、若干導通時間に依存している程度である。しかしながら、U の場合は依然として低い値にとどまっている。

POS のインピーダンスは、発生する電圧と POS を流れる電流から以下のように計算することができる。

$$Z_{POS} = \frac{V_{POS}}{I_{POS}} = \frac{L_{Load} \frac{dI_L}{dt}}{I_G - I_L} \quad (3.15)$$

ここで、 I_L 及び I_G は負荷及び電源電流である。POS のインピーダンスはオープニングスイッチにとって非常に重要なパラメータであり、POS オープニング中のエネルギーロスを決定するものである。図 3.27 に式(3.15)により計算した POS のインピーダンスと導通時間の関係を示す。 dI_L/dt の場合と同様に、D の場合が最も高いインピーダンスを得ることができた。

このように、上流側へ初期プラズマを入射することによって POS の動作特性を改善することができたが、その理由について次節で検討を行う。

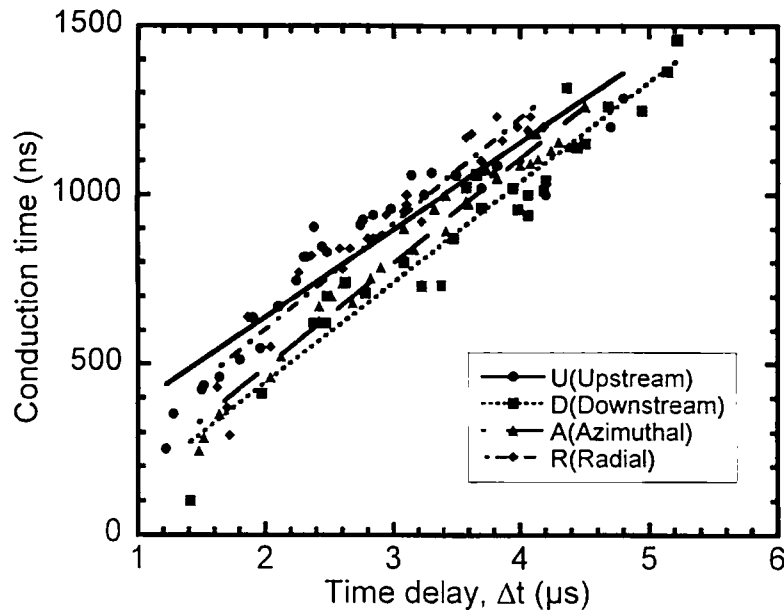
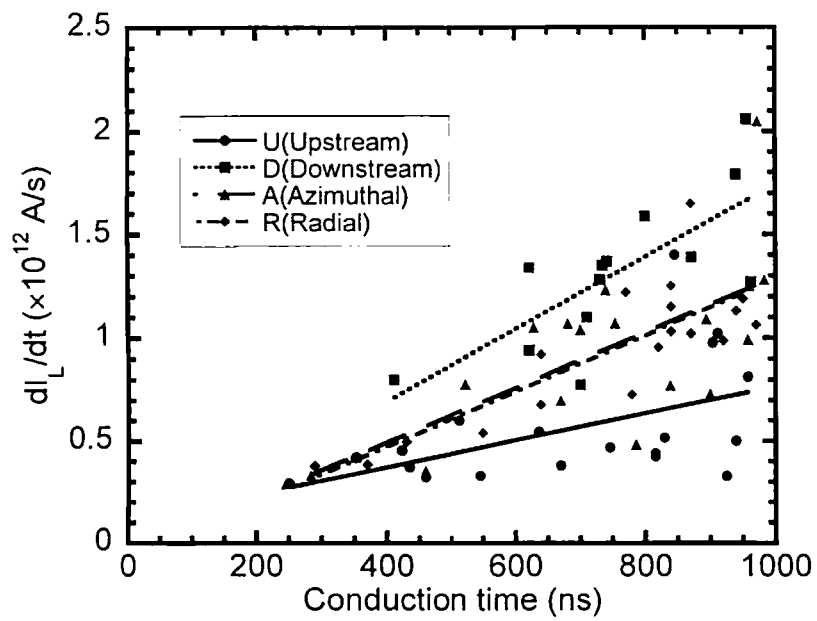
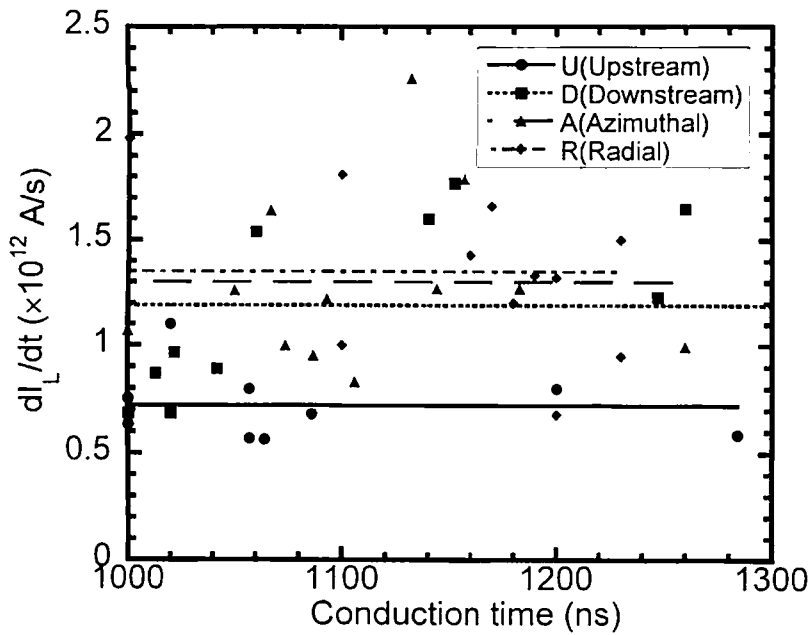


図 3.25 ディレイタイムと導通時間の関係



(a)



(b)

図 3.26 導通時間 $1 \mu\text{s}$ 以下(a)及び $1 \mu\text{s}$ 以上(b)についての導通時間と負荷電流増加率の関係

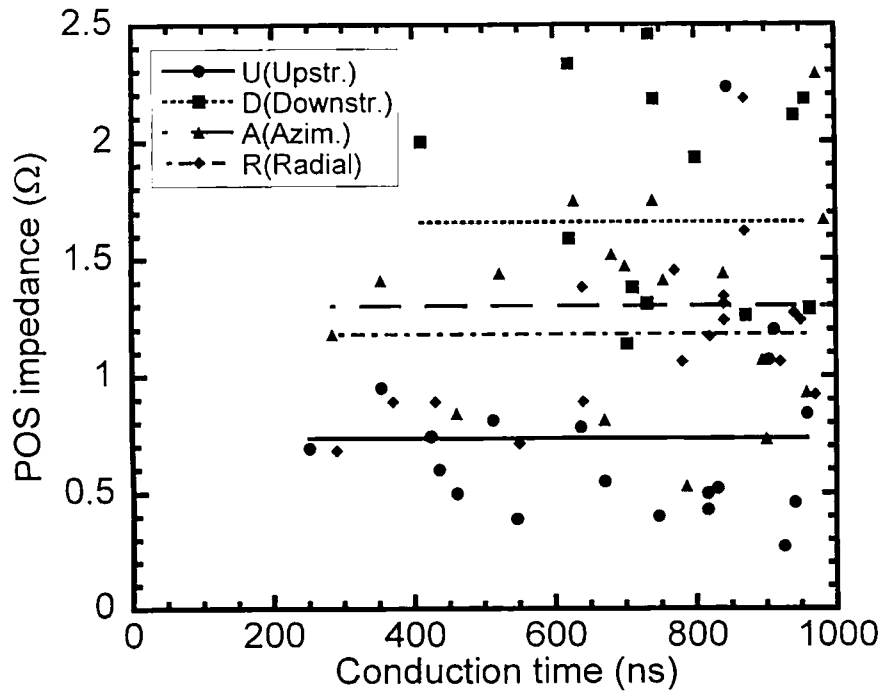


図 3.27 オープニング時の POS のインピーダンス

3.4.5 検討

前節で述べたように、POS のプラズマ源に改良を加え、初期プラズマを POS より上流側へ入射することによって POS 動作の改善をすることができた。その理由について検討を行うにあたり、図 3.28(a)のようなモデルを考える。これは、電流を導通しているプラズマを棒にたとえた図であるが、図の上部で 1 か所固定されている。棒が固定されている部分は、実際の POS においてはプラズマガンのノズルに相当する。ノズル周辺ではプラズマ密度は十分に高く、また磁気圧の大きさも弱いため、プラズマはほとんど動かないと考えることができる。棒の固定されていない側は、カソード表面で自由に動くことができる。今磁気圧が図中左側から作用すると考えると、棒 I は動くことができないが、棒 II は動くことができ、カソードから離れる。これが、実際に POS 中で起こるギャップの生成であると考えることができる。しかしながら、棒を使ったモデルはわかりやすくはあるがプラズマにとって最適なモデルとは言えない。

本研究で得られた結果は、POS のスノウプロウモデルを使って説明することができる。スノウプロウモデルでは、プラズマの圧力は無視でき、POS プラズマ中への磁場の侵入はないものとし、電流導通を伴うプラズマの先端は磁気圧によって下流側へ移動するものとされる。そして、電流層が POS プラズマの負荷端に達したときにオープニングが起こるものとされる。POS 中を導通する電流は時間に比例して線形増加すると仮定すると、以下のような関係式が得られる。

$$\frac{IT}{rl} \propto \sqrt{n} \quad (3.16)$$

ここで、 I は導通電流のピーク値、 T は導通時間、 r は POS のカソード半径、 l はスイッチ領域の長さ、 n はプラズマ密度である。この関係式によるスケージングは、これまで数多くの POS 実験においてその妥当性が示されている。

ASO-X で使用されるケーブルプラズマガンは、約 90° の広がり角をもって POS 領域にプラズマを入射する。そのような条件下では、スイッチ領域の長さ l はプラズマガンのノズルからの距離に比例する。また、導通段階においてプラズマ中を流れる電流層の方向は完全に径方向を向いているわけではない。導通開始直後は、初期入射プラズマの上流側の端を流れるが、導通中は POS プラズマ中の密度分布にしたがって徐々に下流側へ進展する。POS のアノードとカソード間の距離がカソードの半径に比べて十分小さく、かつ以下の式がプラズマガンからのすべての距離において成立するならば電流層は均等に下流側の端へと到達する。

$$l\sqrt{n} = \text{const.} \quad (3.17)$$

式(3.17)より、以下の関係式が導かれる。

$$n \propto \frac{1}{l^2} \propto \frac{1}{L^2} \quad \because l \propto L \quad (3.18)$$

$$nl(L) \propto \frac{1}{L} \quad (3.19)$$

ここで、L はプラズマガンノズルからの距離である。式(3.19)の関係は、ASO-X の POS について行ったこれまでのレーザ干渉計測によるプラズマ密度の計測結果と良く一致している。図 3.29 に、レーザ干渉計測によって求めた POS 電極間の初期プラズマ密度分布を示す。図の縦軸は POS 導体の軸方向に積分されたプラズマ線積分密度、横軸はプラズマガンからの距離を表すので、式(3.19)の関係のように距離に反比例して密度が減少していることがわかる。したがって、導通段階において POS プラズマ中の電流層は、初期入射プラズマの上流側の端から下流側の端へとプラズマガンノズルからの距離にかかわらず均等に移動し、その運動はノズルを中心とした回転運動とみなすことができる。

POS のオープニングは、プラズマが径方向に変位を受け、その結果ギャップが生成されて電子が磁場絶縁されることによって起こる。ギャップができると、それまでプラズマ中を流れていた電流は、急激に負荷へ転送される。電流層によるプラズマの加速は、電流層が初期入射プラズマの負荷端に達するまで続くが、その後は慣性によって運動を続ける。したがって、POS のオープニング時のインピーダンスなどの電気的特性を決定付けるプラズマの径方向の運動速度は、導通段階終了時のプラズマの速度によって決定されることになる。

図 3.28(b)のようなスノウプロウ運動を仮定し、導通時間、スイッチ領域の長さ、POS プラズマの初期形状を考えると、導通段階において電流層がどれくらい加速を受けて、導通段階終了時にはどれほどの速度になっているかを予測することが可能である。ここで考えているモデルでは、電流層はノズルを中心とした回転運動で、線形に増加する導通電流によって一定の加速度を受けながら運動するので、その回転運動の角速度 ω は以下のように表すことができる。

$$\omega = \frac{2\alpha}{T} \quad (3.20)$$

ただし、 α は

$$\alpha = \alpha_{u1} + \alpha_{d1} = \alpha_{u2} + \alpha_{d2} \quad (3.21)$$

であり、コーン状プラズマの広がり角である。式(3.20)の速度は図 3.28(b)のどちらのプラズマ形状においても等しい。しかしながら、プラズマの下流側の角度、すなわち図 3.28(b)における α_{d1} と α_{d2} が異なれば、電流層がプラズマの下流側の端に到達した時の径方向の速度成分は異なったものになる。

プラズマガンからの任意の距離 L における電流層の径方向の速度成分は、上流側へ入射した場合(U)及び下流側へ入射した場合(D)のそれぞれについて以下のように表される。

$$v_{rU} = L\omega \sin(\alpha_{d1}) \quad (3.22)$$

$$v_{rD} = L\omega \sin(\alpha_{d2}) \quad (3.23)$$

U と D の場合を比較すると、 $\alpha_{d1} < \alpha_{d2}$ であるから、D の場合の方が径方向の速度成分は大きくなる。ASO-X における POS 実験の典型的なパラメータである、 $L=3$ cm、 $\alpha=90^\circ$ 、 $T=1$ μ s を代入すると、U と D の場合の径方向の速度成分はそれぞれ、 2.439×10^6 cm/s、及び 9.104×10^6 cm/s となる。したがって、下流側へ初期プラズマを入射した場合の方が上流側へ入射した場合に比べて、導通段階終了時における電流層の径方向の速度成分が大きいため、POS の電流遮断速度が速くなり、インピーダンス及び電流上昇率ともに大きい値が得られたものと考えられる。

実験においては、ディレイタイムを長く設定して 1 μ s を超えるような長導通時間にした場合には、入射方向を変更したことによる効果はあまり見られなかった。これは、プラズマ入射後の時間が長くなると、入射プラズマとカソード表面の相互作用によって生成されると思われる 2 次生成プラズマの影響が大きくなるためであると考えられる。プラズマ密度計測によると、プラズマ入射後の時間が長くなると、カソード側から 2 次プラズマがアノードへ向けて進展し始め、コーン状のプラズマ形状は維持されなくなるという結果が得られていることから、入射方向がプラズマ形状に影響を与えなくなるために、動作特性にも顕著な違いが現れなかったのではないかと考えられる。

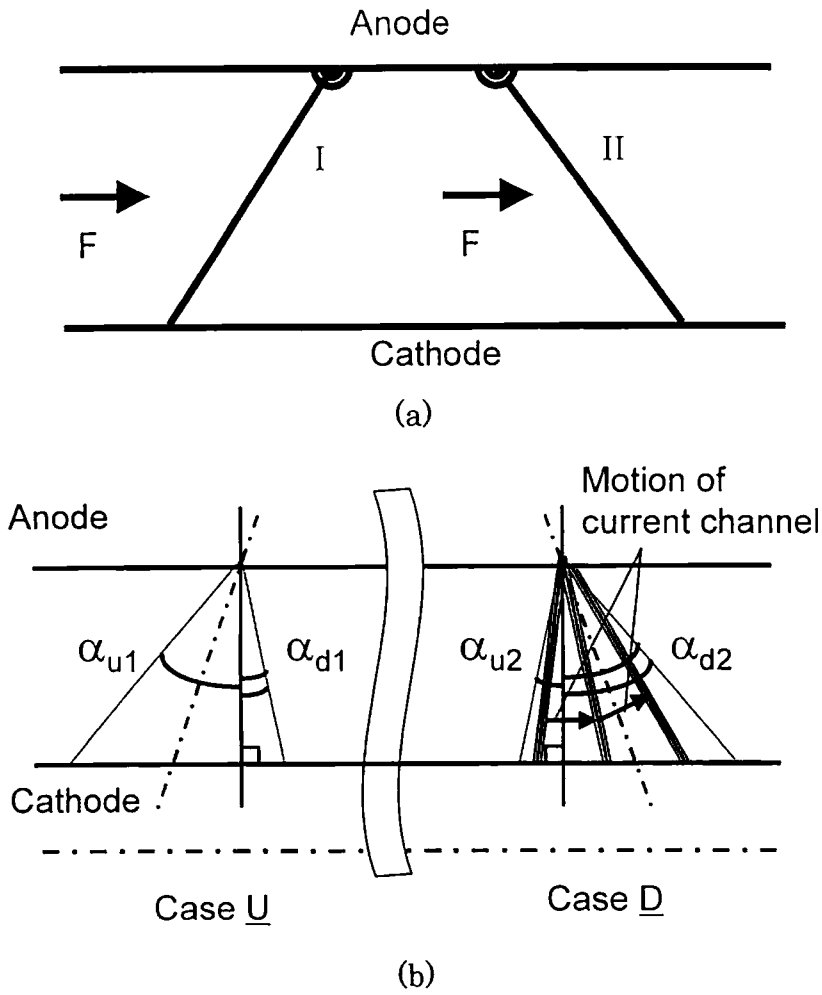


図 3.28 上流側及び下流側へスイッチプラズマを入射した場合の動作モデル

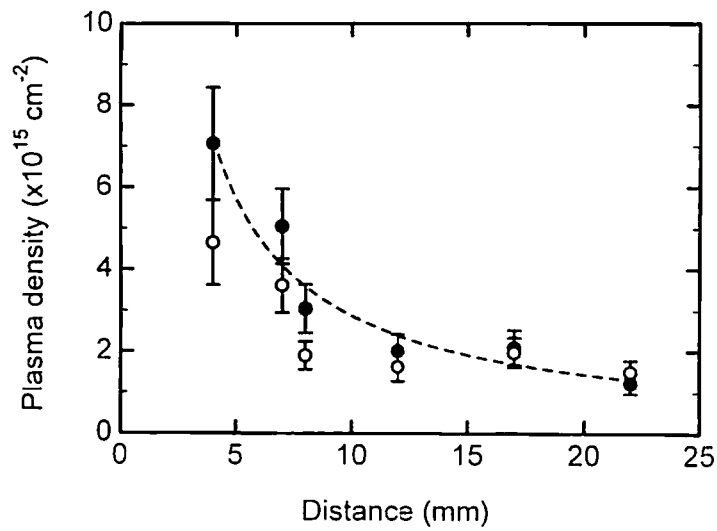


図 3.29 POS 電極間のプラズマ密度分布

3.4.6 まとめ

同軸形状の POS において、ケーブルプラズマガンのノズルに改良を加え、4 種類のプラズマ入射方向で POS 動作実験を行った。その結果、プラズマを POS より下流側へ入射させた場合には、動作特性が非常に改善された。その理由をスノウブローモデルに基づいて検討を行ったところ、下流側に入射した場合にはオープニング直前のプラズマの径方向の運動速度が速いため、オープニング特性が改善されたということが明らかになった。本研究で得られた実験結果は、POS 領域の磁場が比較的弱い POS においても、プラズマを下流側へ入射することによって POS 動作を改善することができることを示しており、様々な POS 装置において有効であると考えられる。

3.5 半導体オープニングスイッチを利用した繰り返しパルスパワー発生

3.5.1 はじめに

パルスパワーは高出力、短いパルス幅といった特徴を有していることから、幅広い分野において様々な応用分野が開拓されつつある。たとえば、気体中や液体中においても大容量でしかも均一な放電を生成することが可能なことから、放電によって生成される化学的活性種や、強電界及び紫外線領域の電磁波の発生を利用して、気体や液体媒質の浄化技術等に応用することが可能である。加えて、パルスパワーはエネルギーの有効利用という観点からも優れているとすることができる。パルスパワーはエネルギーを圧縮して取り出すことによって得られるので、たとえ蓄積エネルギーが小さくても圧縮することによって非常に大きな電氣的出力を得ることができる。

パルスパワーは一般にコンデンサに蓄積された電氣的エネルギーを瞬時に開放することによって作り出される。しかしながら、十分大きい電氣的出力と十分短い時間幅を得るために、蓄積コンデンサから供給対象である負荷にいたるまでにパルス圧縮がしばしば行われる。さらに、パルスパワーを産業的に応用しようとする場合には、以下に示すような特徴を併せ持つことが必要である。それには、繰り返し動作が可能なこと、発生パルスの再現性が良いこと、装置の信頼性が高いこと、装置寿命が長いこと、装置のメンテナンスが行いやすいこと、装置ができるだけ簡略で扱いやすいこと等が挙げられる。それらの要求を満たすパルスパワー発生装置の開発を行う手法の一つとして、エネルギー蓄積から、圧縮、取り出しにいたるまでの全過程を固体素子を用いて製作し、スイッチングにもギャップスイッチ等の放電型スイッチを一切使わないことが考えられる。

本研究では、装置全体を固体素子を用いてパルスパワー発生装置を開発した。蓄積

コンデンサからパルス圧縮の過程において、エネルギーを次の段に転送するためのスイッチとして可飽和インダクタや可飽和トランスといった磁気スイッチを利用した。さらに、パルス圧縮の最終段においては、半導体オープニングスイッチ (Semiconductor Opening Switch, SOS) を利用し、誘導性エネルギー蓄積方式による更なるパルス圧縮を行った。また、蓄積コンデンサの充電には商用電源を用い、共振現象を利用することによってコンデンサを充電し、商用電源の周波数に合わせて磁気スイッチが動作するような設計とし、外部からの駆動信号が一切不要で、電源の投入のみで自発的に装置が動作する装置を開発した。

3.5.2 半導体オープニングスイッチ

SOS は p-n 接合の半導体ダイオードの逆電流阻止作用を利用したオープニングスイッチで、特に本研究で用いている SOS はパルスパワー用に専用製造されたものである。SOS は、 $p^+p\text{-}n\text{-}n^+$ の内部構造をもっており、逆回復時間が非常に短いという特徴をもっている。ダイオードは順バイアス時のみ電流を導通するが、瞬間的にその極性が入れ替わった場合は、半導体内部に残留していた蓄積電荷の影響で短い時間ではあるが逆電流が流れる。しかし、逆電流が導通することによって蓄積電荷が消滅すると、瞬時に逆電流は遮断される。この現象を利用して、電流を高速に遮断することができるオープニングスイッチとして使用することができる。この半導体ダイオードの逆電流遮断作用は SOS 効果と呼ばれることもある。

本研究で使用した SOS は「SOS-100-1」という型で、ロシアから購入したものである。SOS-100-1 は 40 素子がスタックされており、100 kV の耐電圧がある。本研究では、2 組の SOS を直列接続して使用し、耐電圧 200 kV となるようにしている。

図 3.30 に SOS-100-1 の写真を、表 3.1 にその主要な特性表をそれぞれ示す。非常に小さい形状にもかかわらず、SOS-100-1 は比較的大きな電流を導通することができる。さらに、その導通電流を非常に短い時間(15 ns 以下)で遮断することができる。ダイオードの自己回復時間は 1 μ s 以下と非常に短いため、装置の繰り返し動作速度は 1000 pps (1 秒間に 1000 パルス)も可能である。図 3.30 からわかるように、SOS-100-1 はダイオードの温度上昇を防ぐために銅製のヒートシンクが取り付けられている。SOS は小型ながら高い電流密度を扱うことができるため、誘導性エネルギー蓄積システムと組み合わせて小型で高出力のパルスパワー発生装置を開発することが可能である。

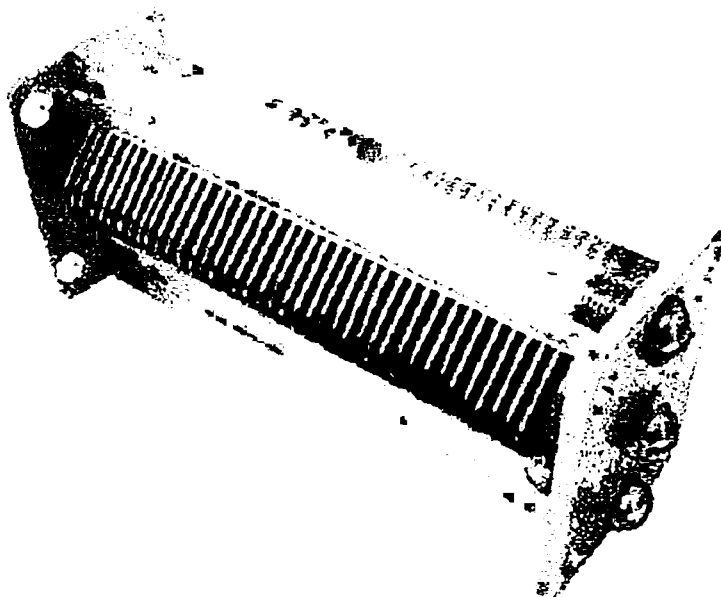


図 3.30 半導体オープニングスイッチ SOS-100-1 の外観

表 3.1 SOS-100-1 の特性

Maximum peak reverse voltage	100 kV
Pulse duration (FWHM)	10-60 ns
Forward pumping current	100-300 A
Reverse pumping current	500-1500 A
Forward pumping time	300-500 ns
Reverse pumping time	40-100 ns
Current interruption time	5-15 ns
Switching energy losses	0.2-0.5 J/pulse
Recommended switching energy at 100-1000 Hz PRF	1-5 J/pulse
Recommended overvoltage coefficient (SOS output voltage to pumping capacitor voltage ratio)	1.5-2.5
Recovery time	$\leq 1 \mu\text{s}$
Maximum dissipation power in transformer oil	
Continuously	200 W
Burst mode (30 s burst length and 5 min rest period)	2 kW
Dimensions	116×63×44 mm
Mass	350 g

3.5.3 装置構成及び動作実験結果

図 3.31 に SOS パルスパワー発生装置の回路図を、図 3.32 にその装置写真を示す。この SOS パルスパワー発生装置は、商用電源(200 V, 60 Hz)から、SOS を利用することによって 200 kV 程度の電圧と、60 ns 程度のパルス幅を持つようなパルス電圧を発生させることができるように開発された。したがって、SOS に導通する適切な電流値と時間幅を得るために、装置は全体として 3 つの部分で構成されている。1 番目は (a) 充電及びトリガ部、2 番目は (b) パルス圧縮部、最後は (c) パルスシャープニング部である。装置を開発するにあたり、回路中の各パラメータは PSPICE による回路シミュレーションによって決定した。各部の装置構成、及び操作実験結果は次節以降で説明する。実験においては、電圧は高電圧プローブ(パルス電子、EP-100K)、電流はログスキーコイル(Pearson Electronics, Inc., Model 2878)によって計測し、デジタルオシロスコープ(Hewlett Packard, HP54845A)を用いて記録した。

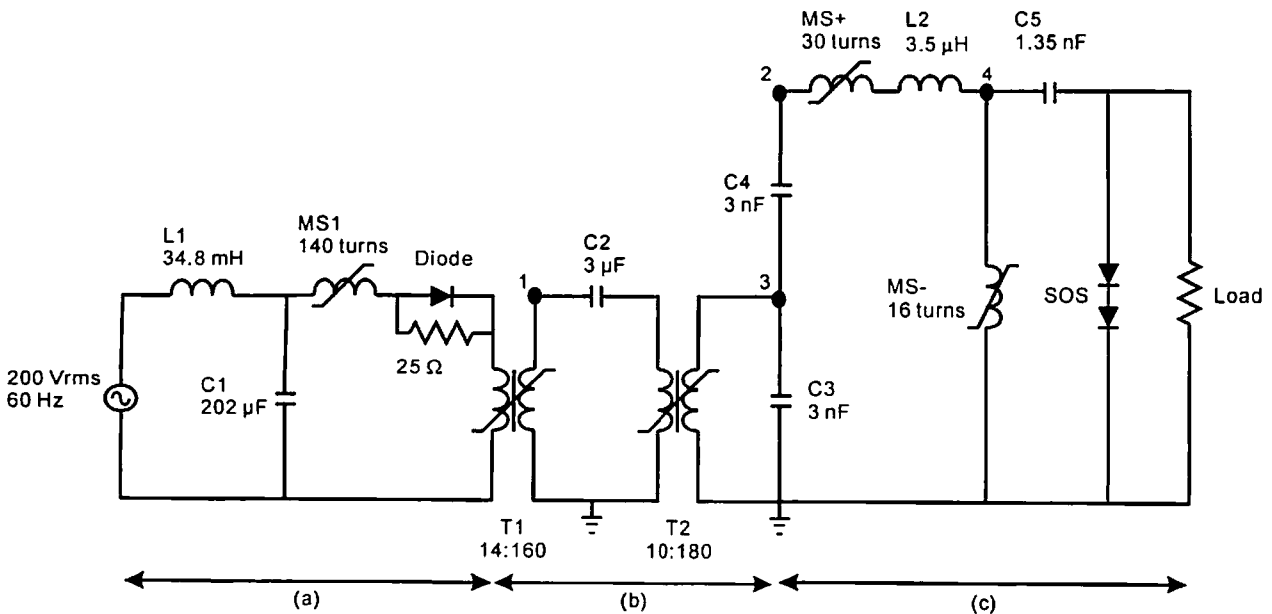


図 3.31 SOS パルスパワー発生装置の回路図



図 3.32 SOS パルスパワー発生装置の外観

A. 充電及びトリガ部

本研究で開発したパルスパワー発生装置の特徴的な部分の一つに充電の方法がある。図 3.31 中の 1 次蓄積コンデンサ C1(202 μ F)は、商用電源によって充電されるが、その際 C1 と L1(34.8mH)との共振作用を利用して、充電電圧を 450 V に高めている。MS1 は可飽和インダクタであり、C1 の充電電圧がピークに達すると磁気飽和現象が起こり、MS1 が短絡スイッチとして働くように設計されている。MS1 を含め回路中の全ての可飽和インダクタ及び可飽和トランスは、ファインメットコア(日立金属、FT-1H)で製作されている。ファインメットは、高速動作が可能、低損失、高飽和磁束密度、高透磁率(未飽和時)、といったパルスパワーにとって優れた特徴をもっている。

可飽和インダクタや可飽和トランスのインダクタンスは以下の式を用いて計算することができる。

$$L_u \propto \frac{\mu_0 \mu_{ru} AN^2}{l} \quad (3.24)$$

$$L_s \propto \frac{\mu_0 \mu_{rs} AN^2}{l} \quad (3.25)$$

ここで、 L_u 、 L_s 、 μ_0 、 μ_{ru} 、 μ_{rs} 、 A 、 N 、及び l は未飽和時のインダクタンス、飽和時のインダクタンス、真空の透磁率、未飽和時の比透磁率、飽和時の比透磁率、コアの断面積、巻き線の巻き数、及びコアの平均磁路長である。また、磁気コアに対する磁気飽和現象が起こるまでの時間は以下の式で計算することができる。

$$\frac{1}{N} \int_0^{\tau_s} V dt = A \cdot 2B_s \quad (3.26)$$

ここで、 τ_s 及び B_s は、コアが飽和するまでにかかる時間及びコアの飽和磁束密度である。PSPICE による回路シミュレーションは、上述の式で得られるパラメータを基に行った。

コンデンサ C1 の充電は、周波数 60 Hz の商用電源を用いて行っているので、16.7 ms 毎に充電される。したがって、本システムは外部からの制御信号なしに自発的に充放電を繰り返し、商用電源の周波数に同期して 60 pps で繰り返し動作する。C1 の充電が完了し、可飽和インダクタ MS1 が飽和すると、可飽和トランス T1 の一次巻き線に電圧が印加され、T1 の巻き数比(14:160)に応じて電圧は 2 次側の電圧は昇圧される。

図 3.33 に電源電圧、コンデンサ C1 及び C2 の電圧波形を示す。C1 の電圧は共振作用によって電源電圧よりも高くなっていることがわかる。コンデンサ C1 は 6 ms で約 450 V まで充電されている。その間は、C2 には電圧が印加されていないことがわかる。しかし、C1 の電圧がピークに達すると磁気スイッチ MS1 が飽和し、C2 に可飽和トランス T1 によって約 2.2 kV まで昇圧された電圧が印加されていることがわかる。電源電圧の正の半周期に対しては、コンデンサ C1 は充電後 MS1 のあとに設けられたダイオードを通して放電する。しかし、C1 は電源電圧の負の半周期の間も充電されるが、その電荷はダイオードと並列に設けられた 25 Ω の抵抗を通して放電する。したがって、負の放電電流は正の放電電流に比べて十分小さく、それ以降のコンデンサにはほとんどエネルギー転送されない。よって、本装置は単極性のパルス電圧のみを発生させることができる。

通常、磁気コアをスイッチとして使用する場合は、動作毎に磁気コアの B-H 曲線の初期位置まで戻すリセット動作が必要になるが、本装置では外部リセット回路を持たず、各コンデンサの充放電電流で自動的にリセットが行われる。そのため、外部リセット回路を別途設けなくても、連続して安定なパルス電圧を発生することができる。

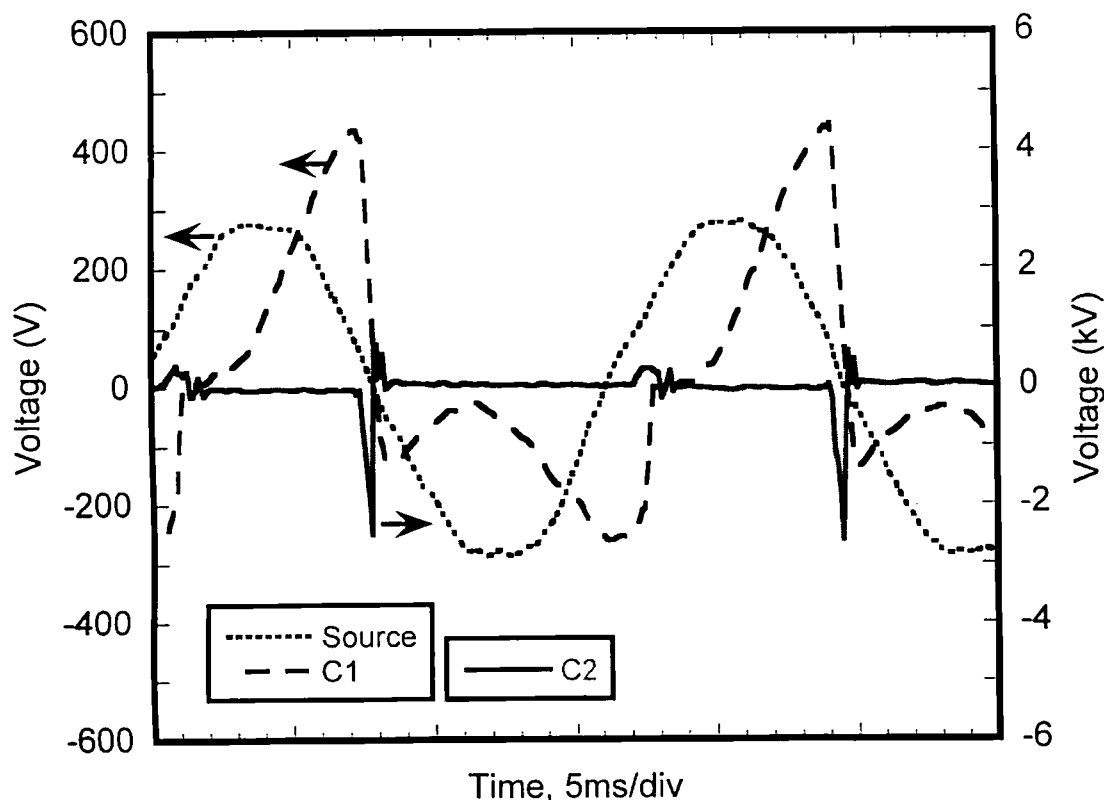


図 3.33 入力電源、及びコンデンサ C1、C2 の電圧波形

B. パルス圧縮部

パルス圧縮部では、1次蓄積コンデンサ C1 から転送されたエネルギーを圧縮し、電圧の増幅が行われる。3 μ F のコンデンサ C2 の電圧がピークに達すると、可飽和トランス T1 が飽和し、エネルギーが次の可飽和トランス T2 を介して次段のコンデンサ C3(3 nF)、及び C4(3 nF)に転送される。C2 が放電している間は、可飽和インダクタ MS+及び MS-は飽和状態にある。そのため、C3 と C4 は C2 から見て並列接続となり、同時に同じ電圧まで充電される。コンデンサ C3 の充電が完了すると、可飽和トランス T2 が飽和し、C3 の電圧の極性が瞬時に反転する。したがって図 3.31 中の点 B の電圧が上昇し、最終的にはコンデンサ C3 と C4 の充電電圧の 2 倍にまで上昇する。

図 3.34 は図 3.31 中の点 A の電圧波形を示したものである。点 A の電位はコンデンサ C2 の電圧とほぼ等しく、およそ 2.2 kV まで充電されていることがわかる。図 3.35 は図 3.31 中の点 B、点 C 及び 300 Ω 負荷両端の電圧波形を示したものである。点 C の電圧は時間と共に上昇し、約 45 μ s で 50 kV に達している。その後、可飽和トランスの飽和によって瞬時に極性が反転し、その結果点 B の電圧は 90 kV に上昇

していることがわかる。このパルス圧縮部において、電源電圧に対して約 320 倍の電圧昇圧が行われたことになる。

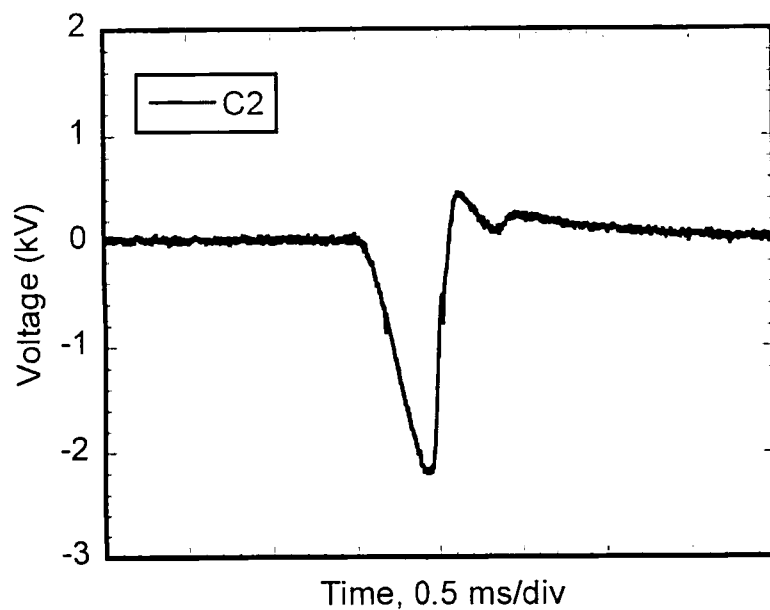


図 3.34 コンデンサ C2 の電圧波形

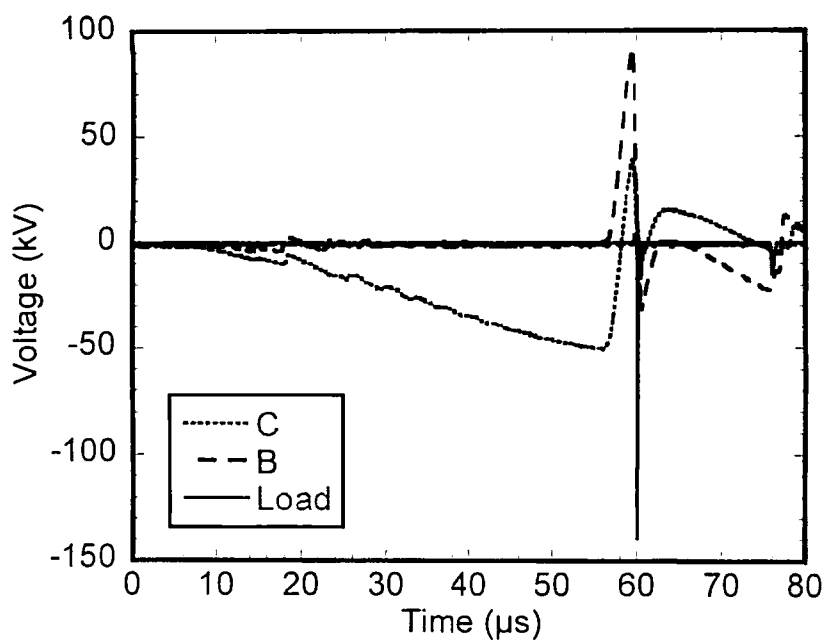


図 3.35 回路図 3.31 中の B 点、C 点及び 300 Ω 負荷両端の電圧波形

C. パルスシャープニング部

このパルスシャープニング部においては、SOS を利用して更なるパルス圧縮と電圧の増幅が行われる。SOS をオープニングスイッチとして利用するために、適切な時間幅と大きさの順方向及び逆方向電流を SOS に供給する必要がある。

コンデンサ C3 の電圧が完全に反転し、点 B の電圧がピークに達すると、可飽和インダクタ MS+ が飽和し、C3 及び C4 のエネルギーは最終コンデンサ C5 (1.35 nF) に転送される。その際、SOS には順方向の電流が流れ、順方向電流は SOS ダイオードをポンピングし、ダイオード中に残留電荷を作り出す。C5 の充電が完了し、C5 の電圧がピークに達すると、次に可飽和インダクタ MS- が飽和し、C5 の放電電流によって SOS に逆方向電流が供給される。このときの逆方向電流は、飽和した MS- のインダクタンスが減少していることから、順方向電流と比較して非常に立ち上がり時間が短くなっている。表 3.1 にあるように SOS-100-1 ダイオードには適切な順方向電流及び逆方向電流のパラメータがあるが、それらを満たすように回路パラメータが決定されている。SOS に流れる逆方向電流は SOS 効果によって遮断され、急激な電流変化による誘導電圧が発生し、パルス幅の短い電圧が負荷に印加される。

図 3.36 は回路図 3.31 中の点 D 及び 300 Ω 負荷の電圧波形、及び SOS に流れる電流波形を示している。350 ns の間 SOS にはピーク値 500 A の順方向電流が流れており、同時にコンデンサ C5 が充電されていることがわかる。その後、可飽和インダクタ MS- の飽和によってコンデンサ C5 は放電し、SOS に逆方向の電流が流れている。SOS の逆方向電流の立ち上がり時間はおよそ 50 ns で、ピーク値 -1.5 kA である。逆方向電流は瞬時に遮断され、その際に負荷には誘導電圧が印加されていることがわかる。電圧のピーク値は -150 kV に達し、パルス幅は 60 ns にまで圧縮されている。

図 3.37 は 300 Ω (a) 及び 1 k Ω (b) の抵抗負荷の場合における、SOS に流れる電流と負荷に印加される電圧を示している。オープニング前の SOS に流れる順方向及び逆方向電流のピーク値及び周期には違いは見られない。しかし、両者を比較すると電流遮断にかかる時間が異なることがわかる。1 k Ω の場合の方が 300 Ω の場合よりも速く電流遮断が行われている。これは負荷抵抗値が異なるとオープニング後の回路の時定数が異なるのが原因である。オープニング中及びオープニング後の回路の時定数は負荷抵抗の大きさに反比例して減少するため、負荷電圧及び電流の立ち上がり時間は負荷抵抗が大きい方が速くなっている。本実験によると、300 Ω の負荷に対しては電圧 -150 kV、パルス幅 60 ns、1 k Ω の負荷に対しては電圧 -220 kV、パルス幅 35 ns が得られた。

図 3.38 は 300 Ω (a) と 1 k Ω (b) の負荷に対する負荷電力と負荷に供給されるエネルギーを示したものである。300 Ω の場合では、負荷電力が 90 MW、供給エネルギーが 3.5 J となり、1 k Ω 負荷の場合よりも高い値となった。1 次コンデンサ(C1)の蓄積エネルギーと負荷に供給されるエネルギーを比較すると、300 Ω の場合は 18.5 %、1 k Ω の場合は 10 % のエネルギー転送効率であった。残りのエネルギーは回路中で消費されたか、あるいは電源側へ帰還したと考えられる。300 Ω 負荷の場合の方が 1 回の動作で効率的にエネルギーを負荷に転送できたことになるが、それでも低い値となっている。その最も大きい原因は、各ユニット間のコンデンサ容量のミスマッチであると考えられる。理想的には、コンデンサからコンデンサへのエネルギー転送は同じ容量のコンデンサを使用した場合にエネルギー転送効率が 100 % となる。トランスを使用して電圧を昇圧する場合にはトランスの巻き数比を考慮した値となる。本研究では、SOS を利用した繰り返しパルスパワー発生装置の試験機を開発し、その能力を評価するのが最大の目的であったため、回路パラメータを決定する際に効率は除外して考えた。そのため、総合効率は悪くなってしまったが、これは各ユニット中のコンデンサ容量を最適化することによって比較的容易に解決できるものと考えられる。

図 3.39 は出力電圧パルスの時間経過を示したものである。SOS パルスパワー発生装置の長時間運転の性能を評価するために、15 分間 60 pps の繰り返し率にて連続運転を行った。この場合においては、SOS の過熱を防止するために装置全体を絶縁オイルで満たされたタンク内に納めて試験を行った。その結果、出力電圧は 161.5 kV を中心として 3 % 以内に収まっていることがわかった。また、装置の温度上昇は無視できるほど小さく、合計 54,000 ショットにも上る動作であったが SOS に不具合が起こることはなかった。したがって、SOS パルスパワー発生装置は長寿命と安定性を同時に満たすことのできる装置であるということが出来る。

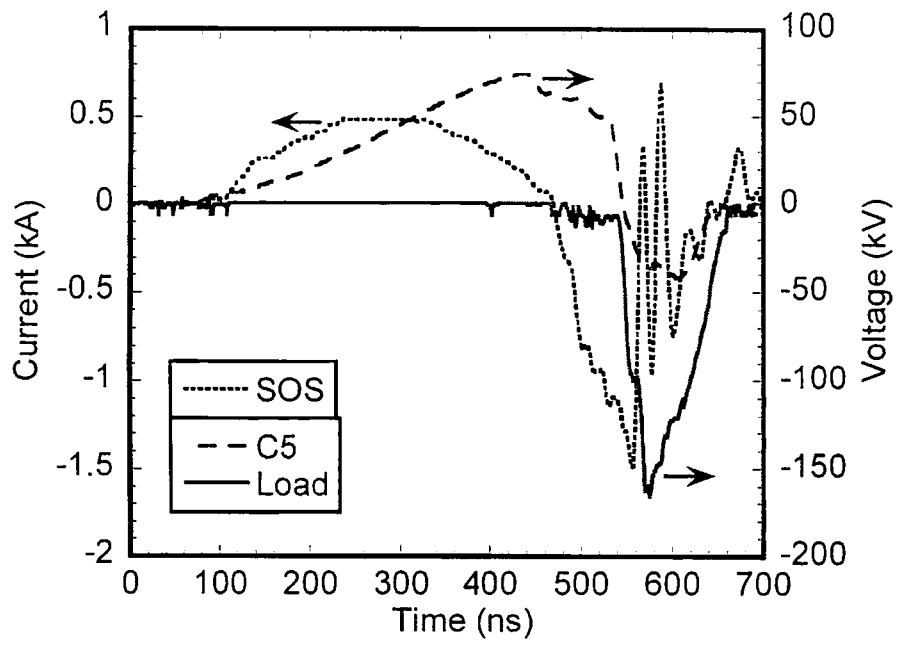
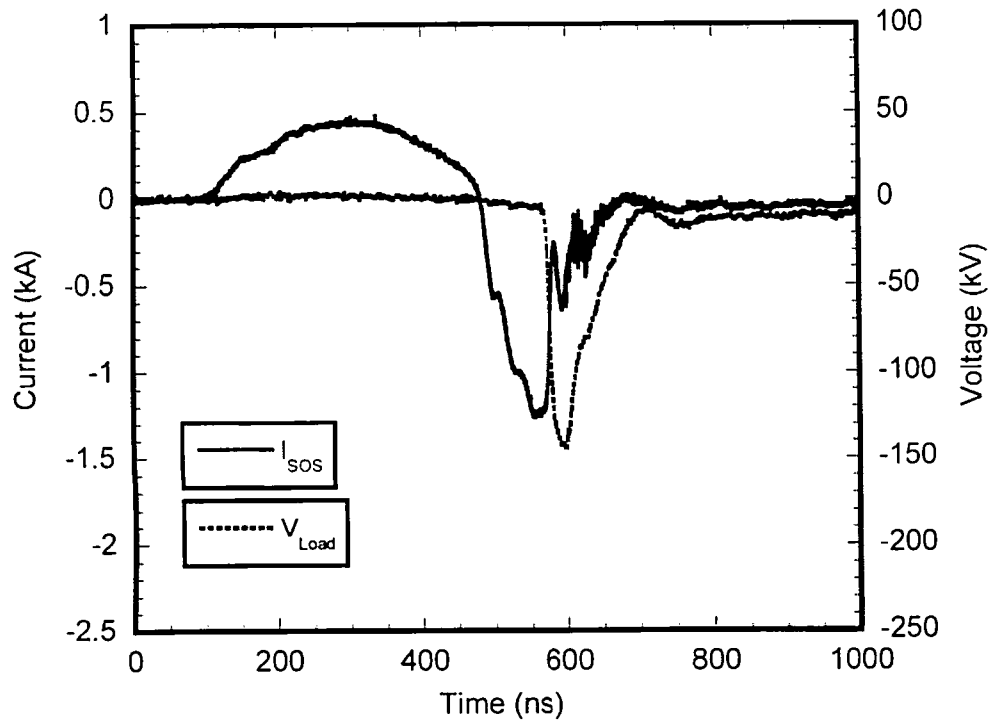
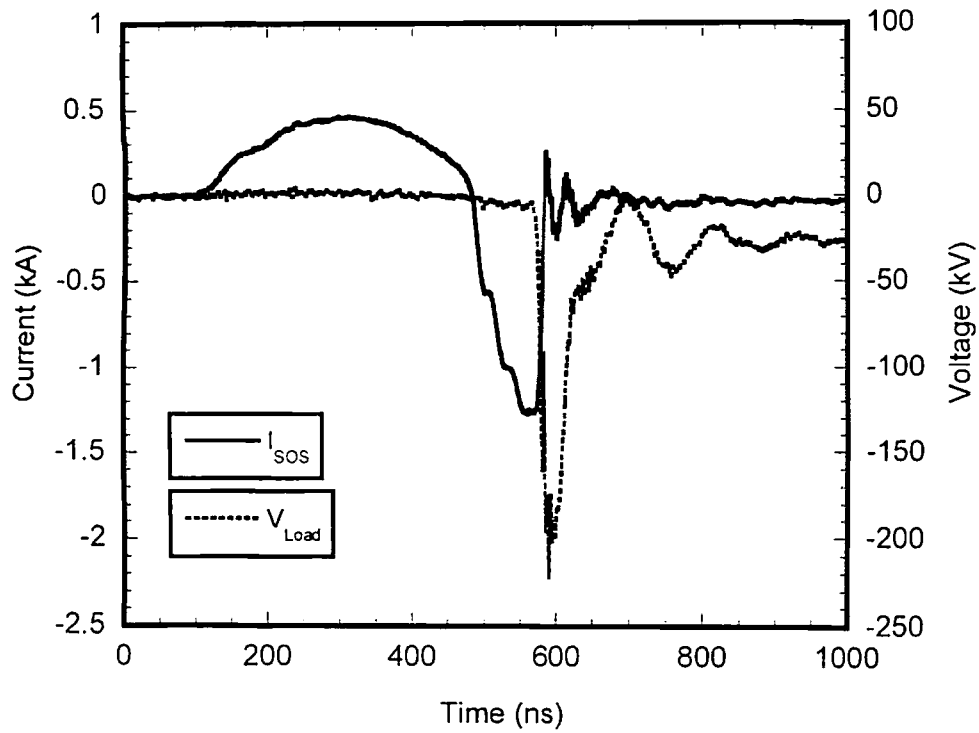


図 3.36 コンデンサ C5、300 Ω負荷の電圧、及び SOS の導通電流

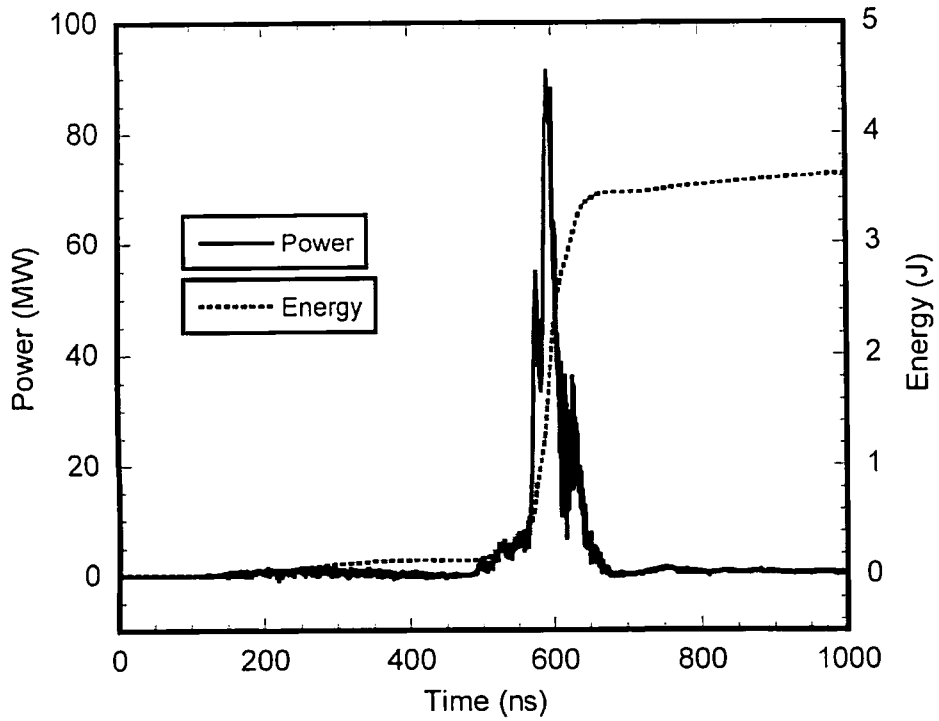


(a)

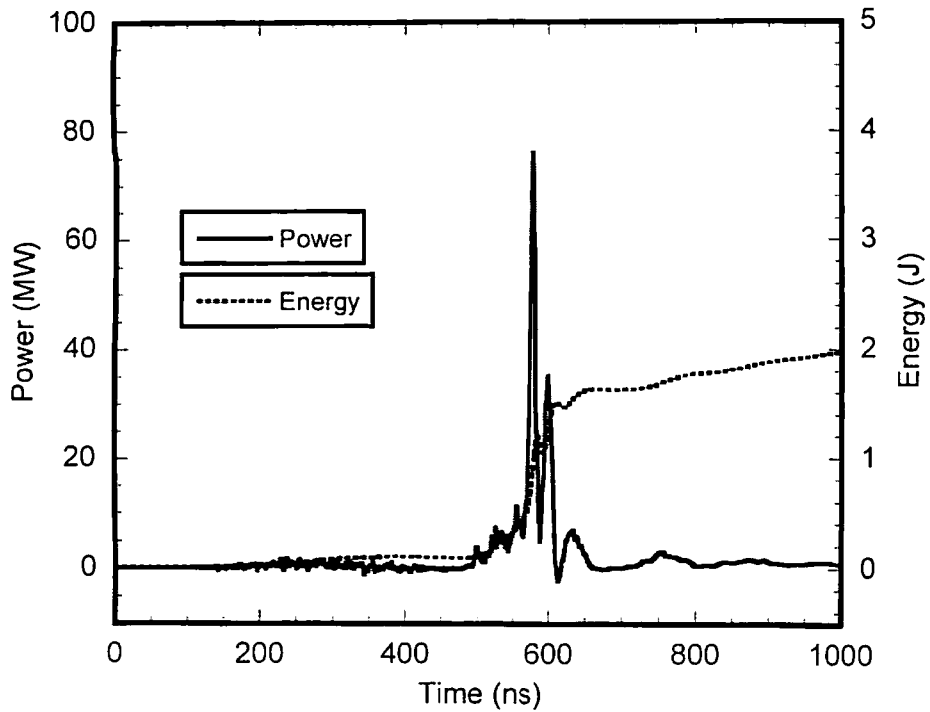


(b)

図 3.37 $300\ \Omega$ (a)及び $1\ k\Omega$ (b)の抵抗負荷の場合における SOS の導通電流と負荷電圧



(a)



(b)

図 3.38 300 Ω (a)と 1 kΩ (b)の負荷に対する負荷電力と負荷に供給されるエネルギー

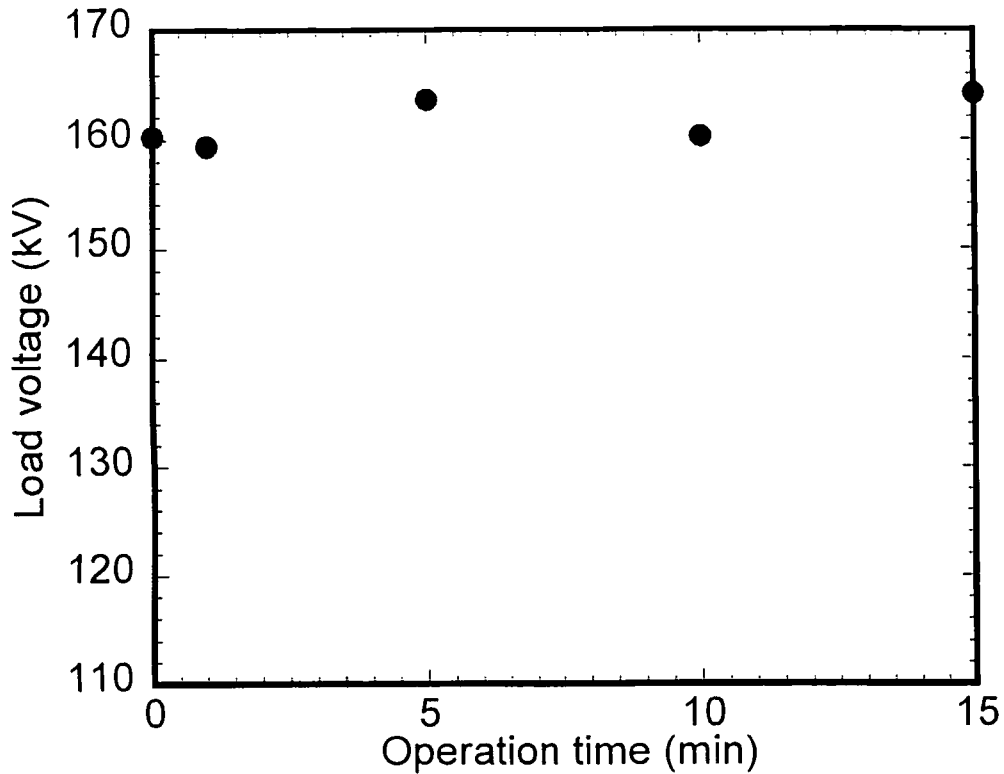


図 3.39 出力電圧パルスの時間経過

3.5.4 まとめ

半導体ダイオードをオープニングスイッチとして利用した繰り返し型パルスパワー発生装置の開発を行った。装置全体を全て固体素子で製作し、磁気スイッチを利用することによって放電スイッチを一切持たない装置構成とすることができた。磁気パルス圧縮回路と SOS による誘導性エネルギー蓄積によるパルス圧縮を組み合わせることによって、小型でありながら高出力のパルスパワーを繰り返し発生することができた。長時間の連続運転にも耐え、しかも安定した出力を得ることができるため、産業分野に応用する場合には非常に適した装置であると考えられる。

第4章 ワイヤアレイ放電における電流不均一性の検討

4.1 はじめに

パルスパワーの特徴を最も良く利用した応用例の一つに、高エネルギー密度プラズマの生成が挙げられる。パルスパワーは非常に短い時間幅の大電力を発生することが可能であるから、それを微小空間に注入することによって高温高密度状態にあるプラズマを生成することが可能である。生成された高エネルギー密度プラズマ中のイオンは多価に電離され、非常に高いエネルギー準位となる。そのため、紫外線から X 線領域におよぶ電磁波が放射されることから、高出力・高エネルギーパルス電磁波源として利用される。

パルスパワーによる高エネルギー密度プラズマの生成方法には、プラズマフォーカス、キャピラリーピンチ、Z ピンチがある。プラズマフォーカスは、同軸円筒導体の導体間に絶縁物を挟み込み、その絶縁物上で放電を起こすことによって生成される。絶縁物上で生成されたプラズマは、自己磁場によるローレンツ力によって円筒軸方向に進展し、同軸導体上部へ向かって噴出する。噴出する際の力によってプラズマは中心導体上部で収縮し、高温高密度プラズマが生成される。同軸導体中に封入するガスを変えることで様々なイオン種のプラズマを生成することが可能である。水素を封入した場合には、高密度プラズマ中で核融合反応が起き中性子が発生することから、中性子源としても利用される。

キャピラリーピンチは内径が小さいセラミックなどの絶縁物の細管(キャピラリー)内にガスを封入し、キャピラリーの両端に設けた電極間に高電圧を印加すると、キャピラリー壁上で沿面放電が起こり、円筒状のプラズマが生成される。円筒状のプラズマは自己磁場による磁気圧によって中心軸方向に収縮し、高温・高密度のプラズマが生成される。直径数 mm の絶縁物細管を利用するためそれほど大きな電流は流すことができないが、電流値数 kA で Xe ガスを封入することによって極紫外領域の電磁波(波長 13.6 nm)を放射することができることから、ArF 及び F₂ エキシマレーザに次ぐ次々世代の半導体リソグラフィ用露光光源として研究が近年盛んに行われている。この場合、高繰り返し動作も可能で、光出力も比較的大きく、電気エネルギーから光エネルギーへの変換効率も良いという特徴をもっているが、沿面放電を利用するため、絶縁物あるいは電極からの微粒子(デブリ)の発生が問題となる。

Z ピンチはその幾何学的形状の単純さから古くから現在にいたるまで盛んに研究が行われている。ピンチ現象とは、円筒状のプラズマに電流を流すと、自己磁場によ

る磁気圧が円筒状プラズマを中心軸方向へ圧縮するように作用し、プラズマは中心軸方向へ収縮(ピンチ)し、中心軸付近で高エネルギー密度プラズマが生成される現象のことを言う。円柱座標系において、Z軸方向に電流を流すことからZピンチと呼ばれる。Zピンチは、その構造が非常に単純で、沿面放電を利用せず、様々なプラズマ源が利用可能で、繰り返し動作も可能といった特徴を有している。かつては、Zピンチ現象を利用して、核融合炉を実現する際の重要な指標となるローソン条件を満たすようなプラズマを生成し、核融合を実現することを目的に研究が行われてきた。しかしながら、Zピンチを起こすとレイリーテイラープラズマ不安定性の影響で、実際にはローソン条件を満たすような温度と密度に達する前にプラズマは崩壊してしまう。そのため、核融合プラズマを生成するという目的での研究は断念されたが、代わって高エネルギー密度プラズマから放射される高強度パルス X 線を利用しようという目的で研究が行われている。

Zピンチには、使用するプラズマ源によって主に2種類に大別される。一つは、電極間に高速度のガスを入射してプラズマ源とするガスパフZピンチ、他方は多数の金属細線をかご型に配置したものをプラズマ源とするワイヤアレイZピンチである。ガスパフZピンチは負荷の真空を保持したまま繰り返し動作が可能であるが、真空中にガスを入射する際のガスの拡散等で均一なピンチプラズマを得ることが難しく、プラズマ不安定性の影響が大きい。駆動する電流波形にも依存するが、プラズマ不安定性の影響でピンチプラズマは完全な円柱ではなく、一部がくびれた形となることがしばしばあり、局所的にホットスポットと呼ばれる高温高密度領域が生成される。X線はホットスポットから放射されるため、点光源となる場合が多い。また、ガスをプラズマ源とするためにプラズマの質量がさほど大きくなく、放射されるX線の出力はワイヤアレイと比較すると小さい。しかしながら、連続動作が可能であり、ホットスポットの空間的安定性が確保できれば安定した点光源を得ることができるので、次世代の半導体リソグラフィー用の光源や、生体顕微鏡として応用されることが期待される。一方、ワイヤアレイZピンチは固体である金属細線をプラズマ源とするため、対称性の良い円柱状の初期プラズマを生成することができ、非常に均一なピンチプラズマを得ることができる。また、金属がプラズマ源であるためプラズマの質量も大きく、ピンチさせるには非常に大きい磁気圧、すなわち非常に大きい電流値が必要であるが、放射されるX線のエネルギー及び出力を非常に大きくすることができる。欠点としては、均一なピンチプラズマ柱を得るためにはできるだけ細い金属細線をできるだけ多くかご型に配置する必要があり、技術的な困難さがあること、及び1回の放電でワイ

ワイヤアレイは消失してしまうため、放電ごとにワイヤアレイを取り替えなくてはならず、真空を保持したままの繰り返し動作には不向きであるといったことが挙げられる。

先に述べたように、ワイヤアレイ Z ピンチは高強度で高エネルギーのパルス X 線を空間的に均一に放射することができるので、この特徴を生かして慣性核融合におけるドライバビームとして利用することを目的とした研究が近年盛んに行われている。慣性核融合とは、非常に直径の小さい核融合燃料ペレットにドライバビームを照射することによってペレット表面をプラズマ化し、そのプラズマが膨張する際の反作用でペレットを内側へ圧縮し、核融合反応を起こす方式である。従来は、ドライバビームとしてレーザーを用いる方式が主流であった。レーザーは、波形の制御がしやすく、高出力かつ短パルスのもので利用できるようになったので、たとえば米国の NIF (National Ignition Facility) や大阪大学レーザー核融合研究センター等のようにその研究の進歩は目覚ましい。しかし、レーザーはビーム状であるためにペレットを均一に照射させるためには多数本のビームを準備する必要があり、レーザーの電気エネルギーから光エネルギーへの変換効率が悪いといった欠点もある。

一方、Z ピンチ方式の慣性核融合は米国サンディア国立研究所の Z-Accelerator で主に研究が行われている。Z-Accelerator はマルクスバンクと水コンデンサを用いた世界最大のパルスパワー発生装置で、直径 33 m の巨大な装置である。36 台のマルクス発生器に蓄えられたおよそ 11 MJ の電気エネルギーは、水コンデンサ及び磁場絶縁伝送線路(MITL)を介して中心部の直径数 cm の Z ピンチ負荷へ供給される。供給される電氣的パルスの主なパラメータは、パルス幅 100 ns、最大電流値 20 MA であり、初期蓄積エネルギーと比較すると体積圧縮率 1000 分の 1、時間圧縮率 100 分の 1 である。Z ピンチのプラズマ源であるワイヤアレイの形状は、直径数 cm、ワイヤの本数 200~300 本、ワイヤの直径数 μm 、アレイの長さ最大 4 cm である。これによって放射される X 線は、パルス幅数 ns、出力最大 290 TW、エネルギー最大 1.9 MJ である。理論的な計算によると、60 MJ のパルスパワー電源を使用すると、1000 TW の X 線が放射され、1~20 GJ の核融合出力が得られると考えられている。

ワイヤアレイ Z ピンチ方式による核融合は、放射 X 線がビーム状ではなく、ペレット周囲を均一に加熱することができるという利点を持っており、電気エネルギーから X 線への変換効率においてもレーザー方式よりもはるかに優れている。しかし、高繰り返し運転には不向きであり、放射 X 線の波形制御は困難であるといった欠点もある。

ワイヤアレイ Z ピンチでは、空間的に均一な X 線の放射が可能であるが、ワイヤアレイがプラズマ化する際に個々のワイヤに流れる電流にばらつきがあると、均一な

円柱状の初期プラズマが形成されず、プラズマ不安定性の影響を強く受け、均一なピンチプラズマの生成が困難となる。そこで本研究では、ワイヤアレイがプラズマ化する際に個々のワイヤに流れる電流の振る舞いを理論的、及び実験的に検討した。

4.2 計算機モデルによる理論的検討

4.2.1 はじめに

パルスパワーによって生成された Z ピンチプラズマから放射される X 線を慣性核融合のドライバビームとして利用するための研究は近年盛んに行われるようになったが、ペレットに均一に X 線を照射するためにワイヤアレイプラズマ源とホーラムと呼ばれる空洞が用いられる。ワイヤアレイを用いることによって、空間的均一性が比較的とれた X 線放射が可能となり、さらにホーラムと呼ばれる空洞内に X 線を閉じ込めることによってペレット周囲を均一に照射することが可能となった。ワイヤアレイによって生成される Z ピンチプラズマの挙動は数値解析及び実験によって研究されているが、それによると初期プラズマ中の質量分布が収縮過程におけるレイリーテイラープラズマ不安定性に大きな影響を与えることが明らかになっている[63], [64]。これまでの研究では、オープニングスイッチとして利用される金属細線が液化及び気化する際の電流の振る舞いについては検討が行われたことがあるが[68], [69]、ワイヤアレイを構成する複数本のワイヤに流れる電流の振る舞いについては注意が払われてこなかったのが実情である。オープニングスイッチの研究によると、液化及び気化する際の電流の挙動には不安定性が存在するため、ワイヤアレイ中で同様の現象が起これば、ワイヤアレイをながれる電流の分布は不安定性によって不均一になり、初期プラズマ中の質量分布も不均一になることが予測される。

本節では、 n 本のワイヤに電流を流し、それらが気化するまでの電流の振る舞いを理論的に検証した結果について述べる。

4.2.2 不安定な挙動の数式化

図 4.1(a)にワイヤアレイのモデル図を示す。ワイヤアレイは n 本で構成されており、それぞれが R_n という抵抗値を持ち、電流 i_n が流れるものとする。ワイヤ 1 本に流れる電流の不安定性を議論するため、他のワイヤには均等に電流が流れるものと仮定する。したがって、着目する 1 本のワイヤ以外の $(n-1)$ 本のワイヤはまとめて 1 本のワイヤとみなすことができ、図 4.1(a)は図 4.1(b)のように表すことができる。着目するワイヤは抵抗値 R_1 を持ち、電流 i_1 が流れ、他の $(n-1)$ 本のワイヤは電流 i_0 が流れ、 R_0

という抵抗値を持つ1本のワイヤとして表現することにする。ワイヤの持つインダクタンスは考慮せず、ワイヤの状態変化に伴う抵抗変化のみを考慮するものとする。

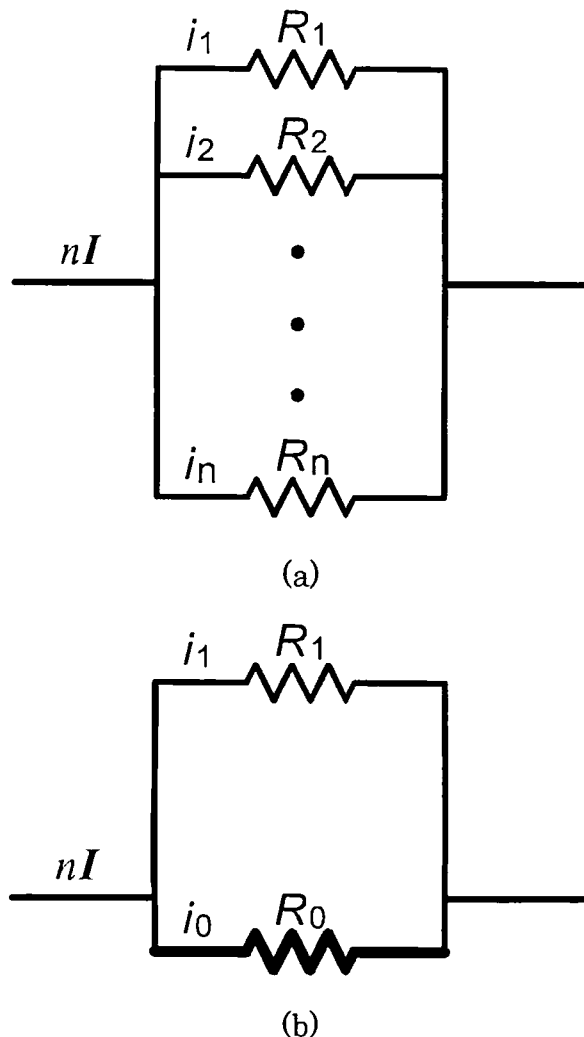


図 4.1 ワイヤアレイのモデル図。

ワイヤに流れる電流の不安定性は、以下の式で表されるような抵抗値 R_0 及び R_1 のワイヤを流れる電流値の偏差を α で定義することができる。

$$\frac{i_i}{i_0/(n-1)} = \alpha = \frac{(n-1)R_0}{R_1} \quad (4.1)$$

上式において、電流値が平衡状態にある場合は $\alpha=1$ である。式(4.1)の右辺は電流ではなく抵抗値の偏差を表したものであるが、ワイヤは全て同一の電極間に張られており、印加される電圧は等しいため、このように書き直すことができる。ここで、

$$\beta = \log \alpha \quad (4.2)$$

なる値を定義すると、以下の条件が成立する場合にワイヤアレイに流れる電流は不安

定となる。

$$\frac{\partial \beta}{\partial t} < 0, \quad (\beta < 0 \text{ の場合}) \quad (4.3)$$

$$\frac{\partial \beta}{\partial t} > 0, \quad (\beta > 0 \text{ の場合}) \quad (4.4)$$

さらに、 $\partial \beta / \partial t$ は以下のように書き直すことができる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial \beta}{\partial t} &= \frac{1}{R_0} \frac{\partial R_0}{\partial t} - \frac{1}{R_1} \frac{\partial R_1}{\partial t} \\ &= \left[\frac{n}{(n-1)R_0 + (n-1)R_1} \right]^2 \times \left\{ R_1^2 \left(\frac{dR}{dE} \right)_{(n-1)R_0} - [(n-1)R_0]^2 \left(\frac{dR}{dE} \right)_{R_1} \right\} I^2 \end{aligned} \quad (4.5)$$

ここで、

$$\frac{\partial R_1}{\partial t} = \frac{dR_1}{dE_1} R_1 i_1^2 = \left(\frac{dR}{dE} \right)_{R_1} R_1 i_1^2 \quad (4.6)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial R_0}{\partial t} &= \frac{dR_0}{dE_0} R_0 i_0^2 = \left[\frac{dR/(n-1)}{d(n-1)E} \right]_{(n-1)R_0} R_0 i_0^2 \\ &= \frac{1}{(n-1)^2} \left(\frac{dR}{dE} \right)_{(n-1)R_0} R_0 i_0^2 \end{aligned} \quad (4.7)$$

R 及び E は、ワイヤが気化する過程における抵抗値及び注入エネルギーである。

ワイヤの持つ形状や導通する電流値の大きさの影響を排除してより一般化するためのパラメータ γ を導入する。 $\beta < 0$ に対しては、

$$\gamma = \left[\frac{n}{\rho_0 + (n-1)\rho_1} \right]^2 \left[\rho_1^2 \left(\frac{d\rho}{dE} \right)_{\rho_0} - \rho_0^2 \left(\frac{d\rho}{dE} \right)_{\rho_1} \right] \quad (4.8)$$

であり、 $\beta > 0$ に対しては、

$$\gamma = \left[\frac{n}{\rho_0 + (n-1)\rho_1} \right]^2 \left[\rho_0^2 \left(\frac{d\rho}{dE} \right)_{\rho_1} - \rho_1^2 \left(\frac{d\rho}{dE} \right)_{\rho_0} \right] \quad (4.9)$$

である。ここで、 ρ はワイヤの抵抗率であり、添え字は抵抗値と同様である。 γ が正の場合は安定性を表し、 γ が負の場合は不安定性を表す。また γ の絶対値は安定性及び不安定性の強さを表す。

4.2.3 不安定な電流挙動の予測

前節で定義した式(4.8)及び式(4.9)を用いてワイヤアレイが気化する際の電流の挙動が安定化不安定化を議論することができる。式中で用いられている、エネルギー注

入量に対するワイヤの抵抗率変化の割合 dp/dE は、過去の実験で得られた銅線が気化する際の dp/dE 曲線を用いることにする。銅線に対する dp/dE 曲線を図 4.2 に示す。これは、水中に張られた銅線を気化させてオープンスイッチとして利用する場合の、抵抗率と dp/dE の関係を表している。図 4.2 を利用して ρ_i 及び ρ_0 を変化させることによって、 γ の分布図を描いた。その結果を図 4.3 に示す。同図(a)は $n=2$ の場合、(b)は $n=10$ の場合の分布図である。正の γ は 0 としてプロットしてあるので、ハッチングされた負の γ の部分は不安定な領域を表し、その度合いは不安定性の強度を表している。ワイヤが気化する際には、ワイヤの抵抗率は図の左下から右上へ向かって移動し、電流が均一に流れ、抵抗率の変化も等しければ、対角線上を移動することになる。しかし、 ρ_i と ρ_0 の関係が不安定な領域にある場合には、ワイヤの抵抗率は対角線から離れる方向に移動し、安定な領域にある場合には対角線に近づくように移動する。図 4.2 と比較すると、急激な dp/dE の変化が起こる場合に不安定な領域が存在することがわかる。急激な dp/dE の変化は低い電流値による低いエネルギー注入であっても大きい抵抗率の変化が起こることを意味している。これは複雑なワイヤの気化過程に起因しており、注入エネルギーが等しくても dp/dE が等しいとは限らないことが実験からも明らかになっている。図 4.3 からわかるように、不安定な領域は対角線付近に存在していることがわかる。そのため、全てのワイヤに均等に電流が流れ、均等に状態変化が起こっても、ワイヤアレイに流れる電流の振る舞いは不安定であることが予測される。

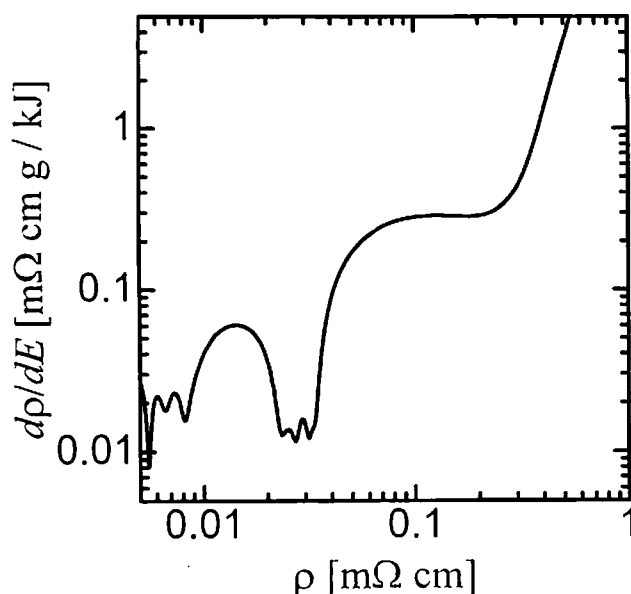


図 4.2 銅線に対する dp/dE 曲線

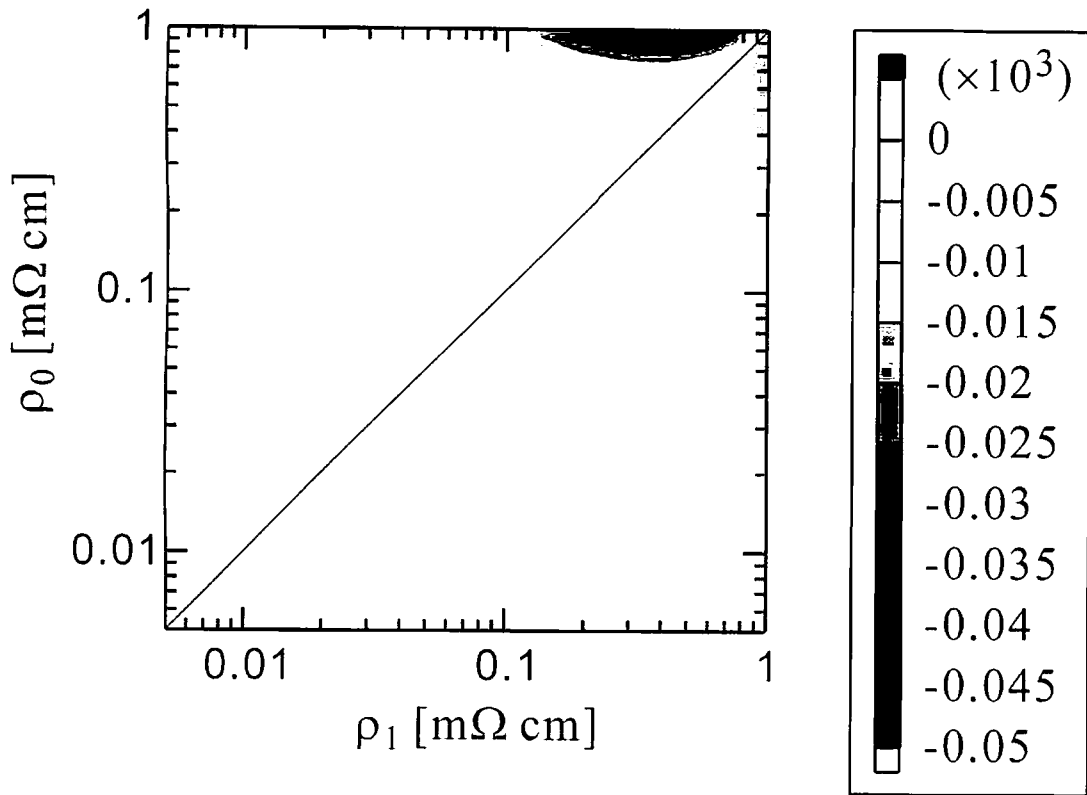
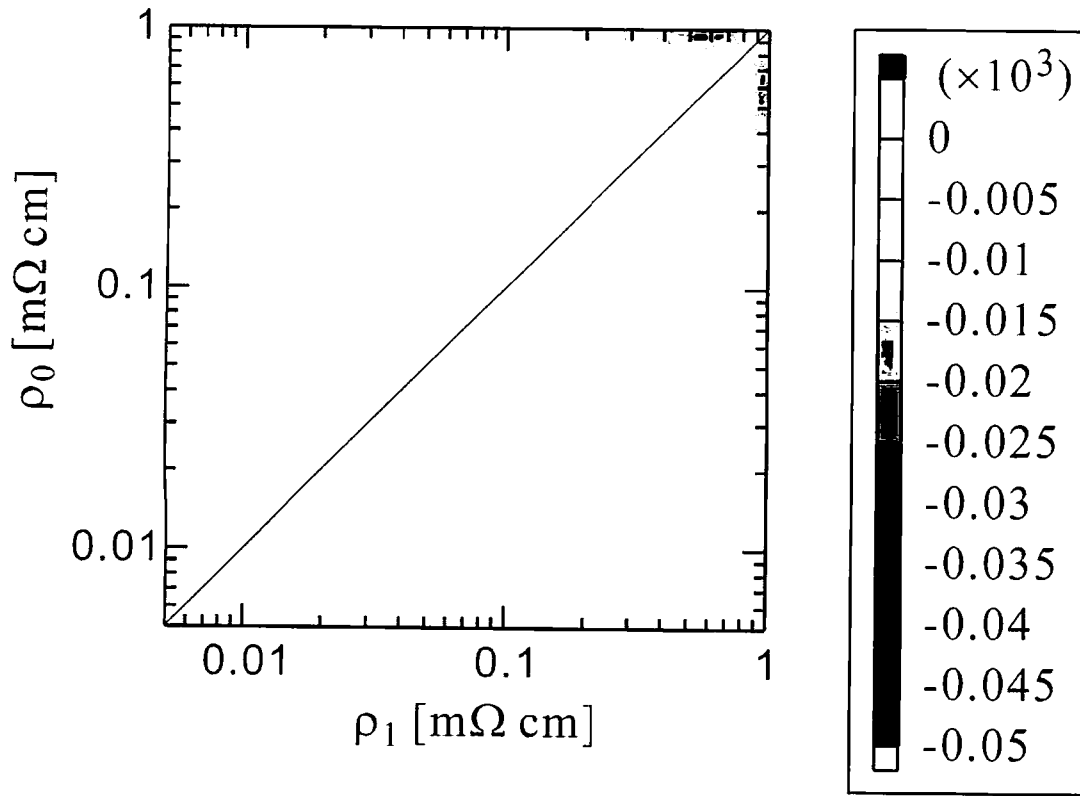


図 4.3 $n=2$ (a)及び $n=10$ (b)の場合の γ の分布

図 4.3 の分布図より、不安定性の強さはワイヤの本数に関係するものの、不安定な領域の分布自体はワイヤの本数とは無関係であることがわかる。式(4.8)及び(4.9)を考えると、2つの関数で成り立っていることがわかる。すなわち、 γ は以下のように書き改めることができる。

$$\gamma = f_m(n, \rho_1, (n-1)\rho_0) \cdot f_d(\rho_1, (n-1)\rho_0) \quad (4.10)$$

ここで、

$$f_m(n, \rho_1, \rho_0) = \left[\frac{n}{\rho_0 + (n-1)\rho_1} \right]^2 \quad (4.11)$$

$$f_d(\rho_1, \rho_0) = \pm \rho_1^2 \left(\frac{d\rho}{dE} \right)_{\rho_0} \mp \rho_0^2 \left(\frac{d\rho}{dE} \right)_{\rho_1} \quad (4.12)$$

関数 f_m はワイヤの本数 n に依存するが、その値は常に正であるため、不安定性には影響しない。一方、関数 f_d はワイヤの本数 n に依存し、正負両方の符号を取りうる。従って、関数 f_m は安定性及び不安定性の強さを表し、関数 f_d は安定性と不安定性を決定するものであると考えることができる。ゆえに、図 4.3 からも明らかなように、不安定な領域の分布はワイヤの本数に影響されず、対角線に関して対称となる。

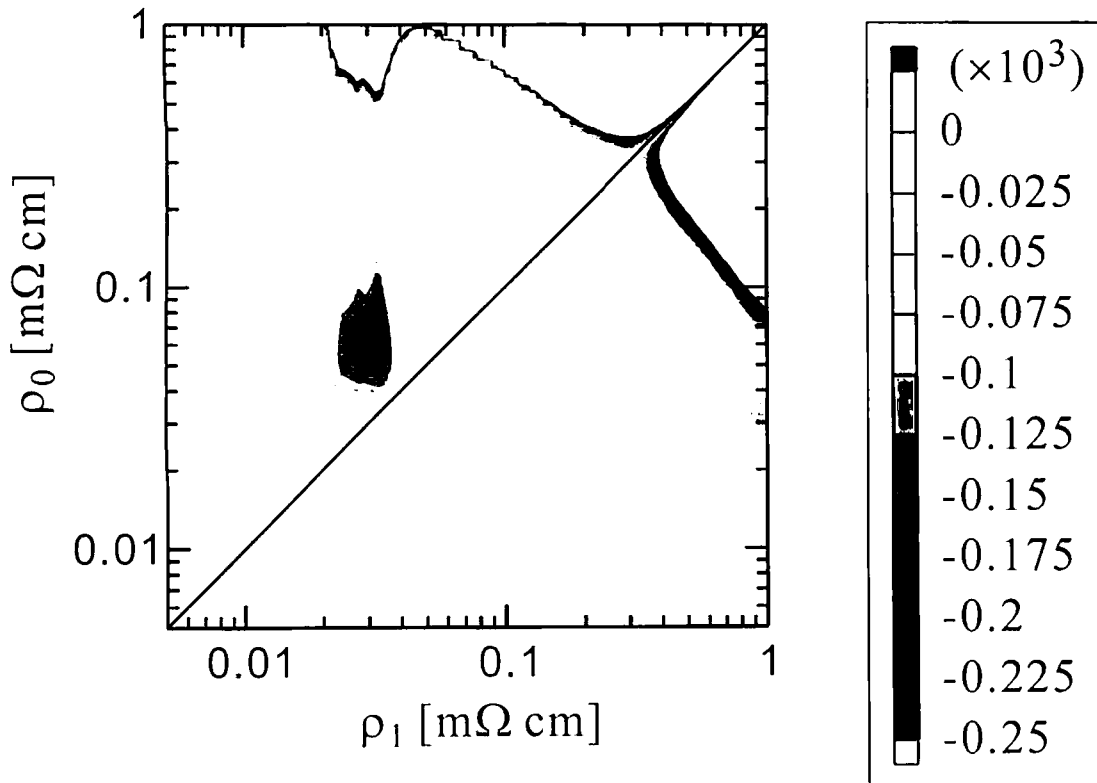


図 4.4 $n=10$ の場合における、より小さい γ に対する γ の分布

$n=2$ の場合には、 γ の分布及び強度共に対角線に関して対称となる。 $n=10$ の場合には、 γ の分布は対角線に関して対称となるが、その強度は対角線よりも左側の領域の方が大きいことがわかる。図 4.4 は、図 4.3(b)におけるより小さい γ を示した図である。この図において、安定な領域と γ が -0.25×10^3 以下の領域は白く表示されている。この図では、不安定な領域では対角線に関して対称とはなっておらず、左側の領域の強度が右側の領域に比べて強いことがわかる。 γ の絶対値、すなわち電流の振る舞いが安定あるいは不安定な領域に移行しようとする強さは、ワイヤの本数が増加すればするほど強くなる。図 4.4 より、ワイヤの本数が増加すると、不安定な領域に移行しようとする強さは図の右側の領域、すなわち $n-1$ 本のワイヤの方が残りの 1本のワイヤよりも強いので、残りの 1本のワイヤは他の $n-1$ 本のワイヤよりも遅く気化し、その 1本のワイヤに電流が集中する可能性を示唆している。

以上の議論はワイヤアレイに流れる電流が一定の場合について行ったが、同様にしてワイヤアレイに印加される電圧が一定の場合についても電流挙動の安定性及び不安定性を予測することができる。ワイヤアレイに印加される電圧が一定の場合の γ は以下の式で表される。

$$\gamma = \pm \frac{1}{\rho_0^2} \left(\frac{d\rho}{dE} \right)_{\rho_0} \mp \frac{1}{\rho_1^2} \left(\frac{d\rho}{dE} \right)_{\rho_1} \quad (4.13)$$

式(4.13)で表される安定性及び不安定性の条件は、式(4.12)で与えられる関数 $f_d(\rho_1, \rho_0)$ と同様であるから、不安定な領域の分布は図 4.3 と同じものとなる。しかし、安定または不安定な領域に移行する強さはワイヤの本数には依存しない。

本研究では銅ワイヤが気化する際の抵抗率変化に基づいて電流の不安定性の議論をしたが、実際のワイヤアレイ Zピンチではタングステンが一般に使用される。しかしながら、抵抗率の変化の割合は一定ではないので、ワイヤの材質にかかわらず電流の不安定性は起こるものと考えられる。

4.2.4 まとめ

本節では、ワイヤアレイ放電の初期現象に着目して、複数本のワイヤが気化する際の電流の振る舞いが不安定であることを計算によって導き出した。ワイヤの抵抗率と不安定な領域の関係を計算によって求め、不安定領域の分布を求めた。ワイヤが気化する過程においては、全てのワイヤがほぼ均等に状態変化を起こしても不安定な領域を通過するので、ワイヤアレイに流れる電流は少なからず不安定であることが明らかになった。不安定な領域の分布はワイヤの本数には無関係であるが、不安定性の強度

はワイヤの本数に依存することがわかった。従って、ワイヤの本数が多くなればなるほど、1本のワイヤに電流が集中する傾向であることが予測された。

4.3 電流不均一性の実験的検証

4.3.1 はじめに

これまでも述べたように、Zピンチから放射されるX線は、従来のレーザやイオンビーム等と同様な方法で利用することのできる慣性核融合用ドライバビームとして非常に注目されている。高速でかつ高エネルギーのパルスパワー技術の発達により、Zピンチのプラズマ源としてワイヤアレイを使用することができるようになった。非常に対称性のとれたワイヤアレイを使用することによって対称的な初期プラズマ柱を生成することが可能であり、さらに非常に均一にプラズマを収縮させることが可能である。均一なプラズマの収縮は効率的なX線の放射につながり、高出力及び高エネルギーのX線放射を得ることが出来る。米国サンディア国立研究所に設置されているZ装置では、タングステンワイヤアレイに100 nsのパルス幅と最大値20 MAの電流を供給することができ、それによって放射されるX線の出力はおよそ290 TW、エネルギーはおよそ2 MJである。

前節では、ワイヤアレイに流れる電流は不安定であり、電流分布は均等にはならない可能性を示した。その場合、アレイを構成しているワイヤは均等にプラズマ化せず、初期プラズマ中には質量分布の不均一性が生じ、レイリーテイラープラズマ不安定性を引き起こす原因となりうる。そのような理由から、真空中に設置した複数本のワイヤが固体からプラズマへと遷移する過程における電流が均一か不均一かを実験的に検証することは非常に重要である。

本節では複数本のワイヤがプラズマ化する際の電流計測の結果について述べる。ワイヤアレイZピンチにおける電流分布を模擬し、予測するために、4本のタングステンワイヤを真空中に設置して大電流によってプラズマ化した。その際の各ワイヤを流れる電流を計測して電流の挙動を観測すると共に、電圧測定も同時に行って計算によってワイヤの抵抗変化も求めた。

4.3.2 実験装置及び方法

実験はパルスパワー発生装置ASO-Xを用いて行った。図4.5に実験装置図を示す。ASO-Xの充電電圧は30 kVにて行い、その際の最大電流値、電流立ち上がり時間、及び出力電圧はそれぞれ160 kA、1.8 μ s、90 kVであった。なおASO-XのPOSは

本実験では使用しなかった。ワイヤアレイは直径 0.1 mm のタングステンワイヤを 4 本使用した。アレイの直径は 140 mm、長さは 40 mm とした。ここで使用しているワイヤアレイはサンディア国立研究所の実験等のような X 線放射を目的としたワイヤアレイとはその本数及びワイヤの直径において異なるが、本実験における電流の振る舞いは実際のワイヤアレイ中で起こる現象を模擬するものと考え、より電流値の計測が行いやすいような実験条件とした。

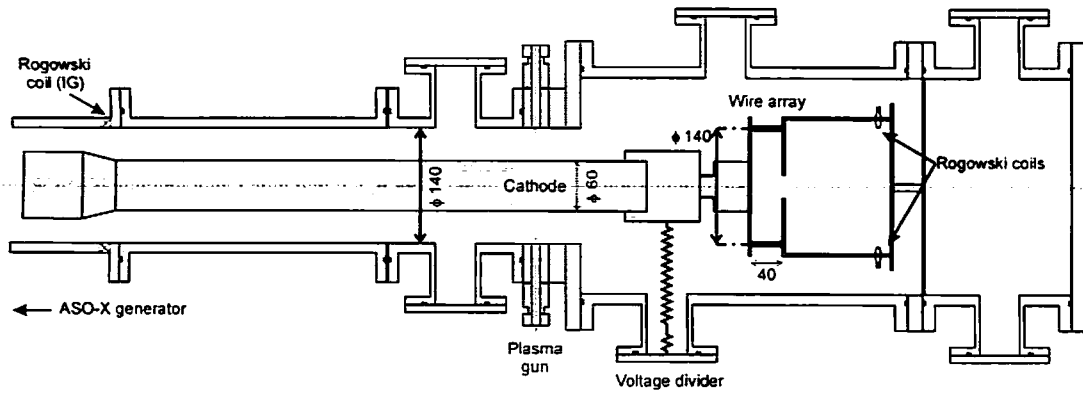


図 4.5 実験装置図

ワイヤアレイは ASO-X の負荷真空チャンバー内に置いて実験を行った。ワイヤの一端はカソードに直接接続されており、もう一端は十分太い金属棒を介してアノードと接続されている。ワイヤはそれぞれ等しい重量のおもりによって張られている。ワイヤの両端の表面は、両電極に設けられた穴の表面と接触している。真空チャンバー内の圧力は、 3×10^{-4} Torr であった。真空チャンバー内の圧力に関しては、本実験装置の構成で得られる最大到達圧力 1×10^{-4} Torr から 5×10^{-4} Torr の範囲内で実験を行った結果、この範囲内では実験結果には違いがないことがわかっている。電源電流の計測は ASO-X の出力端に設けられているロゴスキーコイルで、ワイヤに流れる電流は各ロッドに設けたロゴスキーコイルによって全てのワイヤの電流を独立に計測した。またカソード付近に接続した抵抗分圧器によって負荷部の電圧計測も行った。負荷電圧には負荷インダクタンスによる電圧とワイヤの抵抗成分による電圧が含まれるため、インダクタンス成分を取り除くように校正した。全ての計測結果はデジタルオシロスコープ(1.5 GHz, 4 GSa/s, Hewlett Packard HP-54845A)によって記録した。計測器とオシロスコープは極力ノイズの影響を避けるためにシールドされた同軸ケーブルによって接続し、オシロスコープはシールドルーム内に設置した。計測データはノイズの影響を軽減するために、計算機を用いて 20 点の移動平均によるフィルタ

リングを行っている。

ワイヤの形状がどのように電流の不均一性に影響を与えるかを調べる目的で、以下の3通りのワイヤアレイで実験を行った。

- A. 等しい長さで断面面積のワイヤ
- B. 長さの異なるワイヤ
- C. 断面面積の異なるワイヤ

4.3.3 実験結果及び検討

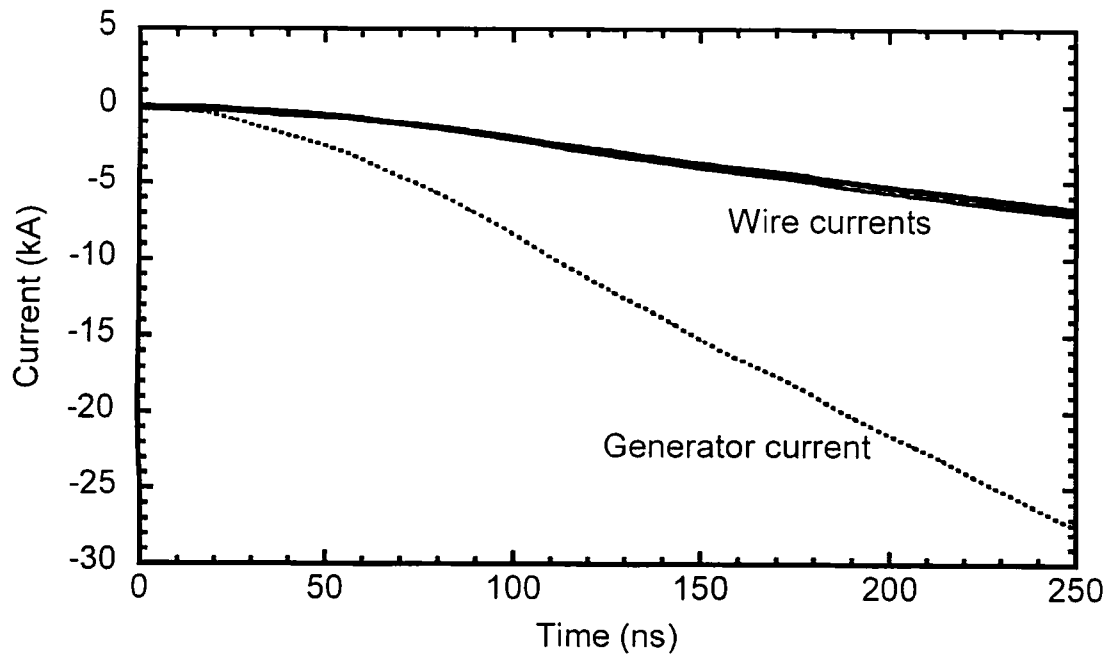
はじめに短絡負荷を用いてロゴスキーコイル及び抵抗分圧器の校正を行う実験を行った。直径 3 mm の十分太い銅製のロッドでワイヤアレイの両電極間を短絡して ASO-X を動作させ、電流及び電圧の計測を行った。図 4.6(a)に典型的なワイヤの電流と電源電流の波形を示す。その結果、短絡状態において4つの銅ロッドに流れる電流はほぼ等しく、そのばらつきは±6.5%以内であった。計算の結果、4つのロッドに流れる電流の和は電源電流に等しいことがわかった。よって実験で使用している負荷の形状はワイヤアレイに流れる電流には影響を与えず、各々の電流は等しいことが明らかになった。

図 4.6(b)に電圧波形を示す。短絡負荷の場合は、ワイヤアレイは十分太い銅製のロッドで短絡されているため、抵抗成分は無視でき、ほぼインダクタンス成分のみが存在すると考えることができる。従って、抵抗成分による電圧降下は無視することができるので、抵抗分圧器によって計測される電圧はインダクタンス成分による電圧降下であると考えられる。直径 0.1 mm のタングステンワイヤを使用する場合は、計測電圧 $V_{measured}$ は以下のように表される。

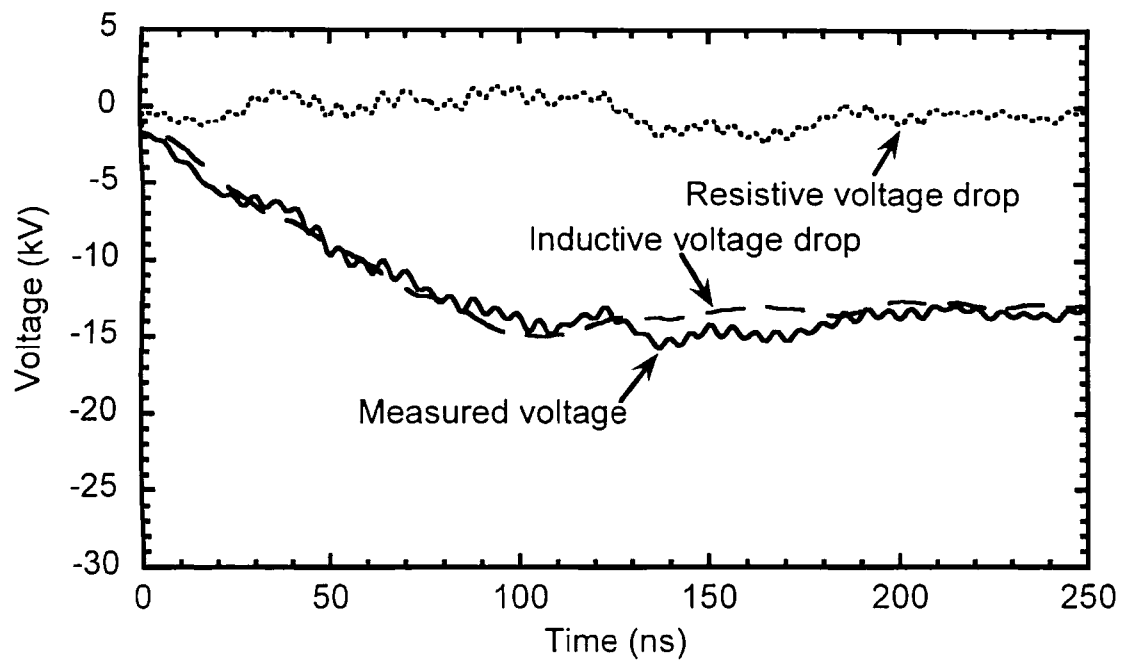
$$\begin{aligned} V_{measured} &= L_{array} \frac{dI_{array}}{dt} + V_R \\ &= L_{array} \frac{dI_{array}}{dt} + I_{array} \cdot R_{array} \end{aligned} \tag{4.14}$$

ここで、 L_{array} はワイヤアレイのインダクタンス、 I_{array} はワイヤアレイを流れる電流、 V_R はワイヤアレイの抵抗成分による電圧降下、 R_{array} はワイヤアレイの抵抗である。本実験ではワイヤアレイの抵抗変化による電圧降下のみを求めたいので、インダクタンス成分による誘導電圧を差し引く必要がある。短絡負荷の実験において、式(4.14)を用い、 V_R を 0 と置くことでワイヤアレイのインダクタンス成分を求めることができる。計算により求めた結果、インダクタンスは 105 nH であることがわかった。図

4.6(b)に示されるように、計算された誘導電圧は計測電圧と等しいことがわかる。抵抗成分による電圧降下は、ほぼ0である。これは、十分太い銅製のロッドを使用したために抵抗成分がほぼ無視できることを示している。このようにして求められたワイヤアレイのインダクタンスを用いることによって以下の計測結果は全て校正されている。ワイヤの直径が異なればワイヤアレイのインダクタンスは異なる値となる。本実験で使用しているタングステンワイヤの場合、短絡負荷で使用了銅製のロッドの場合よりも2倍大きいインダクタンスとなる。しかしながら、上記で計算したインダクタンスはワイヤアレイのみではなく下流側を含む負荷チャンバー全体のインダクタンスである。ワイヤアレイ以外の負荷チャンバーのインダクタンスは、ワイヤアレイのものよりも十分大きいため、タングステンワイヤの場合と短絡負荷の場合のインダクタンスの違いは無視でき、以下で行っている誘導電圧の校正は妥当である。



(a)



(b)

図 4.6 短絡負荷の場合の電流波形(a)及び電圧波形(b)

A. 等しい形状のワイヤの場合

典型的な電流と電圧の波形を図 4.7(a)に示す。ASO-X を動作させると、4本のワイヤにはほぼ等しい電流が流れていることがわかる。その電流値にはほとんど違いがない。電流の導通によってワイヤにはエネルギーが注入され抵抗値が増加するが、230 ns 以前はその増加の割合はほぼ等しい。従って電流は等しく増加している。しかしながら、230 ns 付近で電流は急激にばらついている様子がわかる。ワイヤに流れる電流がばらついても、その総和に変化はなく電源電流と一致する。よって、ワイヤの電流のばらつきは、ワイヤの抵抗変化の仕方に原因があると考えることができる。一方、ワイヤアレイ両端の電圧は、230 ns 以前はワイヤの抵抗値の増加によって時間の経過と共に増加している。電圧は 230 ns でピークに達しているが、その後もワイヤの電流値の上昇は続いている。ワイヤの電流が不均一になる時刻は、電圧がピークに達して下降し始める時刻と一致している。ワイヤの電流は一度不均一になった後は再び均一に戻ることはなく、放電中はそのばらつきを維持していることがわかった。

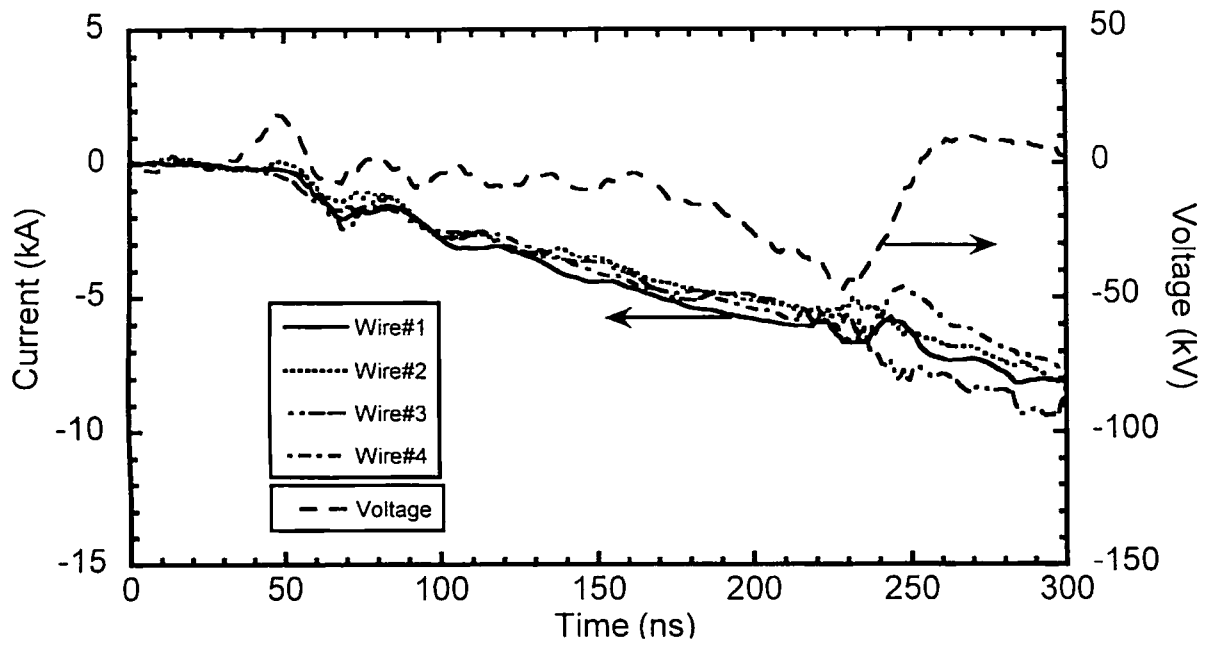
図 4.7(b)に各ワイヤの電流と平均値の比を示す。電流の平均値はワイヤの電流の和をワイヤの本数 4 で除したものであり、図 4.7(b)中では 1 に相当する。同図において、もし全てのワイヤに等しい電流が流れ、均一性が取れていれば、全ての線が 1 の値をとることになる。図 4.7(a)では、ワイヤに流れる電流は電圧がピークに達した時に急激にばらついているが、同図(b)からワイヤ 4 に流れる電流が急激に減少し、それを補うようにワイヤ 3 に流れる電流が急激に増加して全電流が変化しないように補完しあっていることがわかる。他の 2 本の電流にはそれほど大きな変化は見られない。ワイヤに流れる電流はお互いを補完しあうように増減するので、ワイヤアレイの上流または下流で計測する全電流には変化は見られない。どのワイヤの電流が増加または減少するかはショットによって異なるが、全てのショットにおいて同様の電流の不均一性が観測された。つまり、これは何らかの外部要因があることを意味しており、例えばワイヤと電極の接触の具合はワイヤごと、及びショット毎に異なると考えられる。

図 4.8(a)は電流及び電圧波形から計算したワイヤの抵抗変化の波形である。ワイヤの抵抗値は時間と共に上昇し、約 230 ns でピークに達している。230 ns 以降は抵抗値の減少が見られるが、これはワイヤがプラズマ化したためであると考えられる。抵抗値のピークにおいては、およそ $\pm 15\%$ のばらつきがある。図 4.7(a)の電流波形を見ると、抵抗値がピークに達する時間である約 230 ns 付近で電流分布が急激に不均一になり、そのときのばらつきは $\pm 55\%$ である。したがって、ワイヤアレイに流れる電流は、ワイヤが気化してさらにプラズマ化する際に不均一になるということが明らか

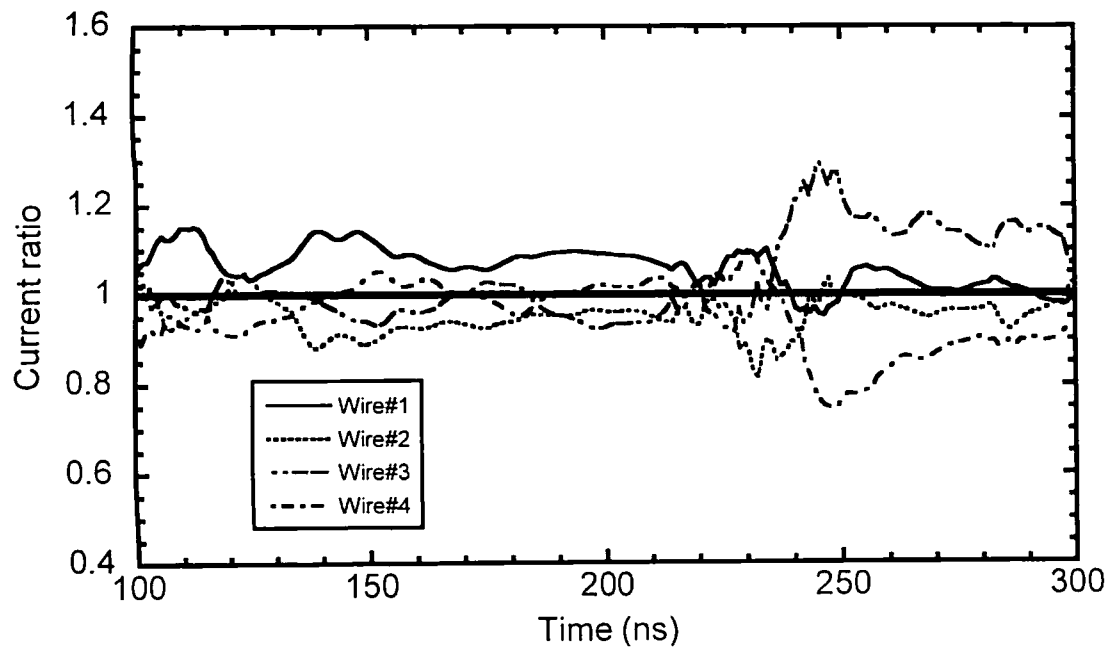
になった。

ワイヤに注入されるエネルギーを計算すると、ワイヤの抵抗値が急激に上昇し始める時間はワイヤの温度が融点に達した時間であることがわかった。また、ワイヤが気化するのに必要なエネルギーが注入される前にワイヤの抵抗値の減少が始まっていることも明らかになった。したがって、ワイヤの気化はワイヤ全体で起こっているのではなく、ワイヤの表面で沿面放電が起こっているものと考えられる[70], [71]。

図 4.8(b)は各ワイヤの抵抗とその平均値の比を表したものである。平均値は、4本のワイヤの抵抗の総和をワイヤの本数4で除したものであり、図中では1に相当する。抵抗は電流が不均一になる時間 230 ns 付近で急激にばらつき、特にワイヤ3の抵抗が他の抵抗よりも低くなっていることがわかる。従って、ワイヤ3にはより多くの電流が流れていることと一致している。このような抵抗値のばらつきがワイヤアレイにおける電流分布の不均一性の原因となっていると考えることができる。

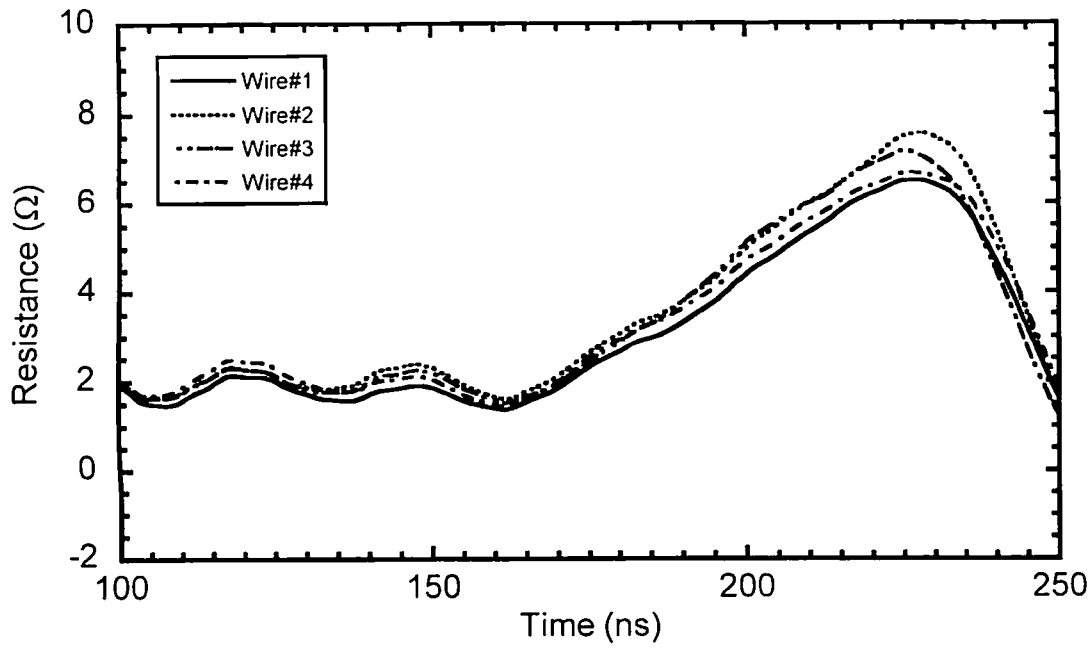


(a)

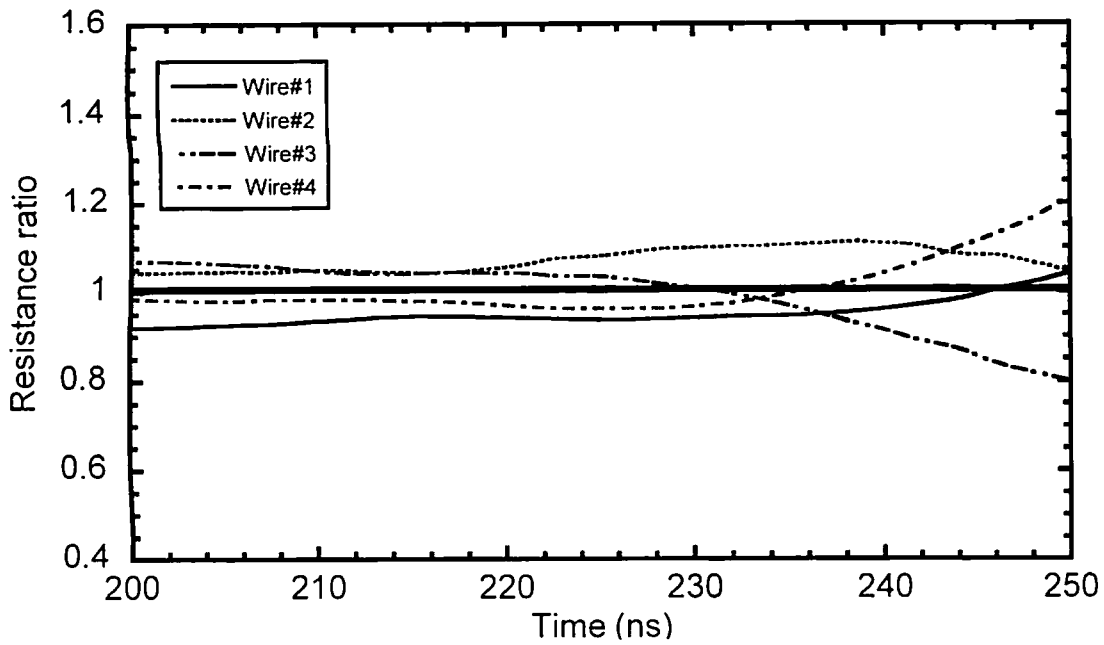


(b)

図 4.7 等しいワイヤを使用した場合の電流・電圧波形(a)、及び各ワイヤに流れる電流の平均値に対する比(b)



(a)



(b)

図 4.8 等しいワイヤを使用した場合のワイヤの抵抗変化(a)、及びその平均値に対する比(b)

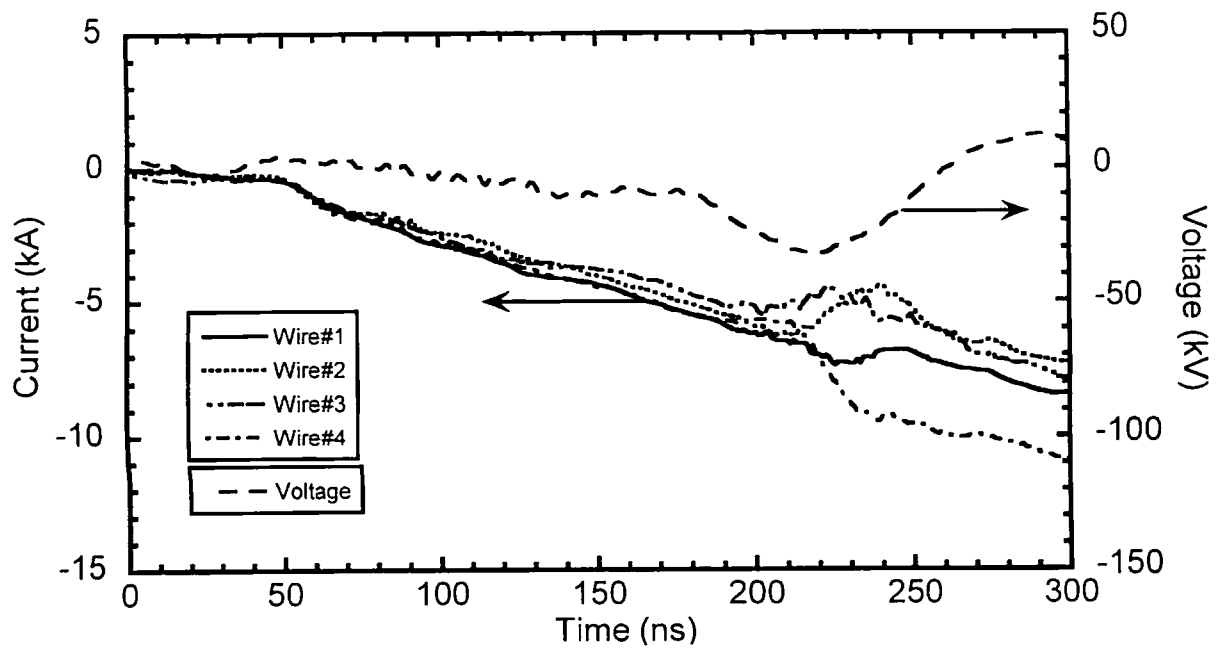
B. 長さの異なるワイヤの場合

同一形状のワイヤを使用した場合でも、ワイヤアレイに流れる電流の分布は不均一になることが以上までの実験から明らかになった。そこで、ワイヤの形状の違いが電流不均一性にどれほど影響を与えるのかを調べるために、長さの異なる4本のワイヤを使用して実験を行った。4本のワイヤのうちワイヤ1、2及び3の長さはこれまで同様40 mmとし、ワイヤ4の長さのみを他の半分長さの20 mmとした。図4.9(a)はそのときの電流及び電圧波形を示したものである。電流波形に関しては、210 ns以前は等しい形状のワイヤを使用した実験Aと大きな違いは見られない。しかし、210 nsにおいて電流波形は実験Aと比べて非常に大きくばらついている。特に、他のワイヤよりも長さの短いワイヤ4の電流が極端に増加している。同様の条件で複数回の実験を行った結果、長さの短いワイヤは必ず他のワイヤよりも大きい電流が流れるようになることが明らかになった。図4.9(b)は各ワイヤに流れる電流値とそれらの平均値の比を表したものである。210 ns以前は実験Aと大きな違いは見られず、電流のばらつきはさほど大きくない範囲内に収まっている。しかしながら、210 ns以降の電流分布は実験Aと比較しても非常に不均一になっていることがわかる。実験Aにおいては電流のばらつきは $\pm 50\%$ 以内であったのに対し、本実験では $\pm 70\%$ と非常に大きくなっている。

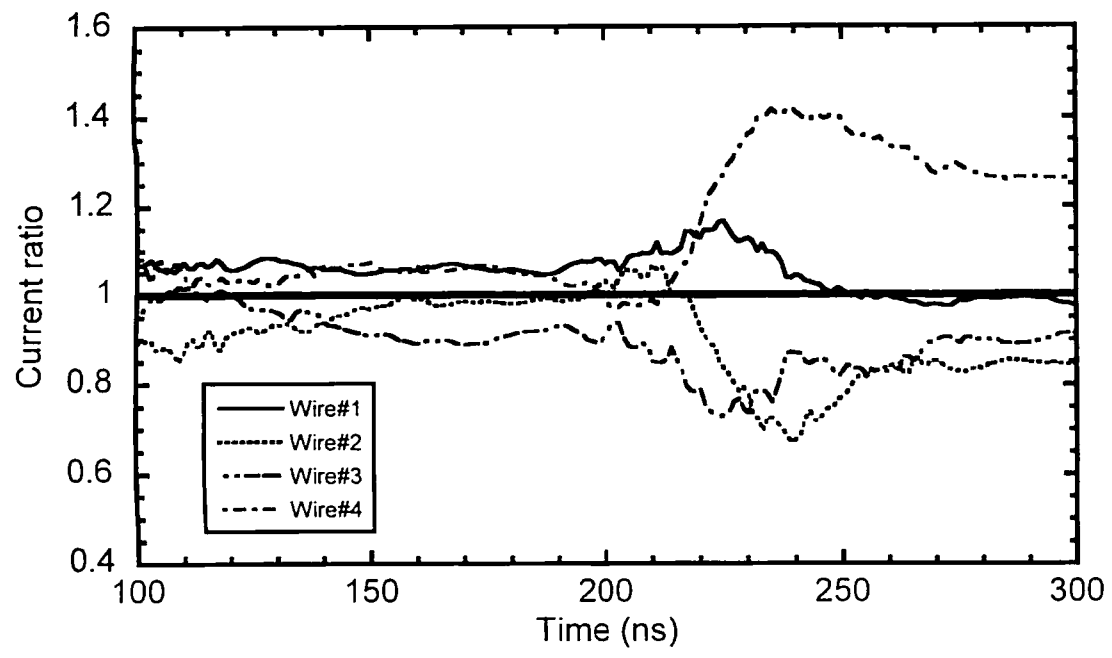
図4.10(a)は計算により求めた抵抗値の変化を示したものである。ワイヤ4の長さは他のワイヤの長さの半分であるにもかかわらず、全てのワイヤの抵抗値は180 ns以前は等しく、そのばらつき具合は $\pm 16\%$ 以内に収まっている。しかしながら、ワイヤ4の抵抗値が最も早くピークに達し、その後減少していることがわかる。ワイヤ4の質量は他のワイヤの半分であるから、最も質量の小さいワイヤ4が最も低い注入エネルギーでプラズマ化し、抵抗値が減少し始めるのにかかる時間も最も短かったと考えられる。ワイヤ4の抵抗値が減少している最中も、ワイヤ1を除いては他のワイヤの抵抗値は以前上昇を続けている。ワイヤ1の電流及び抵抗値の振る舞いは、他の長さの等しいワイヤ2及び3とは異なっており、平均値からのずれもさほど大きくない。このような現象は全ての実験において見られるが、その理由については依然不明である。

図4.10(b)は各ワイヤの抵抗値とその平均値の比を表したものである。この図より、実験Aと比較しても長い時間にわたって大きな抵抗値のばらつきが存在することがわかる。長さの短いワイヤ4の抵抗値が平均値よりも小さくなっているのに対して、ワイヤ2及び3の抵抗値がそれを補うように大きくなっていることがわかる。ワイヤ

1の抵抗値もワイヤ4の抵抗値が減少する際に増加しているが、さほど大きな増加とはなっていない。質量の最も軽いワイヤ4の抵抗値が減少する際に、他のワイヤは依然抵抗値の増加を続けているために、ワイヤ間の抵抗値のばらつきは非常に大きくなり、その結果非常に強い電流の不安定な振る舞いを引き起こしていると言える。

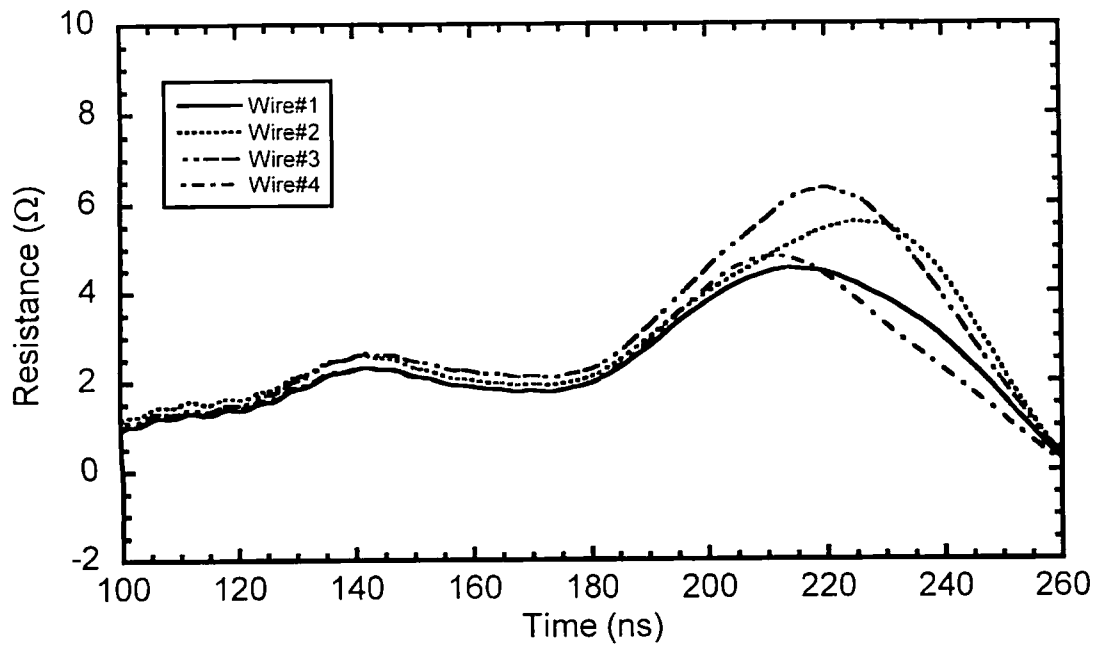


(a)

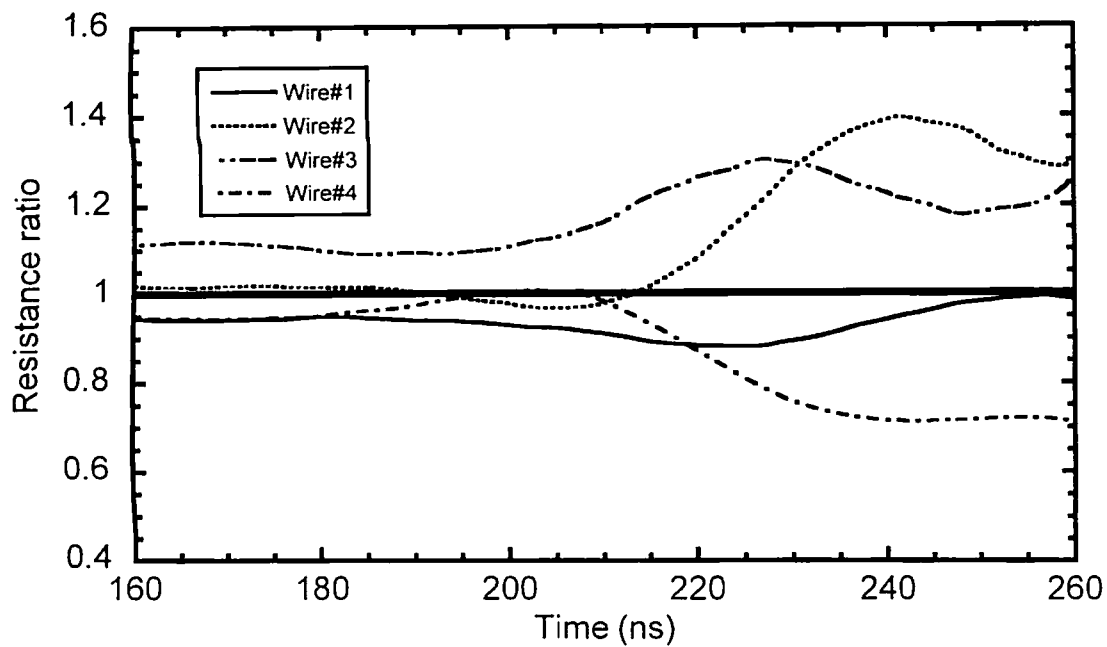


(b)

図 4.9 長さの異なるワイヤを使用した場合の電流・電圧波形(a)、及び各ワイヤに流れる電流の平均値に対する比(b)。(ワイヤ 1-3: 40 mm, ワイヤ 4: 20 mm)



(a)



(b)

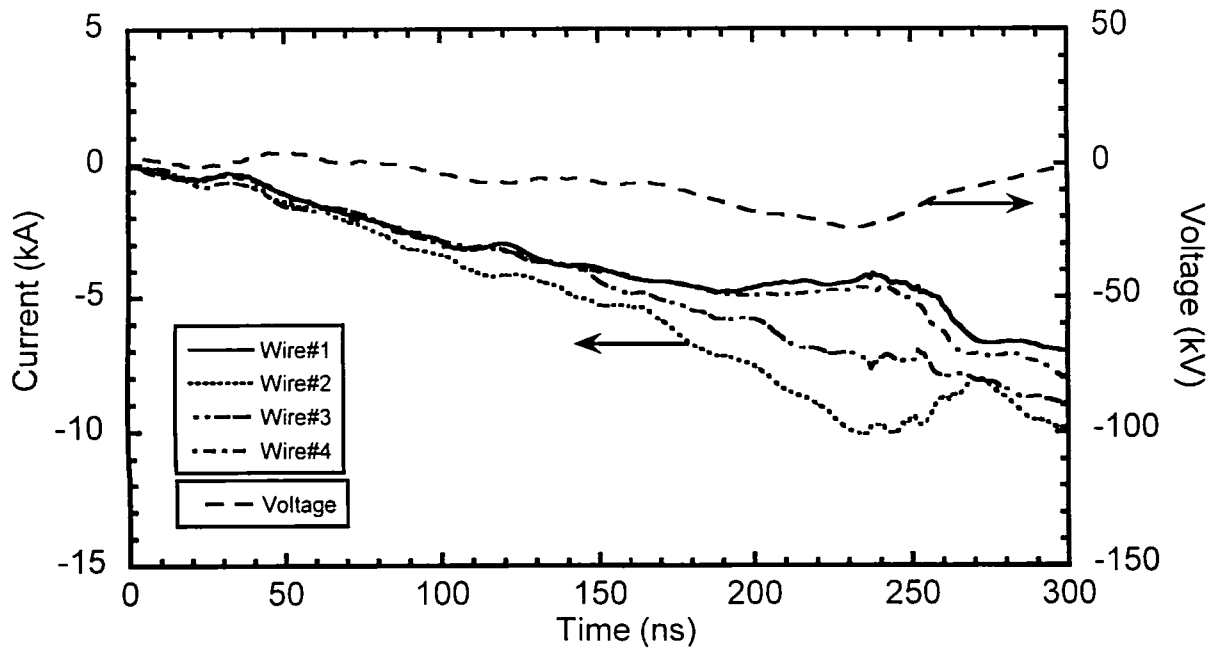
図 4.10 長さの異なるワイヤを使用した場合の抵抗変化(a)、及びその平均値に対する比(b)。(ワイヤ 1-3: 40 mm, ワイヤ 4: 20 mm)

C. 断面積の異なるワイヤの場合

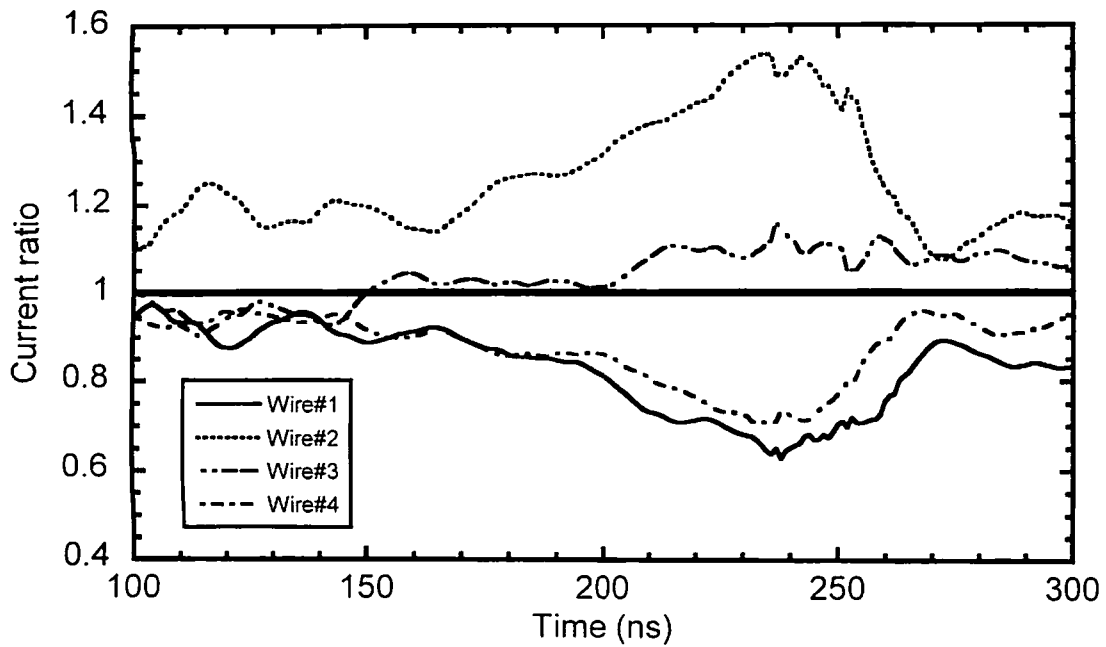
図 4.11(a)に電流及び電圧波形を、同図(b)に各ワイヤの電流とその平均値の比を示す。本節の実験では、ワイヤ 1、3 及び 4 は直径 0.1 mm のタングステンワイヤ 1 本をそれぞれ使用し、ワイヤ 2 として直径 0.1 mm のタングステンワイヤを 2 本使用し、ワイヤ 2 の断面積を他のものより 2 倍大きくして実験を行った。ワイヤ 2 の断面積は他のものよりも 2 倍大きいにもかかわらず、放電開始直後は他のワイヤとほぼ等しい電流が流れている。これはワイヤとアノードを接続しているロッドのもつインダクタンス成分が原因であると考えられる。計算によると、ロッドの持つ抵抗とインダクタンスはそれぞれ数 100 mΩと数 10 nH であると見積もられる。時間の経過と共にワイヤの抵抗値が増大するため、各ワイヤに流れる電流は主としてワイヤの抵抗値によって決定されるようになるが、放電初期のワイヤの抵抗値が低い時間においては、ロッド部分の抵抗及びインダクタンスに比べてワイヤの抵抗値が低いために、ワイヤに流れる電流は主としてロッドの抵抗及びインダクタンスによって決定される。従って、放電初期はワイヤに流れる電流にはほとんど違いが見られないものと考えられる。ワイヤ 2 の抵抗値は他のワイヤよりも 2 倍小さいため、時間の経過と共にワイヤ 2 の電流値が他の電流値よりも大きく離れていく様子が図 4.11 からわかる。しかし、240 ns 経過すると、他のワイヤがプラズマ化して抵抗値の減少が始まるため、ワイヤ 2 の電流は再び他のワイヤの電流値に近づいていく。図 4.12(a)は各ワイヤの抵抗変化を、同図(b)は各ワイヤの抵抗とその平均値の比を示したものである。放電初期においては抵抗値に大きな違いが見られないが、これは抵抗よりもワイヤのインダクタンスが支配的であることが原因であると考えられる。ワイヤの抵抗値は時間の経過と共に増加しているが、ワイヤ 2 の抵抗増加の速度は他のワイヤと比較すると遅くなっている。これは、ワイヤ 2 は他のワイヤよりも断面積が 2 倍大きいため、より大きいエネルギー注入を必要とすることが原因である。ワイヤの抵抗値がピークに達する頃には、ワイヤ 2 の抵抗値はワイヤ 1 及び 4 の抵抗値の半分にしか達していない。これは、ワイヤ 2 の断面積が 2 倍大きいことが原因である。ワイヤ 3 の振る舞いは他のワイヤと異なるが、実験 B でも述べたようにその理由については不明であるが、全ての実験においてこのような現象が確認された。質量の軽いワイヤ 1、3 及び 4 はワイヤ 2 よりも早くプラズマ化するため、ワイヤの抵抗値は再び互いに接近しようとしているが、ワイヤ 2 もプラズマ化するために抵抗値のばらつきが解消されることはない。

一連の実験を通して、同一形状でかつ同一材質のワイヤを複数本張った場合でも、ワイヤがプラズマ化する過程においてワイヤに流れる電流分布は不均一になること

が明らかになった。その理由の一つとして、ワイヤ形状の若干の違いが挙げられる。もしワイヤの形状が不均一であるか、あるいはワイヤと電極との接触の仕方が理想的でなければ、固体ワイヤからプラズマへの遷移の仕方は必ず異なると考えられる。また、注目すべき点は、ワイヤアレイの電流分布はワイヤがプラズマ化する際に急激に不均一になるという点である。前節の数値計算による検討によると、たとえ形状や接続の仕方のばらつきが非常に小さくても、電流分布は不均一になる傾向がある。本実験で観測された電流分布の不均一性は、初期プラズマ中に質量分布の不均一性を生み、プラズマが収縮する際のスピードは均等ではなくなり、ピンチの質を低下させる可能性がある。しかしながら、本研究では最近のZピンチの実験で使用されるような電流の立ち上がり時間と比較して非常に遅い。よって駆動する電流の立ち上がり時間が非常に短く、ワイヤのインダクタンスの方が抵抗よりも支配的になり、かつワイヤ間のインダクタンスのばらつきが小さければ、電流分布の不均一性は解消されるかもしれない。この電流分布の不均一性は、固体のワイヤがプラズマ化する際に発生するので、ワイヤアレイの直径とは無関係に発生する。また、ワイヤの直径が十分小さく、プラズマ化がワイヤ全体で起こるとすれば、電流分布の不均一性は解消される可能性がある。

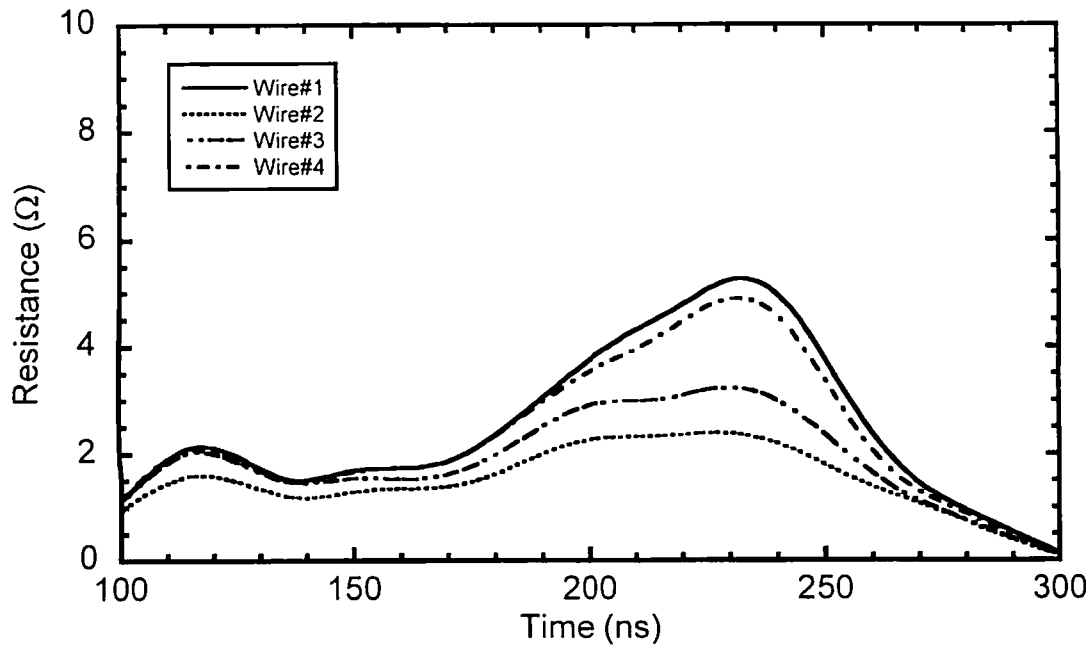


(a)

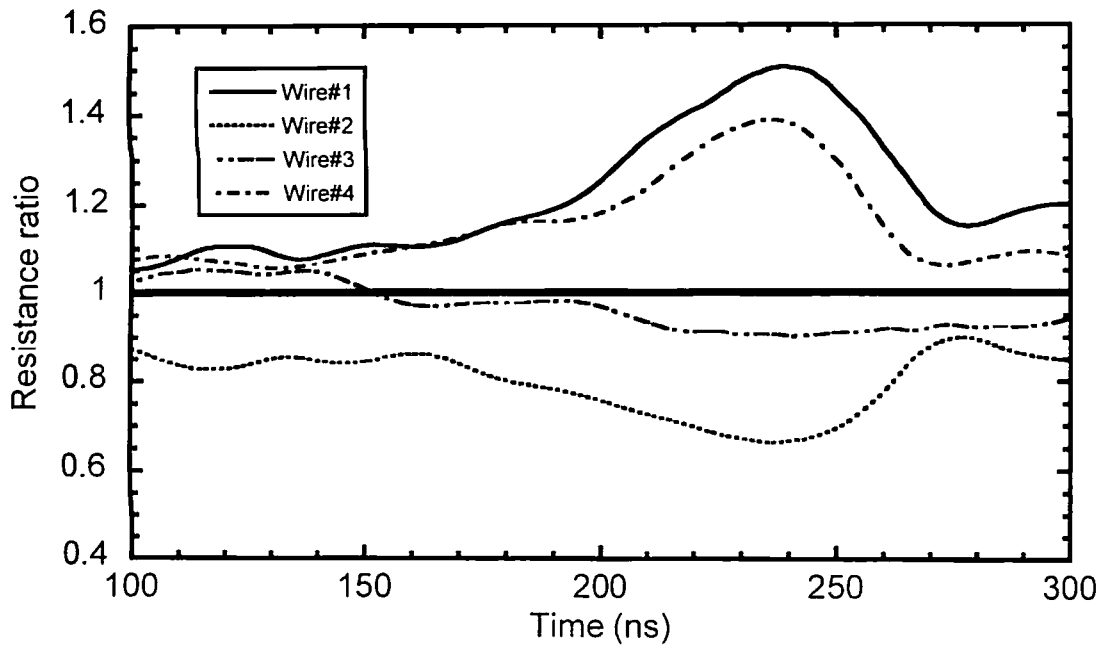


(b)

図 4.11 断面積の異なるワイヤを使用した場合の電流・電圧波形(a)、及び各ワイヤに流れる電流の平均値に対する比(b)。(ワイヤ2のみ断面積2倍)



(a)



(b)

図 4.12 断面積の異なるワイヤを使用した場合の抵抗変化(a)、及びその平均値に対する比(b)。(ワイヤ2のみ断面積2倍)

4.3.4 まとめ

真空中に複数本のタングステンワイヤを設置し、パルス大電流を導通させた場合の電流分布を観測した。ワイヤに流れる電流を独立して計測し、さらにワイヤの抵抗変化による電圧の計測を同時に行うことによって、ワイヤアレイの電流分布とワイヤの抵抗変化を求めた。ワイヤの抵抗は電流導通によるエネルギー注入によって時間の経過と共に増加し、溶融したワイヤは気化及びプラズマ化するためにワイヤの抵抗の減少が観測された。ワイヤの抵抗が減少する際には、電流分布の急激なばらつきが観測された。このようにして発生した電流の不均一性は、放電中は解消されることなく維持されるということが明らかになった。このような電流不均一性は、ワイヤ形状の若干のばらつきが原因であると推測される。

本研究で明らかになった電流の不均一性は、実際のワイヤアレイ Z ピンチでも起こるものと考えられ、初期プラズマ形成とプラズマの収縮に大きな影響を与えるものであると考えられる。

第 5 章 総括

本研究で得られた結果をまとめると以下のようになる。

第 2 章では、パルスパワーの発生方法及び応用例について述べた。パルスパワーの発生方式には容量型と誘導型の 2 通りの方式があるが、誘導型は装置を小型にすることが可能な反面、技術的困難性が多いオープニングスイッチを必要とする。大電流導通及び高速遮断という特性をもつプラズマオープニングスイッチ(POS)と、高速遮断及び高繰り返し動作という特性をもつ半導体オープニングスイッチ(SOS)を取り上げ、その動作について述べた。

POS においてスイッチプラズマの挙動を知ることは、POS のオープニングメカニズムを実験的に明らかにする上で非常に重要な意味を持つ。軸方向レーザ干渉計測による同軸型 POS プラズマの密度分布の観測によると、初期入射プラズマの密度分布は POS 動作に大きな影響を与えている。プラズマ源によって入射されるスイッチプラズマは、POS 電極と相互作用することによって、プラズマ密度分布に大きな影響を与えており、初期プラズマ中に存在する帯状の低密度領域において、ギャップの生成によると思われる密度減少が確認された。

一方、SOS はダイオードの逆電流遮断特性を利用した高速オープニングスイッチで、導通可能な電流値こそ低いものの、高繰り返し率での安定動作が可能で、寿命も半永久的であることから、産業応用等には非常に適したスイッチであるといえる。

パルスパワーの応用として、Z ピンチによる高エネルギー密度プラズマの生成について述べた。Z ピンチプラズマから放射される高強度 X 線は、レーザに替わる新しい方式の慣性核融合ドライバとして有望視されている。Z ピンチ方式の核融合実現には、駆動するパルスパワー発生システムの研究と、Z ピンチプラズマの研究双方が重要である。そのためにも誘導型のパルスパワー発生技術の研究と、Z ピンチプラズマの物理現象の研究は、大きな役割を担っているといえる。

第 3 章では、誘導性エネルギー蓄積による高速パルスパワー発生について述べた。電流立ち上がり時間 $1.33 \mu\text{s}$ 、最大電流値 400 kA の誘導電圧重畳型(IVA)パルスパワー電源 ASO-X を用いて、IVA のパルスパワー 1 次電源としての有効性と、POS と組み合わせた場合の動作特性について述べた。最大定格の半分の充電電圧において POS 実験を行った結果、導通時間も $1 \mu\text{s}$ 以上とすることができ、最高で $3.4 \times 10^{12} \text{ A/s}$ の電流上昇率を得ることができ、電源電流に対して約 20 倍の高速化を行うことができた。

ASO-X の POS において、弦方向レーザ干渉法によるプラズマ密度の計測を行った。POS 領域の多数の点で計測を行うことによって、導通段階、オープニング段階及びオー

プニング後のスイッチプラズマの挙動が明らかになった。導通段階においてプラズマは負荷方向へ運動しており、その速度はカソードからの距離によって異なることがわかった。プラズマの移動速度の違いによってスイッチプラズマ中には湾曲した部分が発生し、湾曲部分では密度が低い領域、すなわち真空ギャップが生成されていることが確認された。プラズマの移動距離は時間の 2 乗に比例して長くなっていることが明らかになり、ある一定の加速度を受けて運動していると考えられるが、そのことはスノウプロウモデルに基づく理論式との良い一致が見られた。

POS の動作特性の改善を目的として、プラズマガンの入射方向と動作特性の関連を調べた。プラズマを POS から見て電源側、負荷側に入射した場合、及び垂直入射と回転方向への入射の 4 種類について実験を行った結果、負荷側へ入射した場合には負荷電流の増加率やオープニング時のスイッチインピーダンスといった POS の動作特性の改善が見られた。その理由を検討した結果、電流導通中のスイッチプラズマの運動は見かけ上円運動と捉えることができ、負荷側へ入射した場合にはプラズマの径方向の運動速度が速くなるために、オープニング動作が改善されるという結論に達した。ASO-X のような比較的 low 磁場の装置においても POS 動作の改善が可能であるということが示されたことは、POS 研究において非常に有意義なことである。

高繰り返し動作が連続して可能で、寿命も半永久的で、安定した動作が可能なパルスパワー発生装置の開発を行った。磁気パルス圧縮方式と半導体オープニングスイッチを組み合わせた回路構成によって、放電スイッチも外部トリガ回路も一切持たない、繰り返し型のパルスパワー発生装置の開発に成功した。その結果、電圧値 220 kV、パルス幅 35 ns のパルス電圧を得ることができ、商用電源の周波数 60 Hz に同期して、かつ長時間連続運転にも耐えることがわかった。本研究で開発した装置は、電源を投入するだけで簡単に高電圧短パルスが発生することができ、装置規模もコンパクトであることから、産業応用を目的としたパルスパワー発生装置の新しい方式として非常に役立つものである。

第 4 章では、高速パルスパワー技術の応用として注目されるワイヤアレイ Z ピンチプラズマの初期現象に関する研究について述べた。ワイヤが気化する過程において、ワイヤを流れる電流の振る舞いは不安定で、ワイヤアレイの電流分布は不均一になることを計算機シミュレーションによって求めた。また実験においては、ASO-X の負荷としてタングステンワイヤを 4 本使用したワイヤアレイを用い、それがプラズマ化する際の電流の振る舞いを観測した。その結果、電流分布はワイヤがプラズマ化する際に急激に不均一になることが明らかになった。ワイヤの形状に意図的にばらつきを与えた場合には、より顕著な電流の不均一性が観測されたが、同一形状のワイヤであっても若干の形状の

違いによって電流の不均一性が発生するものと結論付けられる。

以上のように、オープニングスイッチを利用した誘導性エネルギー蓄積による高速パルスパワーの発生と、それによって作り出される高速大電流を利用した応用としてワイヤアレイZピンチによる高エネルギー密度プラズマの生成に関する研究を行った。本研究で得られた結果は今後のパルスパワー研究において役立つものであると期待されるが、同時に更なる検討が必要な課題も明らかになった。今後の研究によってこれらの課題がクリアされ、ますますパルスパワー研究が発展することが期待される。

参考文献

- [1] 柳父 悟編、「パルスパワー技術とその応用」、オーム社、1992
- [2] 京都ハイパワーテクノロジー研究会編、「パルスパワー工学の基礎と応用」、近代科学社、1992
- [3] 原 雅則、秋山 秀典、「高電圧パルスパワー工学」、森北出版社、1991
- [4] R. Hackam and H. Akiyama, "Air pollution control by electrical discharges." IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul., Vol. 7, No. 5, pp. 654-683, 2000
- [5] H. Akiyama, "Streamer discharges in liquids and their applications." IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul., Vol. 7, No. 5, pp. 646-653, 2000
- [6] M.G. Mazarakis, J. W. Poukey, J. E. Maenchen, D. C. Rovang, P. R. Menge, J. S. Lash, D. L. Smith, D. L. Johnson, J. A. Halbleib, S. R. Cordova, K. Mikkelsen, D. R. Welch, I. Smith, and P. Corcoran. "Inductive voltage adder (IVA) for submillimeter radius electron beam," Proc. 11th IEEE Int'l Pulsed Power Conference, Baltimore, MD, pp. 642-650, 1997
- [7] P. J. Goodrich, J. R. Boller, R. J. Comisso, D. D. Hinshelwood, J. C. Kellogg, and B. V. Weber, "Plasma opening switch experiments on HAWK with an e-beam diode load," Proc. 8th IEEE Int'l Pulsed Power Conference, San Diego, CA, pp. 511-515, 1991
- [8] W. Jiang, K. Woolverton, J. Dickens, and M. Kristiansen, "High power microwave generation by a coaxial VIRCATOR," Proc. 12th IEEE Int'l Pulsed Power Conf., Monterey, CA, pp. 194-197, 1999
- [9] Igor. V. Lisitsyn, et al., "Wire induced flashover as a source of a shock wave for destruction," Jpn. J. Appl. Phys., Vol. 36, pp. 1258-1263, 1997
- [10] W. J. M. Samaranayake, Y. Miyahara, T. Namihira, S. Katsuki, R. Hackam, and H. Akiyama, "Ozone production using pulsed dielectric barrier discharge in oxygen." IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul., Vol. 7, No. 6, pp. 849-854, 2000
- [11] T. Namihira, S. Tsukamoto, D. Wang, H. Hori, S. Katsuki, R. Hackam, H. Akiyama, M. Shimizu, and K. Yokoyama, "Influence of gas flow rate and reactor length on NO removal using pulsed power," IEEE Trans. Plasma Sci., Vol. 29, No. 4, pp. 592-598, 2001
- [12] S. Katsuki, T. Majima, K. Nagata, I. Lisitsyn, H. Akiyama, M. Furuta, T. Hayashi, K. Takahashi, and S. Wirkner. "Inactivation of *Bacillus Stearothermophilus* by pulsed electric field," IEEE Trans. Plasma Sci., Vol. 28, No. 1, pp. 155-160, 2000
- [13] S. Katsuki, et al., "Augmented railgun using a permanent magnet," Rev. Sci. Instrum., Vol. 66, no. 8, pp. 4227-4232, 1995

- [14] 宮本徹、「Zピンチと自己磁場閉じ込め核融合」、プラズマ核融合学会誌、第74巻、第8号、pp. 855-876、1998
- [15] 横山昌弘 編著、「プラズマ理工学」、日刊工業新聞社、1988
- [16] S. Katsuki, K. Murayama, and H. Akiyama. "Optical observation of the instability in microsecond gas-puff z-pinch plasmas," *Jpn. J. Appl. Phys.*, Vol. 40, Part 1, No. 2B, pp. 999-1003, 2001
- [17] R. B. Spielman, C. Deeney, G. A. Chandler, M. R. Douglas, D. L. Fehl, M. K. Matzen, D. H. McDaniel, T. J. Nash, J. L. Porter, T. W. Sanford, J. F. Seamen, W. A. Stygar, K. W. Struve, S. P. Breeze, J. S. McGurn, J. A. Torres, D. M. Zagar, T. L. Gilliland, D. O. Jobe, J. L. McKenney, R. C. Mock, M. Vargas, T. Wagoner, and D. L. Peterson, "Tungsten wire-array z-pinch experiments at 200 TW and 2 MJ," *Phys. Plasmas*, Vol. 5, No. 5, pp. 2105-2111, 1998
- [18] R. B. Spielman, F. Long, T. H. Martin, J. W. Poukey, D. B. Seidel, W. Shoup, W. A. Stygar, D. H. McDaniel, M. A. Mostrom, K. W. Struve, P. Corcoran, I. Smith, and P. Spence, "PBFA II-Z: A 20-MA driver for z-pinch experiments," *Proc. 10th IEEE Int'l Pulsed Power Conf.*, Albuquerque, NM, pp. 396-404, 1995
- [19] A. Guenther, M. Kristiansen, and T. Martin, "Opening Switches," Plenum Publishing Corporation, 1987
- [20] W. Rix, P. Coleman, John R. Thompson, D. Husovsky, P. Melcher, and Robert J. Commiso, "Scaling microsecond-conduction-time plasma opening switch operation from 2 to 5 MA," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, Vol. 25, No. 2, pp. 169-175, 1997
- [21] B. V. Weber, R. J. Commiso, P. J. Goodrich, and R. A. Riley, Jr., "High density plasma opening switch experiments on HAWK," *Proc. 10th Int'l Pulsed Power Conf.*, Albuquerque, NM, pp. 202-207, 1995
- [22] G. I. Dolgachev, L. P. Zakatov, and A. G. Ushakov, "Study of repetitive plasma opening switch generator technology," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, Vol. 26, No. 5, pp. 1410-1419, 1998
- [23] J. M. Grossmann, S. B. Swanekamp, R. J. Commisso, P. J. Goodrich, D. D. Hinshelwood, J. D. Huba, P. F. Ottinger, and B. V. Weber, "Conduction phase to opening phase transition in the plasma opening switch," *Proc. 10th Int'l Conf. on High-Power Particle Beams*, San Diego, CA, pp. 280-283, 1994
- [24] W. Rix, D. Parks, J. Shannon, J. Thompson, and E. Waisman, "Operation and empirical modeling of the plasma opening switch," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, Vol. 19, No. 2, pp. 400-407, 1991

- [25] K. D. Ware, P. G. Filios, R. L. Gullickson, J. E. Rowley, R. F. Schneider, W. J. Summa, and I. M. Vitkovitsky, "Inductive energy storage for pulsed intense x-ray sources," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, Vol. 25, No. 2, pp. 160-168, 1997
- [26] C. W. Mendel, Jr and S. E. Rosenthal, "Modeling magnetically insulated devices using flow impedance," *Phys. Plasmas*, Vol. 2, No. 4, pp. 1332-1342, 1995
- [27] J. R. Goyer, D. Kortbawi, and P. S. Sincerny, "Improved performance of a plasma opening switch using a novel anode configuration," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, Vol. 22, No. 3, pp. 242-245, 1994
- [28] P. S. Ananjin, V. B. Karpov, Ya. E. Krasik, I. V. Lisitzin, A. V. Petrov, and V. G. Tolmacheva, "Application of pulsed gas vents for plasma opening switches," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, Vol. 20, No. 5, pp. 537-542, 1992
- [29] I.V. Lisitsyn, V. M. Bystritskii, A. A. Sinebryukhov, V. A. Sinebryukhov, A. A. Kim, V. A. Kokshenev, B. M. Koval'chuk, S. V. Loginov, D. H. McDaniel, C. W. Mendel, M. E. Savage, D. M. Zagar, and W. W. Simpson, "Experiments with microsecond magnetically controlled plasma opening switch." *Proc. 10th Int'l Conf. on High-Power Particle Beams*, San Diego, CA, pp. 17-20, 1994
- [30] B. V. Weber, D. D. Hinshelwood, and R. J. Commisso, "Interferometry of flashboard and cable-gun plasma opening switch," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, Vol. 25, No. 2, pp. 189-195, 1997
- [31] I. V. Lisitsyn, S. Kohno, T. Kawauchi, and H. Akiyama, "Variations in vacuum gap location in a microsecond plasma opening switch," *Appl. Phys. Letters*, Vol. 71, No. 16, pp. 2251-2252, 1997
- [32] S. Kohno, Y. Teramoto, I. V. Lisitsyn, S. Katsuki, and H. Akiyama, "Cable guns as a plasma source in a plasma opening switch," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, Vol. 27, No. 3, pp. 778-785, 1999
- [33] B. V. Weber, R. J. Commisso, P. J. Goodrich, J. M. Grossmann, D. D. Hinshelwood, J. C. Kellogg, and P. F. Ottinger, "Investigation of plasma opening switch conduction and opening mechanisms," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, Vol. 19, No. 5, pp. 757-766, 1991
- [34] J. R. Goyer, "A conduction model for PEOS operation incorporating simplified cathode sheath effects," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, Vol. 19, No. 5, pp. 920-925, 1991
- [35] P. F. Ottinger, S. A. Goldstein, and R. A. Meger, "Theoretical modeling of the plasmas erosion opening switch for inductive energy storage applications," *J. Appl. Phys.*, Vol. 56, No. 3, pp. 774-784, 1984

- [36] G. A. Mesyats, S. P. Bugaev, A. A. Kim, B. M. Koval'chuk, and V. A. Kokshenov, "Microsecond plasma opening switches," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, Vol. PS-15, No. 6, pp. 649-653, 1987
- [37] J. R. Goyer, "Comparison of PEOS theories with experimental results," *Proc. 10th IEEE Int'l Pulsed Power Conf.*, San Diego, CA, pp. 520-524, 1991
- [38] D. Mosher, J. M. Grossmann, P. F. Ottinger, and D. G. Colombant, "A self-similar model for conduction in the plasma erosion opening switch," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, Vol. PS-15, No. 6, pp. 695-703, 1987
- [39] B. Cassany and P. Grua, "Analysis of the operating regimes of microsecond-conduction-time plasma opening switches," *J. Appl. Phys.*, Vol. 78, No. 1, pp. 67-76, 1995
- [40] O. Z. Zabaydullin, "Numerical study of a plasma opening switch conduction phase," *Phys. Plasmas*, Vol. 7, No. 4, pp. 1321-1330, 2000
- [41] I. V. Grekhov and G. A. Mesyats, "Physical basis for high-power semiconductor nanosecond opening switches," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, Vol. 28, No. 5, pp. 1540-1544, 2000
- [42] S. K. Lyubutin, G. A. Mesyats, S. N. Rukin, B. G. Slovikovskii, "Repetitive nanosecond all-solid-state pulsers based on SOS diodes," *Proc. 11th IEEE Int'l Pulsed Power Conf.*, Baltimore, MD, pp. 992-998, 1997
- [43] S. K. Lyubutin, G. A. Mesyats, S. N. Rukin, B. G. Slovikovskii, "Subnanosecond high-density current interruptions in SOS diodes," *Proc. 11th IEEE Int'l Pulsed Power Conf.*, Baltimore, MD, pp. 663-666, 1997
- [44] I. V. Lisitsyn, Y. Teramoto, S. Kohno, S. Katsuki, and H. Akiyama, "Snowplow modeling of a long-conduction-time plasma opening switch," *Proc. 12th IEEE Int'l Pulsed Power Conf.*, Monterey, CA, pp. 818-821, 1999
- [45] A. S. Chuvatin, B. Etlicher, N. S. Edison, and C. Rouillé, "A sensitive He-Ne interferometer with passive beam power stabilization for low-density pulsed-plasma measurements," *Rev. Sci. Instrum.*, Vol. 64, No. 8, pp. 2267-2271, 1993
- [46] B. V. Weber and S. F. Fulghum, "A high sensitivity two-color interferometer for pulsed power plasmas," *Rev. Sci. Instrum.*, Vol. 68, No. 2, pp. 1227-1232, 1997
- [47] B. V. Weber and D. D. Hinshelwood, "He-Ne interferometer for density measurements in plasma opening switch experiments," *Rev. Sci. Instrum.*, Vol. 63, No. 10, pp. 5199-5201, 1992
- [48] I. V. Lisitsyn, S. Kohno, S. Katsuki, and H. Akiyama, "Effect of laser beam deflection on

the accuracy of interferometer measurements," *Rev. Sci. Instrum.*, Vol. 69, No. 4, pp. 1584-1586, 1998

[49] I. V. Lisitsyn, S. Kohno, and H. Akiyama, "A novel scheme of laser interferometer-refractometer with high spatial and temporal resolutions." *Rev. Sci. Instrum.*, Vol. 68, No. 12, pp. 4353-4356, 1997

[50] I. V. Lisitsyn, S. Kohno, T. Kawauchi, T. Sueda, S. Katsuki, and H. Akiyama, "Interferometer measurements in pulsed plasma experiments," *Jpn. J. Appl. Phys.*, Vol. 36, Part 1, No. 11, pp. 6986-6991, 1997

[51] W. Rix, A. R. Miller, J. Thompson, E. Waisman, M. Wilkinson, and A. Wilson, "Pulsed power inductive energy storage in the microsecond range," *Proc. 9th Int'l Conf. on High-Power Particle Beams*, Washington, DC, pp. 402-407, 1992

[52] G. Avriilaud, F. Bayol, D. Huet, A. Foussat, A. Johan, F. Kovacs, F. Lassalle, J. F. Léon, J. Méchenin, P. Monjaux, R. Vézinet, L. Aranchuck, P. Auvray, R. Benatar, A. Chuvatin, B. Etlicher, C. Rouillé, B. Cassany, L. Courtois, and L. Frescaline, "SYRINX technological program, developments and recent results," *Proc. 11th IEEE Int'l Pulsed Power Conf.*, Baltimore, MD, pp. 47-58, 1997

[53] Ph. Monjaux, D. Huet, J. F. Léon, F. Kovacs, B. Kovalchuck, and A. Kim, "SYRINX project: first results with a 640 kJ LTD accelerator," *Proc. 11th IEEE Int'l Pulsed Power Conf.*, Baltimore, MD, pp. 687-697, 1997

[54] S. Kohno, Y. Teramoto, I. V. Lisitsyn, S. Katsuki, and H. Akiyama, "High-current pulsed power generator ASO-X using inductive voltage adder and inductive energy storage system," *Jpn. J. Appl. Phys.*, Vol. 39, Part 1, No. 5A, pp. 2829-2833, 2000

[55] 佐久川貴志、秋山秀典、「高速 GTO サイリスタと可飽和トランスを用いた固体化パルス電源」、電気学会論文誌 A、第 121 巻、第 4 号、pp. 351-358、2001

[56] 秋山秀典、勝木淳、LISITSYN Igor、「慣性核融合のための Z ピンチ X 線源」、プラズマ核融合学会誌、第 75 巻、第 2 号、pp. 126-130、1999

[57] M. G. Haines, S. V. Lebedev, J. P. Chittenden, F. N. Beg, S. N. Bland, and A. E. Dangor, "The past, present and future of Z pinches," *Phys. Plasmas*, Vol. 7, No. 5, pp. 1672-1680, 2000

[58] D. Cook, "Z, ZX, and X-1: a realistic path to high fusion yield," *Proc. 12th IEEE Int'l Pulsed Power Conf.*, Monterey, CA, pp. 33-37, 1999

[59] J. P. Quintenz and Sandia's Pulsed Power Team, "Pulsed power: Sandia's plans for the new millennium," *Proc. 13th Int'l Conf. on High-Power Particle Beams*, Nagaoka, Japan, pp.

1-8, 2000

[60] G. E. Rochau, *et al.*, "ZP-3, a power plant utilizing z-pinch fusion technology," Proc. 2nd Int'l Conf. on Inertial Confinement Fusion Sciences and Applications, Kyoto, Japan, 2001, in print

[61] R. J. Leeper, *et al.*, "Z pinch driven inertial confinement fusion target physics research at Sandia National Laboratories," Nuclear Fusion, Vol. 39, No. 9Y, pp. 1283-1294, 1999

[62] M. R. Douglas, C. Deeney, R. B. Spielman, C. A. Coverdale, N. F. Roderick, D. L. Peterson, "Implosion dynamics of long-pulse wire array Z pinches," Phys. Plasmas, Vol. 7, No. 5, pp. 1935-1944, 2000

[63] T. W. L. Sanford, R. C. Mock, R. B. Spielman, M. G. Haines, J. P. Chittenden, K. G. Whitney, J. P. Apruzese, D. L. Peterson, J. B. Greenly, D. B. Sinars, D. B. Reisman, and D. Mosher, "Wire array Z-pinch insights for enhanced X-ray production," Phys. Plasmas, Vol. 6, No. 5, pp. 2030-2040, 1999

[64] I. V. Lisitsyn, S. Katsuki, and H. Akiyama, "Two-dimensional implosion of liners," Phys. Plasmas, Vol. 6, No. 5, pp. 1389-1392, 1999

[65] 秋山秀典、原雅則、「パルスパワー高度利用技術」、電気学会論文誌 A、第 115 巻、第 3 号、pp. 164-169, 1995

[66] 藤田尚徳、「核融合実験用固体レーザの現状と炉用ドライバーへの展望」、プラズマ核融合学会誌、第 75 巻、第 2 号、pp. 105-111、1999

[67] 小川雅生、堀岡一彦、服部俊幸、「重イオンビームドライバー」、プラズマ核融合学会誌、第 75 巻、第 2 号、pp. 121-125、1999

[68] N. Shimomura, M. Nagata, C. Grabowski, and H. Akiyama, "Mechanism of unstable behavior of parallel fuses as an opening switch," IEEE Trans. Plasma Sci., Vol. 23, No. 5, pp. 860-864, 1995

[69] N. Shimomura, M. Nagata, C. Grabowski, K. Murayama, and H. Akiyama, "Effects of wire shape on unstable behavior of parallel fuses," IEEE Trans. Plasma Sci., Vol. 24, No. 3, pp. 1192-1193, 1996

[70] J. Katzeenstein, "Optimum coupling of imploding loads to pulse generators," J. Appl. Phys., Vol. 52, No. 2, pp. 676-680, 1981

[71] S. A. Pikuz, T. A. Shelkovenko, D. B. Sinars, J. B. Greenly, Y. S. Dimant, and D. A. Hammer, "Multiphase foamlike structure of exploding wire cores," Phys. Rev. Lett., Vol. 83, No. 21, pp. 4313-4316, 1999

謝 辞

本研究の遂行にあたり、始終熱心な御指導、御鞭撻を賜りました熊本大学大学院自然科学研究科 秋山秀典教授に心から感謝いたします。

本論文をまとめるに際し、御討論と御助言をいただいた熊本大学大学院自然科学研究科 蛭原健治教授、檜山隆教授、松尾日出男教授に謹んで感謝の意を表します。

また、本研究を進めるにあたって有益な御助言と暖かいご支援をいただいたアメリカ General Electric 社 Igor Lisitsyn 氏、カナダ Windsor 大学 Ruben Hackam 教授、ロシア Kurchatov Institute Elena Baronova 教授に深く感謝致します。熊本大学工学部 勝木淳助教授、浪平隆男助手からは本研究の発展のために御教示と御指導をいただきました。また、本研究室出身の岩手大学工学部 高木浩一氏、山形大学工学部 南谷靖史氏、佐賀大学理工学部 猪原哲氏、九州大学大学院 今坂公宣氏、有明工業高等専門学校 塚本俊介氏、八代工業高等専門学校 村山浩一氏には機会ある毎に御指導、御激励をいただきました。

有明工業高等専門学校 河野晋氏、徳島大学工学部 下村直行氏には、共同実験者として長きにわたる多大なご支援と公私において御指導、御激励をいただきました。

実験の遂行にあたっては熊本大学工学部 辻公輝技官に多大な御協力をいただきました。さらに熊本大学工学部電気エネルギー応用講座の大学院生、卒業研究生諸君に多くの協力をいただきました。

本研究は以上に挙げた方々の御助力のもとにはじめて完成することができたものであり、ここに記して、心より感謝の意を表します。

最後に家族の暖かい支援に対して心より感謝の意を表します。

平成 14 年 3 月 筆者