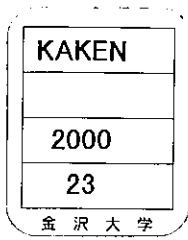


大強度電子ビーム・プラズマ相互作用後の残留強静電場の電子ビームプローブによる測定

著者	安藤 利得
著者別表示	Ando Ritoku
雑誌名	平成12(2000)年度 科学研究費補助金 基盤研究(C) 研究成果報告書
巻	1999-2000
ページ	82p.
発行年	2002-01
URL	http://doi.org/10.24517/00053190





大強度電子ビーム・プラズマ相互作用後の 残留強静電場の電子ビームプローブによる測定

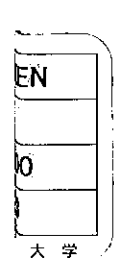
(課題番号：11680479)

平成11年度～平成12年度科学研究費補助金(基盤研究(C)(2))
研究成果報告書

平成14年1月

研究代表者 **安藤 利得**

(金沢大学理学部助教授)



大強度電子ビーム・プラズマ
相互作用後の残留強静電場の
電子ビームプローブによる測定

(課題番号 11680479)

平成 11 年度～平成 12 年度科学研究費補助金
基盤研究(C)(2)研究成果報告書

平成 14 年 1 月

研究代表者 安藤 利得

(金沢大学理学部助教授)

目次

研究組織.....	3
研究経費.....	3
研究発表.....	4
(1) 学会誌等.....	4
(2) 口頭発表.....	6
はじめに.....	9
1 章 序論.....	11
1-1, 研究背景.....	11
1-2, IREB を用いた乱流の生成と研究.....	11
1-3, 乱流電場の可視化の取り組み.....	12
1-4, 本研究の取り組み.....	13
2 章 理論背景.....	14
2-1, ビームとプラズマの相互作用における非線形（乱流）理論の取り扱い.....	14
2-2, キャビトンの生成.....	15
2-3, キャビトンと時間的描像.....	15
3 章 プローブビームの偏向の計算.....	17
3-1, 電子ビームプローブ法について.....	17
3-2, キャビトン電場による偏向.....	17
3-3, キャビトン電場の仮定.....	18
3-4, 軌道計算.....	19
3-5, ビームパターンの算出.....	21
3-6, 計算結果の考察.....	23
3-7, 研究の指針.....	24
4 章 実験装置.....	25
4-1, 装置の全体像.....	25
4-2, IREB 発生装置.....	26
4-3, プラズマ生成装置.....	26
4-4, 電子銃.....	28
4-5, プローブビームのイメージング装置.....	32
4-6, 電流量モニター.....	33
4-7, 放射マイクロ波モニター.....	34

5 章 実験のセッティングと予備実験	35
5-1, 実験のセッティング.....	35
5-2, プローブビーム加速電圧の設定.....	35
5-3, 実験のタイムテーブル.....	36
5-4, 予備実験 1 (プラズマの影響の確認).....	36
5-5, 予備実験 2 (プローブビームの加速電圧の確認).....	37
5-6, 予備実験 3 (IREB による蛍光板の発光とプローブビームへの影響).....	39
5-7, 予備実験 4 (プラズマによる蛍光板の発光).....	42
6 章 IREB・プラズマ相互作用領域通過後のビームパターン	44
6-1, 2 種類の偏向パターン.....	44
6-2, 網目の大きさのプラズマ密度への依存性.....	44
6-3, 偏向像の時間発展.....	45
6-4, 放射マイクロ波の動向.....	45
6-5, 追加実験 (時間分解能を上げた測定).....	45
7 章 考察とまとめ	55
7-1, 再現性について.....	55
7-2, プローブビームによる被測定電場への影響について.....	55
7-3, プラズマ密度が高いときのプローブビームの移動と変形について.....	55
7-4, プローブビームの偏向を起こす要因について.....	56
7-5, キャピトンを仮定した実験結果の解釈.....	56
7-6, まとめ.....	58
参考文献	59
付録	60
A, 電子銃加速電圧用パルス電源.....	60
B, 信号ライン.....	78
発表論文	82

科学研究費補助金基盤研究(C)(2):

「大強度電子ビーム・プラズマ相互作用後の残留強静電場の

電子ビームプローブによる測定」

(平成 11 年度～平成 12 年度)

研究組織

(平成 11 年度)

研究代表者 : 安藤 利得 (金沢大学理学部助教授)

研究分担者 : 増崎 克 (金沢大学理学部教授)

研究分担者 : 鎌田 啓一 (金沢大学理学部助教授)

(平成 12 年度)

研究代表者 : 安藤 利得 (同上)

研究分担者 : 鎌田 啓一 (同上)

研究経費

平成 11 年度 1,800 千円

平成 12 年度 1,900 千円

計 3,700 千円

研究発表

(1)学会誌等

(1) R. Ando, M. Masuzaki, S. Taniguchi, M. Kawada, H. Koguchi, K. Kamada, and I.N. Onishchenko,
“Electron Beam Probing of Strong Langmuir Fields in an Intense Beam-Plasma System”,
IEEE trans. Plasma Sci., *Vol. 27*, pp. 1545-1547, 1999.

(2) H. Yoshida, M. Masuzaki, S. Ooyama, R. Ando, K. Kamada,
“Measurements of Broad-Band Millimeter-Wave Radiation from an IREB-Plasma Interaction System”,
IEEE trans. Plasma Sci., *Vol. 27*, pp. 682-687, 1999.

(3) H. Yoshida, M. Masuzaki, S. Ooyama, K. Natsume, R. Ando, K. Kamada:
“Beam Modulation in a Strong Beam-Turbulent Plasma and its Effect on Broadband mm Radiation”,
Research Report NIFS-PROC-42, pp. 73-80, 1999.

(4) R. Ando, M. Masuzaki, S. Taniguchi, T. Kondoh, K. Kamada:
Measurement of IREB-driven strong Langmuir field using electron beam probing technique,
Proc. 13th Int. Conf. High-Power Particles Beams, Nagaoka Japan, pp. 893-896, 2000.

(5) N. Toyosugi, M. Masuzaki, R. Ando, K. Kamada:
Revisit to current multiplication due to intense relativistic beam-plasma interaction,
Proc. 13th Int. Conf. High-Power Particles Beams, Nagaoka Japan, pp. 865-868, 2000.

(6) R. Ando, H. Fujii, M. Masuzaki, T. Kondo, N. Toyosugi, F. Osawa, S. Wada, H. Morishita, K. Kamada:
“Measurement of spatial distribution of the nonlinear collapsing wave packets by an electron beam shadowgraph”,
「超高エネルギー密度プラズマ物性と計測研究会」平成13年3月8,9日開催, 於核融合研究所 報告書:
Research Report NIFS-PROC-50, ISSN 0915-6348, pp. 163-172, 2001.

(7) N. Toyosugi, R. Ando, C-N. Lee, K. Kamada, M. Masuzaki:

“2.5-D analysis of intense relativistic electron beam propagation in an unmagnetized plasma”,

「超高エネルギー密度プラズマ物性と計測研究会」平成 13 年 3 月 8,9 日開催, 於 核融合
研究所 報告書:

Research Report NIFS-PROC-50, ISSN 0915-6348, *pp.* 52-60 2001.

(2)口頭発表

- (1) 安藤利得, 近藤知大, 鎌田啓一, 増崎 克: 強いラングミュア乱流電場の電子ビームプローブによる測定, 第3回画像計測研究会, 1999年8月3,4日, 於核融合研究所.
- (2) 近藤知大, 安藤利得, 藤井久司, 鎌田啓一, 増崎 克: 大強度電子ビーム・プラズマ相互作用後の残留強静電場の電子ビームプローブによる測定 II, (“Electron beam probing of strong Langmuir fields in IREB-plasma system II.”), 物理学会 1999 年秋の分科会, 25aYG-9, 1999 年 9 月 24-27 日.
- (3) 大沢芙美子, 吉川正志, 安藤利得, 鎌田啓一, 増崎 克: ヘリウム線のキャビトン電場による偏光の分光測定, (“Measurement of polarization of atomic helium lines due to strong caviton fields.”), 物理学会 1999 年秋の分科会, 25aYG-10, 1999 年 9 月 24-27 日.
- (4) 近藤知大, 安藤利得, 藤井久司, 鎌田啓一, 増崎 克: 電子ビームプローブを用いた強いラングミュア電場測定システムと画像取込みの改良, (“Study on an image capturing for electron beam probing technique.”) 物理・応物合同北陸支部講演会, IV-12, 平成 11 年 12 月 4 日, 於 福井大学工学部.
- (5) 豊杉典生, 安藤利得, 鎌田啓一, 増崎 克: 電流増幅現象の 2.5 次元シミュレーション, (“2.5 dimensional simulation of current multiplication.”) 物理・応物合同北陸支部講演会, IV-13, 平成 11 年 12 月 4 日, 於 福井大学工学部.
- (6) 大沢芙美子, 増崎 克, 吉川正志, 安藤利得, 鎌田啓一: ヘリウム線のキャビトン電場による偏光測定, (“Measurement of polarization of atomic helium lines due to strong caviton fields.”), 「プラズマ分光研究のフロンティア」研究会, 2000 年 2 月 3,4 日, 於 核融合研究所.
- (7) 豊杉典生, 増崎 克, 安藤利得, 鎌田啓一: IREB-プラズマ相互作用による電流増幅現象の 2.5 次元シミュレーション, (“2.5 dimensional simulation of current multiplication due to intense relativistic electron beam - plasma interaction.”), 物理学会 2000 年春の分科会, 22aD-5, 2000 年 3 月 22-25 日.
- (8) 近藤知大, 安藤利得, 藤井久司, 鎌田啓一, 増崎 克: 強いラングミュア乱流プラズマ中の電子プローブビームの偏向, (“Deflection of an electron probing beam by strong caviton fields.”), 物理学会 2000 年春の分科会, 22aD-6, 2000 年 3 月 22-25 日.

- (9) R. Ando, M. Masuzaki, S. Taniguchi, T. Kondoh, H. Fujii, K. Kamada: "Measurement of IREB-driven strong Langmuir field using electron beam probing technique.", 13th International conference on high-power particle beams (BEAMS2000), June 25-30, 2000, Nagaoka, Japan.
- (10) N. Toyosugi, M. Masuzaki, R. Ando, K. Kamada: "Revisit to current multiplication due to intense relativistic electron beam - plasma interaction.", 13th International conference on high-power particle beams (BEAMS2000), June 25-30, 2000, Nagaoka, Japan.
- (11) 安藤利得: パルス大電流電子ビームによるラングミュア・キャピトン乱流の生成と測定, ("Measurement of polarization of atomic helium lines due to strong caviton fields."), 「プラズマ科学のフロンティア」研究会, 2000年7月26-28日, 於 核融合研究所.
- (12) 豊杉典生, 増崎 克, 安藤利得, 鎌田啓一, 李 且烈: 強いラングミュア乱流プラズマからのマイクロ波放射のビーム密度とプラズマ密度の比への依存性, ("Dependence of the microwave radiation from strong Langmuir turbulence plasma on the ratio of the beam density to the plasma density."), 物理学会第55回年会, 24pXF-2, 2000年9月22-25日.
- (13) 大沢芙美子, 吉川正志, 李 且烈, 安藤利得, 鎌田啓一, 増崎 克: IREB・プラズマ相互作用時のキャピトン電場によるヘリウム線の偏光の分光測定, ("Measurement of polarization of atomic helium lines due to strong caviton fields caused by IREB -Plasma interactions."), 物理学会第55回年会, 25pXF-1, 2000年9月22-25日.
- (14) 藤井久司, 安藤利得, 谷口真吾, 近藤知大, 和田 智, 森下浩成, 李 且烈, 鎌田啓一, 増崎 克: 電子ビームプローブによるIREB・プラズマ相互作用後の乱流電場の検証, ("Study of IREB -driven Langmuir turbulence field using electron beam probing technique."), 物理学会第55回年会, 25pXF-2, 2000年9月22-25日.
- (15) 大沢芙美子, 安藤利得, 吉川正志, 李 且烈, 鎌田啓一, 増崎 克: IREB・プラズマ相互作用時のキャピトン電場によるヘリウム線の偏光の分光測定, ("Measurement of polarization of atomic helium lines due to strong caviton fields caused by IREB -Plasma interactions."), 物理・応物合同北陸支部講演会, IV-28, 2000年12月2日, 於 金沢大学.
- (16) 藤井久司, 安藤利得, 和田 智, 森下浩成, 李 且烈, 鎌田啓一, 増崎 克: IREB・プラズマ相互作用後の乱流電場の電子ビームプローブによる検証, ("Study of IREB -driven Langmuir turbulence field using electron beam probing technique."), 物理・応物合同北陸支部講演会, IV-29, 2000年12月2日, 於 金沢大学.
- (17) 森下浩成, 安藤利得, 藤井久司, 和田 智, 李 且烈, 鎌田啓一, 増崎 克: IREB・プラズマ相互作用時のプラズマ電子温度測定の試み, 物理・応物合同北陸支部講演会, IV-30, 2000年12月2日, 於 金沢大学.

- (18) 大沢美美子, 安藤利得, 吉川正志, 鮫島功太, 李 且烈, 鎌田啓一, 増崎 克: IREB・プラズマ相互作用時のキャビトン電場によるヘリウム線の偏光の分光測定, (“Measurment of polarization of atomic helium lines due to strong caviton fields caused by IREB -Plasma interactions.”), 「プラズマ分光研究のフロンティア」研究会, 平成 12 年 12 月 14, 15 日, 於 核融合研究所.
- (19) 安藤利得, 藤井久司, 和田 智, 森下浩成, 鎌田啓一, 増崎 克, 李 且烈: 電子ビームプローブによる強いラングミュア乱流電場の測定, 「超高エネルギー密度プラズマ物性と計測研究会」平成 13 年 3 月 8, 9 日 於 核融合研究所.
- (20) 豊杉典生, 増崎 克, 李 且烈, 安藤利得, 鎌田啓一: 非磁化プラズマ中の大強度相対論的電子ビームの伝搬, 「超高エネルギー密度プラズマ物性と計測研究会」平成 13 年 3 月 8, 9 日, 於 核融合研究所.
- (21) 豊杉典生, 安藤利得, 李 且烈, 鎌田啓一, 増崎 克: 非磁化プラズマ中の大強度相対論的電子ビーム伝搬と二流体不安定性, (“Study on intense ralativistic electron beam propagation in an unmagnetized plasma and excitation of the two-stream instability.”), 物理学会第 55 回年会, 27pXG-3, 2001 年 3 月 27-30 日.
- (22) 安藤利得, 大沢美美子, 藤井久司, 森下浩成, 和田 智, 豊杉典生, 李 且烈, 鎌田啓一, 増崎 克: IREB とプラズマの相互作用後の乱流電場の検証, (“Detection of an strong Langmuir fields using electron beam probing technique.”), 物理学会第 55 回年会, 27pXG-10, 2001 年 3 月 27-30 日.

はじめに

ここでは主に「強いラングミュア乱流」についての実験的研究を行った。「強いラングミュア乱流」というのは英語の“strong Langmuir turbulence”の訳である。この単語の“Langmuir”という部分はラングミュア波の電場を意味する。一方，“turbulence”は、「乱流」とか「擾乱」を意味する。ここでは「ラングミュア乱流」と呼ぶことにするが、「強いラングミュア電場の擾乱」と訳される場合もある。

プラズマ中の電場を考えると電子を一番に考えなければならない。それは電子がプラズマの構成粒子のうちで一番速く動くことが出来るからである。プラズマ中の電場は電子が動くことによって作られ、また、打消され、維持もされる。しかし、「乱流」を取り扱う際には、イオンも動ける長い時間スケールで調べる必要がある。そこで、ザハロフ方程式が登場する。ラングミュア乱流にはあまりなじみが無いかもしれないが、ザハロフ方程式と包絡線ソリトンのことは大抵がご存知のことと思う。「ラングミュア乱流」の研究の歴史はラングミュア波に関する非線形性の研究から始まった。ロシアのザハロフらによって電子とイオンの両方の運動を取り込んだ方程式が作られた。これは彼の名にちなんでザハロフ方程式と呼ばれる。この方程式は複雑であるが、彼によって精力的に研究された。「包絡線ソリトン」がそれによって予言された。「キャピトン」は包絡線ソリトンの仲間であり、内部では電場の振動があり、波束が一つの単位として振る舞うのである。両者の違いは形にあり、前者は平面の形状であるが、後者は3次元の形状をとる。この形の違いが大きな効果をおよぼし、「キャピトン」は安定に存在できないことが理論的に予言された。その後、コンピュータ・シミュレーションの助けを借りて、それが証明された。また、ここ10年くらいでさらに解析的には分からなかった多くの事が分かってきた。これらの多くはすぐには納得のいくものではない。非常に面白く、プラズマ物理に重要なものである。理論やシミュレーションから得られた結果は、実験によって証明される必要があるのはもちろんのことである。そのため、これまでにキャピトンの存在を確かめる実験的研究が多く行われた。ここでは予想された多くの現象が発見された。しかし、そうしてキャピトンが一般のプラズマ科学者に受け入れられたかということ、まだ、十分ではないように思える。その一つの原因は、キャピトンを持ち出すことによって説明できるが、それが唯一の説明ではないかもしれないという疑惑が残る点でないかと考える。

我々は強い電子ビームとプラズマとの相互作用の研究から発して、「強いラングミュア乱流」の研究に取り組んでいる。この実験では、大強度相対論的電子ビーム(IREB)と呼ばれる大きな電流のビームをプラズマ中に入射する。IREBは電子のエネルギーが高いため、衝突断面積は小さいはずであるが、ある条件下ではラングミュア波を励起して、そのエネルギーの損失は数10%にも達する。異常抵抗と呼ばれた現象である。その機構はよく分からないが、乱流が生成されるのはほぼ間違いないであろう。多くの研究者がこの相互作用後のプラズマを乱流の研究目的に研究している。この研究対象に付随する問題は測定手段が少ない点である。測定の障害になる高いエネルギーの粒子が多数存在し、しかも、現象が非常に短い時間で終わってしまうためである。通常の計測が適用できないことが多い。そこで、IREB-プラズマ系に応用が可能な電場の測定技術が開発される必要があった。

少し、長くなってしまうがこの研究のいきさつを説明したい。平成7年度に科研費（奨励研究A）をいただき、「大強度相対論的電子ビームによって生じるラングミュア乱流の可視化」というテーマで研究させてもらった。当初はルビーレーザーを用いたシュリーレン法を用いることを計画した。しかし、計算からは光では十分な屈折が得られそうにないことが分かった。そこで、方針を変えて、電子ビームを使うことにした。電子はプラズマ中の電場を直接感じて必要な偏向を得ることができるというのが発想の理由である。電子プローブビームの偏向は電場を軌道に沿って線積分した量に比例する。電場の奥行き方向の分布が分からないので、狭い領域で強い電場なのか、それとも広く分布した弱い電場なのか区別するのは難しいように思えた。また、IREBがつくる自己場（電場や磁場）が偏向させる事も考えられた。高速の単発現象では、定常のときに用いられている偏向角の測定方法は使いにくい。最初は暗中模索の状態であった。その後、平成11年度までにプローブ電子が対象となるプラズマを通過してくることを確認した。そして、プローブビームの偏向と散乱が観測された。しかし、原因は明らかではなかった。

この研究は、このような状況からスタートした。当初、高感度のポラロイド・フィルムをプローブビーム検出のために用いていた。経済的な理由から、先ず画像のサンプリングのデジタル化をおこなった。このシステムではノイズをかなり減らすことができた。これによって主役となる広がったプローブビームを用いることができた。この手法は院生の藤井君が最初に試みたものである。詳細は本文で紹介するが、泡状のパターンはここで始めて得られた。キャピトンを探していて、いくつもの泡状のパターンが採れたのは、あまりにそのまま（イージー）ではないかと思ひ、これまでに何度も繰り返した。やり方がまずくてこのようになっているのかもしれないという疑いは完全に消えたわけではないが、やはりデータを公表した方が良く考えた。

ここで触れておきたいのは測定法のことである。この実験では、電子ビームを2次元的に入射して、いわば電場の影絵を撮った。これまで、電場の2次元の分布を測定するのにこのような手法は使われていないと思われる。その理由の1つは、定常の実験では必要が無かった。もう1つは、画像処理という不確実な手法が嫌われたのではないと思われる。我々はこの手法を「電子ビームシャドウグラフ」と呼ぶことにした。この手法は、以外と応用ができるように思われる。

一方でビームの偏向角の計算も行った。ここではキャピトンを仮定した。あくまで一つの解釈の仕方として解釈していただきたい。偏向角を求めるには、電場強度の絶対値と、電場の奥行き方向の分布が不可欠である。そのために、キャピトンの理論を部分的に導入することにした。今回のようなシャドウグラフを計算してみた。結果は、大雑把に言えば、1つのキャピトンで1つの穴がつくられるということである。それに対して実験では複数個の穴が観測された。そのため、複数個のキャピトンの存在を考えなければならない。

目標のキャピトンの存在を証明するには、さらに研究を続ける必要があると今考えています。なお、この報告書の本文は13年3月現在の内容でまとめたものです。最後にこの研究を理解し、支えてくださった多くの方に感謝いたします。

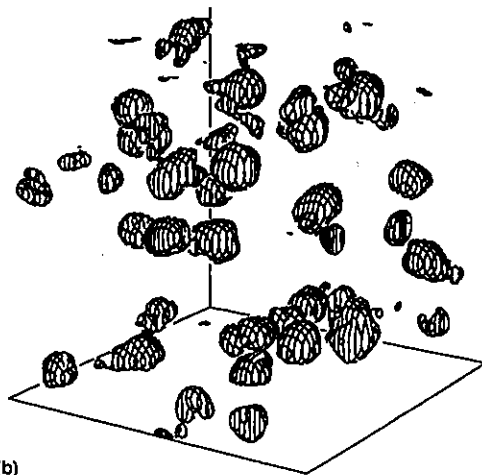
平成14年1月
代表者 安藤 利得

1章 序論

1-1, 研究背景

プラズマの強い乱流の研究は、V. E. Zakharov による Zakharov 方程式から始まった。Zakharov 方程式は、プラズマ中のイオン音波とラングミュア波の相互作用を示す非線形微分方程式である。この方程式より、強いラングミュア乱流中では、ラングミュア波が局在化する事が導かれた。また、局在化した波はひとつの塊として振る舞い、その内部は、振動電場によるポンデラモーティブ力によって粒子が押し出され、プラズマ密度が周囲より低くなっている。このラングミュア波の局在化と密度井戸の形成で特徴付けられるラングミュア乱流中に存在する微細構造はキャビトン(caviton)と呼ばれている。

Zakharov 方程式は 1972 年に提案され、局在化したラングミュア波が一次元では安定に存在し、ソリトンとなることを示した。また 1970 年代から 80 年代前半にかけて一連の基礎実験が行われ、ラングミュア波の局在化と密度井戸の形成が確認された。1980 年代後半から 90 年代にかけて、シミュレーションにより 3 次元のキャビトンの振る舞いが詳しく調べられた。それによると、一次元の場合と違い、3 次元では自己収束が強く働き、キャビトンは安定に存在することができず、収縮し崩壊する。



(b)
図 1 シミュレーションによるキャビトン電場

Ref. P. A. Robinson, Rev. Modern Phys., 69, pp. 507-573, 1997.

面白い動きとして、キャビトンをモデルに自然界の現象を紐解こうという動きがある。例えば太陽コロナ周辺で放出される強い電磁波の放射機構をキャビトンにより説明しようという動きや、電離層上空にキャビトンが存在する可能性が指摘されている。

1-2, IREB を用いた乱流の生成と研究

キャビトンの特性を調べる実験的研究が他にも多くなされている。本実験との違いは低密度プラズマを用い、電流源も IREB ほど出力の大きいものを使っていない。そのような

定常実験ではキャビトン実験容器内に1ないし数個しか存在できない。それに対し、我々の実験では、プラズマ密度は $10^{10}\sim 10^{12}/\text{cc}$ と他の実験に比べ相対的に高く、加熱源もIREBを用いるため出力が大きい。この場合は実験容器内には多数のキャビトンが生成していると考えられる。この状況は、シミュレーションで示される『泡のようにプラズマ中に点在するキャビトン』という物理的描像により近い。また太陽コロナ周辺等、自然界での存在状況にもより近いと言える。

過去の研究でヘリウム線の分光測定から、強い乱流状態がIREB通過後も $1\mu\text{s}$ 前後続いていることを示された。また、シュタルクシフトより得られた振動(乱流)電場強度とプラズマサテライト法より得られた振動(平均)電場強度の比較より、強い電場が局所的に存在すること、強い電場の存在する体積割合は相互作用領域中の2~3%程度であることが示されている。

1-3, 乱流電場の可視化の取り組み

分光測定等の結果を受け、より直接的に乱流電場を観測することを目的に乱流電場の可視化の取り組みが始まった。これは、IREB・プラズマ相互作用領域中に電子ビーム(プローブビーム)を入射し、乱流電場(キャビトン)により偏向される様子を観測するものである(図2参照)。電子ビームという、電場に直接影響をうける媒体を用いるため、他の測定に比べ、確度の高い乱流電場の情報を得ることが期待される。プローブビームはIREBと比べれば格段に弱いために、乱流は起こさない。

乱流電場の可視化の取り組みは安藤により発案され、修士の学生の川田により電子銃~蛍光板~撮影装置という基本的なシステムが構築された。続いて谷口により、ピンポイントプローブビームによる乱流電場の撮影が行われ、電子ビームにより乱流電場の情報が抽出できることを示された。この実験で、IREB入射後、プローブビームの散乱は $1\mu\text{s}$ 前後続いていること、 τ の小さい値点(密度が高いところ)ではプローブビームが激しく散乱されることがわかった。しかしながら、ピンポイントであるため、観測できる領域が狭く、例えるならジグソーパズルのワンピースを取り出している様なもので、乱流電場の全体像を推測することは難しかった。特に測定対象が乱流電場という必ずしも再現性が良いとは言えない現象なので、測定回数を重ねて傾向を診るといことも難しい。また、撮影はカメラのシャッターを開放で行っていたため、ノイズとなる光が多くプローブビームによる光が埋もれてしまい、得られる偏向像は不明瞭でその輪郭を取り出すことは困難であった。その後、近藤によりノイズ光の除去を目的に超高速撮影装置が開発された。

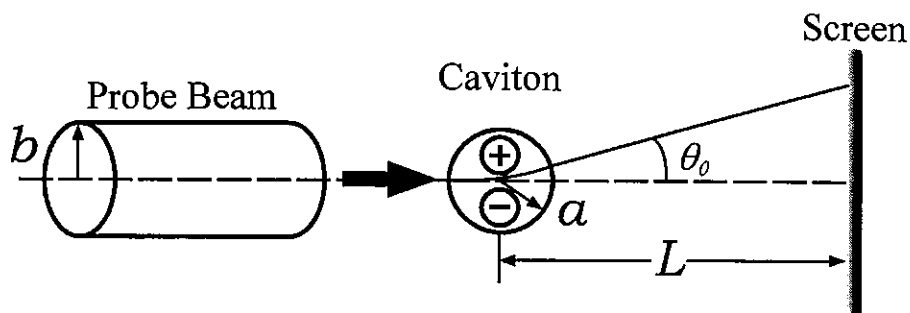


図 2 電子ビームプローブによるキャビトン電場の測定

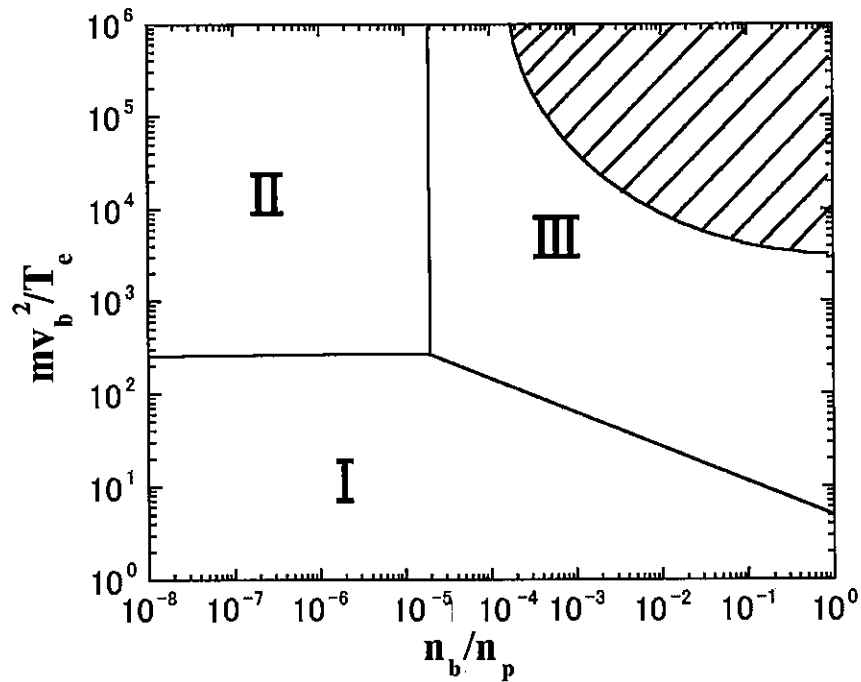
1-4, 本研究の取り組み

始めに計算コードを使い、キャビトン電場を仮定した際のプローブビームの偏向像を計算（予想）した。キャビトンの径 a とプローブビームの径 b がそのパターンを大きく左右する事がわかった。 a に比べ、 b の方が大きい場合、キャビトン電場の輪郭を観測できる。この計算をうけ、キャビトン電場の形状、空間分布を捉えることを目的に、プローブビームの大口径化をおこなった。実際の実験において、プローブビームを大口径にすると、ビームの電流密度が低下するため、蛍光板でのプローブビーム偏向像の輝度が低下しノイズに埋もれやすくなる。この問題を、高時間分解撮影装置の導入と、蛍光板に使っている蛍光体を減衰時間の短いものに換えることでほぼ解消した。また、プローブビームの加速電圧を、パルス幅が短く形の良い（立ち上がり、立ち下がり時間が短い）ものに変更することで測定精度を高めた。以上の改良の結果、IREB・プラズマ系において、明瞭で視野の広い乱流電場によるプローブビームの偏向像を撮影することに成功した。

2章 理論背景

2-1, ビームとプラズマの相互作用における非線形（乱流）理論の取り扱い

IREB とプラズマの相互作用における現象は、IREB の出力が非常に大きいため線形理論を適応できず、非線形理論を用いて記述される。電子ビームとプラズマの相互作用における非線形理論の取り扱いは、乱流のパラメータであるプラズマ中の電場の平均エネルギー $\varepsilon_0 E^2 \rho / 4$ とプラズマの熱エネルギー密度 $n_p k T_e$ の比 $W = \varepsilon_0 E^2 \rho / 4 n_p k T_e$ (W は無次元で、静電エネルギー密度比と呼ばれる) が 1 より小さい場合において、電子ビームとプラズマ電子のエネルギー比 $m v_b^2 / T_e$ と、電子ビーム密度とプラズマ密度の比 n_b / n_p の大小関係により、三つの領域に分類される。三つの領域とは準線形理論、弱い乱流理論、強い乱流理論で、その境界線は A.A.Galeev らによって示された。当研究室での実験領域を斜線で示す。強いラングミュア乱流理論の領域にあることが分かる。また、境界より離れているため、特に強い不安定性が起きると考えている。



- | | |
|------------------------------|---|
| m : electron mass | I : Quasi-linear state |
| v_b : beam velocity | II : Weak turbulence state |
| T_e : electron temperature | III : Strong turbulence state |
| n_b : beam density | ▨ Experimental region of Kanazawa Univ. |
| n_p : plasma density | |

図 3 非線形領域の区分

2-2, キャビトンの生成

静かなプラズマを強いラングミュア乱流にする方法は、IREB を伝搬させる方法と、強いレーザーを入射する方法、強いマイクロ波を入れる方法がある。ここでは、我々の実験に限り IREB で駆動される場合を中心に話をすすめる。理論的には以下のように IREB で乱流が生成されると考えられる。

プラズマ中に IREB が伝搬すると二流体不安定性によりラングミュア波が成長する。ラングミュア波が強くと成長すると、変調不安定性によりラングミュア波は局在化し、プラズマ中に局所的な強い高周波電場ができる。

$$\omega_p = (n_p e^2 / m_e \epsilon_0)^{1/2} \quad \text{式 1} \quad (\text{プラズマ角周波数})$$

ひとたび強い高周波電場ができると、ポンドラモーティブ力により、プラズマ粒子は外部に押し出され、密度井戸が形成される。密度井戸が深くなるとラングミュア波は捕捉されやすくなり、振動電場はさらに強くなる。振動電場が強くなると、密度井戸はさらに深くなる。この繰り返しでキャビトンが生まれる。

上記のメカニズムは比較的緩やかに生成が進む場合であると考えられるが、この実験のように大強度のラングミュア波を励起する場合には核化のメカニズムが有力である。この場合は、あらかじめプラズマ中に僅かな密度の不均一があるとす。プラズマ中にそのような僅かな密度井戸があると、その部分にラングミュア波は捕捉され、定在波はキャビトンへと成長する。一様なプラズマの場合に比べ、初めから密度揺動がある場合不安定性の起る敷居値は低くなる。

2-3, キャビトンと時間的描像

3 次元でのキャビトンは 1 度生成されると、背後の励起のエネルギーが持続する限り、崩壊(Collapse)、消滅(Burnout)、緩和(Relaxation)、核を中心とした再生(Nucleation)を繰り返す。この過程は P. A. Robinson らによって、コンピュータシミュレーションを用い詳しく調べられた。ここでは、そのシミュレーションの結果を要約する。

崩壊

波束の振幅がある程度まで成長すると、ポンドラモーティブ力により密度井戸が生成される。密度が下がることによって電場の振動の振動数がプラズマ振動数より下がる。その段階で背後からのエネルギーの流入が無くなり、キャビトンの崩壊が始まる。キャビトンは孤立して挙動し、次第に大きさを小さくしていくが、その際、内部での電場の分布と電場の強度の間には関連がある。これを自己相似性と言う。図 4 に崩壊する途中のキャビトンの電場分布を示してある。左図は空間座標 y と、電場強度 E のグラフである。時間とともに電場強度が増してゆき、空間的なサイズは小さくなってゆくの分かる。この同じデータを yE を横軸に、縦軸は電場を最大値で規格化した分布をプロットする。こうすると形状はまったく変わらないのがわかる。この事実は我々にとっては非常に重要となる。この関係を簡単に書くならば、次式で表される。

$$aE(0) \approx \text{Const.} \quad \text{式 2}$$

ここで a はキャビトンの大きさを表し、ここでは特徴半径と呼ぶ。 $E(0)$ は中心での電場強

度を表し、図4の E_{\max} に等しい。これは、キャビトンが小さくなるほど、その内部の電場は強くなることを示す。

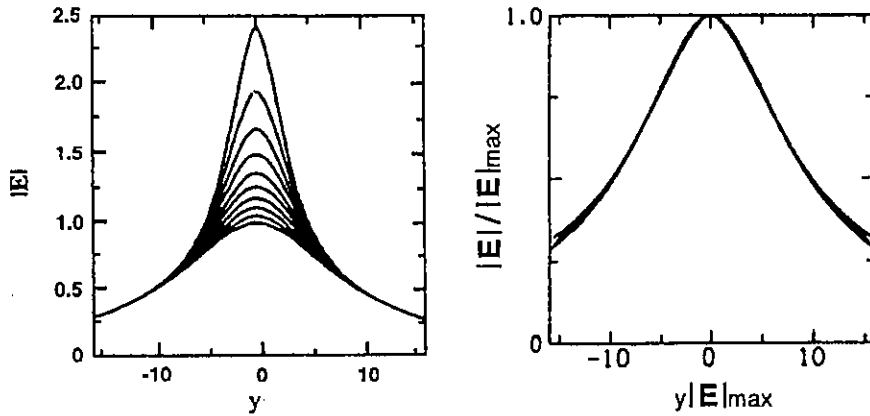


図4 キャビトンの電場分布。崩壊する途中の分布をいくつか示してある。

y は空間座標、 $|E|$ は振動電場の強度を表す。(P. A. Robinsonの論文より引用)

(左) 時間とともに空間的サイズは小さくなり、電場強度は増してゆく。

(右) 同じデータを新たな軸にプロットしたものであるが、
この場合には形がほとんど変化しないのがわかる。

消滅

キャビトンはある大きさまで小さくなると、減衰機構が急激に大きくなり、電場は減衰する。その直前に電場は最大値 $E(0)_{\max}$ を迎える。 a_{\min} と $E(0)_{\max}$ は背後のプラズマ電子の温度 T_e と密度 N_e の関数である。条件によって異なるがシミュレーションにより求められる値は以下のようなになる。

$$W_{\max} = \frac{\epsilon_0 |E(0)_{\max}|^2}{4N_e k_B T_e} \approx 0.27 \quad \text{式 3}$$

また、キャビトンの最小サイズ a_{\min} は、デバイ長 λ_D の10倍から20倍である。

$$a_{\min} / \lambda_D \approx 15 \quad \text{式 4}$$

$$\lambda_D = \left(\frac{\epsilon_0 T_e}{N_e e^2} \right) \quad \text{式 5 (デバイ長)}$$

緩和と再生

キャビトンが十分小さくなると、「トランジット・タイム・ダンピング」と呼ばれる機構で周囲の電子を加速するようになる。強い局所的な高周波電場はエネルギーを放出しながら急速に減衰していく。しかし、密度のくぼみ(井戸)はイオンの動きを伴うために電場が無くなった後でも、しばらくの間残る。時間をかけてゆっくり緩和して平らな密度に戻ろうとするが、このとき背後のプラズマ中に十分強い波が存在する場合、残った密度井戸を核として再びキャビトンが作られる。このようにして、背後の励起のエネルギーが持続する限り、乱流は継続し、キャビトンは崩壊、消滅、再生を繰り返しながら存在し続ける。

3章 プローブビームの偏向の計算

この章では、プローブビームの原理を紹介し、電子ビームプローブ法でどのような情報を得ることができるかについて述べる。また、キャビトン電場を通過したプローブビームの像がどのようなものになるかについてふれる。

3-1, 電子ビームプローブ法について

電子ビームプローブ法とは、電子ビームが電場によって移動した距離 y もしくは、偏向角 θ_0 を測定することで、電場の強さ、大きさを測定するものである (図 5 参照)。原理的には、 θ_0 は電場の線積分に比例する。たとえば、一様電界の場合には式 6 で与えられる。 θ_0 は電場の強さ E_0 と電場の大きさ $2a$ の積に比例し、プローブビームの加速電圧 V_0 に反比例する。

$$\sin \theta_0 = \frac{\int Edz}{2V_0} = -\frac{aE_0}{V_0} \quad \text{式 6}$$

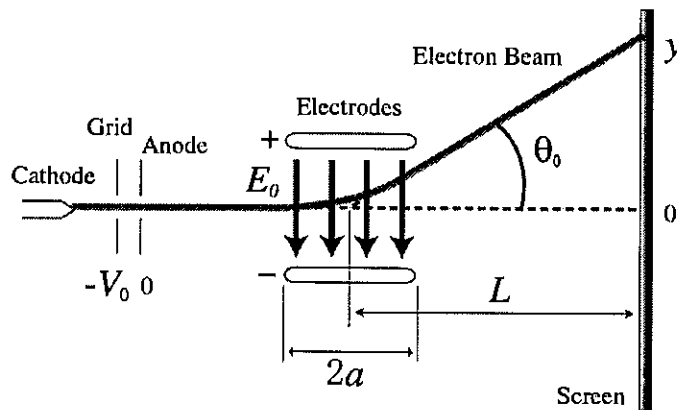


図 5 偏向の原理

3-2, キャビトン電場による偏向

前節では、もっとも基本的な一様電場における静電偏向について話した。しかし、我々が欲しいのは、キャビトン電場である。そこで、理解を深めるため、これより 1 つのキャビトン電場を仮定してその電場を平行なプローブビームが通過した場合の軌道の偏向について計算する。計算方法は実験に則した結果を得られるよう次のように取り決める。

キャビトン電場の大きさ、形状については P. A. Robinson によるシミュレーション結果をもとに仮定する。これについては次節で詳しく話す。キャビトン電場はプラズマ振動とほぼ同じ周期で振動することと、プラズマ振動の数十～数百倍の時間スケールで、その大きさ、電場の強さを変えることの二通りの時間変化を示す。実験では、プローブビームのパルス幅で測定の時間分解能が決まるが、その時間は、キャビトンの振動周期に比べると十分長く、キャビトンの大きさの変化に対しては短い。そこで、キャビトンの大きさは固定

して、その変化についてはこの計算では考えないことにする。

3-3, キャピトン電場の仮定

この計算においては P. A. Robinson によるシミュレーション結果をもとに、キャピトン電場を仮定する。キャピトンの電場は、プラズマ周波数 ω_p 程度で振動を繰り返す双極子状の静電場である。キャピトン内部の静電ポテンシャルは、中心での電場を x - y 平面にとる標準座標表示を用いると、次式で表される。

$$\tilde{\Phi}(x, y) = E(0)(\alpha x + i\beta y) \exp(-r^2/a^2) e^{i\omega_p t} \quad \text{式 7}$$

$$\text{ただし、 } r^2 = x^2 + y^2 + z^2$$

ここで、キャピトン電場の空間分布にはガウシアン分布を用いる⁹。ローレンツ分布と比べると、キャピトンから少しでも離れると、電場の大きさが急激に減衰する。ここで α , β は実数の係数で、電場の偏向を表すパラメータである。 $\alpha^2 + \beta^2 \approx 1$ を満たし、 $\alpha = 1$, $\beta = 1$ で x 方向への直線偏向, $\alpha = 1/\sqrt{2}$, $\beta = \pm 1/\sqrt{2}$ で円偏向となる。

式 7 を微分することによって電場が与えられる。

$$\begin{aligned} E_x &= E(0) \left[-\alpha + (2x/a^2) \{ \alpha x + i\beta y \} \right] \exp(-r^2/a^2) e^{i\omega_p t} \\ E_y &= E(0) \left[-i\beta + (2y/a^2) \{ \alpha x + i\beta y \} \right] \exp(-r^2/a^2) e^{i\omega_p t} \quad \text{式 8} \\ E_z &= E(0) \left[(2z/a^2) \{ \alpha x + i\beta y \} \right] \exp(-r^2/a^2) e^{i\omega_p t} \end{aligned}$$

これがダイポール分布と呼ばれる電場である。キャピトン電場の偏向についてだが、Robinson のシミュレーションによると、直線偏向の場合が圧倒的に多いとされる。よって、ここでは直線偏向を考える。なお、電場の方向は、プローブビームに垂直な方向にとっている。

次に、各パラメータの大きさについて議論する。

キャピトンは、生成後その大きさを小さくしていくので、偏向の計算に当たって大きさを一義的に決めることはできない。計算においては単純化のため、1 つの固定した大きさを計算する。実際キャピトンの収縮速度は振動の周期に比べ遅いので、プローブビームのパルス幅が十分短ければ、大きさを固定して考えても差し支えない。今回の計算では、キャピトンの大きさをデバイ長の 15~20 倍程度とした。これは、シミュレーションより予想されるキャピトンの最小の大きさである。

$$a/\lambda_D \approx 15 \sim 20 \quad \text{式 9}$$

$E(0)$ の値であるが、これは次式より求めることができる。

⁹ キャピトン理論は、ローレンツ分布とガウス分布について、どちらが正しいとも結論していない。状況に応じて使いやすい方を使っているようである。ただし、ローレンツ分布の場合には偏向が大きくなりすぎてしまう。そこでガウス分布の方が相応しいと考える。

$$|E(0)| = \left(\frac{4N_e k_B T_e W}{\epsilon_0} \right)^{\frac{1}{2}} \quad \text{式 10}$$

ここで、式2についてももう少し詳しく触れる。この $a E(0) = \text{const.}$ の値であるが、キャビトンが生成したとき（キャビトン崩壊時）に決まる。これを崩壊のしきい値と呼ぶ。

$$\Theta = W_i \cdot (a_i / \lambda_D)^2 \quad \text{式 11}$$

ここで W は静電エネルギー密度比であり、添え字の i は崩壊時を表す。簡単な計算から次式が導ける。

$$a_i E_i = 2\sqrt{\Theta} \cdot (k_B T_e / e) \quad \text{式 12}$$

ここで、 $k_B T_e / e$ は電子ボルトで表した電子温度である。ここで、 $\Theta = 61.8$ くらいの値をとる。

3-4, 軌道計算

実際の実験において、キャビトンがあると仮定した場合にどのような偏向像に観測されるのかを知っておく方が良い。実験に先立って計算を進める事にした。この計算は基本的にはプローブ電子を“テスト粒子”として、1つずつ入射して軌道を計算する。知りたいのはスクリーン上での行き着く先である。ここでの計算にはルンゲクッタギル法を用いる。運動方程式を簡単にするために長さはデバイ長で、時間はプラズマ振動で規格化する^b。しかし、プローブ電子の速度はプラズマの熱速度よりずっと速いため、そのままの時間刻みを使ってしまうとあっという間に通り抜けてしまう。そこでルンゲクッタギル法の計算の時間刻みはテスト粒子が適当な距離を進むのに必要な時間にする。ここでは、簡単のためにキャビトンの電場の振動はプラズマ振動数に等しいとする^c。

3-4-1, キャビトンの中心を通るビームの偏向

実際の条件で計算してみると偏向角は非常に小さいことが分かる。したがって、キャビトンをほとんど直線状に通過する。そのため解析的な扱いは容易になる。

電場は振動するため、テスト粒子が感じる電場も時々刻々と変わらなければならない。そこでその効果も取り入れる。大雑把に言えばそれは偏向を抑える方向に働く。図6にキャビトンの中心 ($z=0$) に粒子が来た時を例に示す。キャビトンの特徴半径は $a=95\lambda_D$ で与えている。粒子が中心を通過する際に一番電場が強くなるタイミングで粒子を入射している。粒子がキャビトンから離れているときには電場は届かないため偏向をまったく受けない。 $-95\lambda_D < z < 95\lambda_D$ の範囲（だいたいキャビトンの大きさ）で粒子は電場から力を受けて偏向する。この場合、粒子が半径 a だけ進む間に電場の位相はおおよそ 180° 変化している。そのために粒子は一度下に振られ、今度は上向きになり、最後に下向きに加速度を受けている。結局、中心付近での電場が大きいため最終的な向きを左右している。縦軸と横軸のスケールの違いに注意して欲しい。粒子の軌道はほとんど相互作用中には直線からずれていないのがわかる。右図ではさらにキャビトンが大きい場合 ($a=190\lambda_D$) である。

^b ここで用いられた規格化定数：時間 ($1/\omega_p$) , 長さ (λ_D)

^c 正確には密度井戸が生成されるにしたがって、電場の周波数は周囲のプラズマ周波数より下がる。

このとき、キャビトン中を運動している間にさらに電場の向きが多く変化している。その結果、最終的な偏向角は小さくなっている。

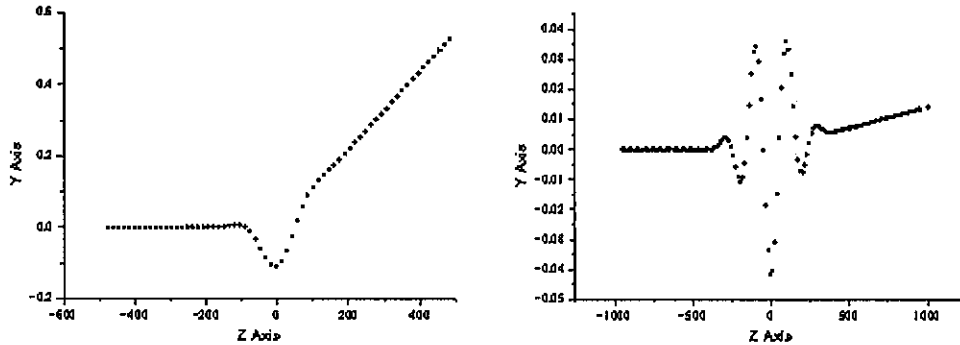


図 6 中心を通るビームの偏向の様子

(左) $a=95$, $E_0=0.083$, $\xi=90^\circ$ (右) $a=190$, $E_0=0.041$, $\xi=181^\circ$

キャビトン電場は遠方まで及ばない。キャビトンが大きい場合には電場の振動によって偏向は小さくなる。キャビトン通過中のプローブビームの軌道のずれは非常に小さい。

簡単な場合についてテスト粒子の偏向を計算してみた。テスト粒子はキャビトンの中心を通過し、その軌道と電場の方向は直交していると仮定する。前にも述べたように電場の分布はガウス分布にとることにする。式 6 の分子の線積分に相当する部分が以下のようになる。

$$\int_{-\infty}^{+\infty} E_{\perp}(y, t) dy = \int_{-\infty}^{+\infty} E_{\perp}(y) \exp(i\omega_p t) dy = \int_{-\infty}^{+\infty} E_0 \exp(-y^2/a^2) \exp(i\omega_p t) dy$$

ここで、テスト粒子の速度を v_0 とおけば、 $t=y/v_0$ の関係を満たす^d。これを用いて、 t を消去すればよい。

$$= \sqrt{\pi} a E_0 \exp(-\xi^2) \quad \text{式 13}$$

ここで、

$$\xi = \frac{a/2}{v_0} \omega_p \quad \text{式 14}$$

とおいた。 ξ は位相の次元を持つ。式 13 と式 6 から、偏向角が得られる。

$$\theta_0 \approx -(\sqrt{\pi} a E_0 / V_0) \cdot \exp(-\xi^2) \quad \text{式 15}$$

ここで、重要なことは、式 2 を考慮に入れると \exp の係数の部分は崩壊時を通じて一定の値をとることがわかる。ここで、 $\exp(-\xi^2) \leq 1$ であるから、 ξ が小さいときに θ_0 一定の値に近づく。

^d 正確には初期位相 ϕ_0 も含めなければならないので、 $t = y/v_0 + \phi_0$ である

$$|\theta_{0,MAX}| = \sqrt{\pi a E_0} / V_0 \quad (\xi \ll 1 \text{ のとき}) \quad \text{式 16}$$

反対に ξ が大きいときには θ_0 は小さくなる。

$$|\theta_0| \rightarrow 0 \quad (\xi \gg 1 \text{ のとき}) \quad \text{式 17}$$

我々の実験条件で V_0 を固定した。前で触れたように aE_0 は崩壊の定数であるが、偏向角に影響があるのは、 a の値が $50\lambda_p$ くらいが境となる。これより、 a が大きいときには偏向角が小さくなる。そのために崩壊初期のサイズの大きなキャビトンには偏向を与えず。崩壊終盤のサイズが小さくなってくると偏向が大きくなる。

3-5, ビームパターンの算出

3-5-1, 複数のビーム粒子の計算

偏向後のビームパターンの算出には複数粒子を入射する必要がある。キャビトン電場の振動についてはテスト粒子（プローブビームの電子）を、多数に分割した位相それぞれで同じ数だけ入れることにより再現した。以下のような手順を踏む。

- 崩壊途中のある瞬間のキャビトンについて考える。
- その瞬間の電場振動の1周期の各位相について偏向計算する。
- 電場の各位相で計算されたパターンを合わせて1つにする。

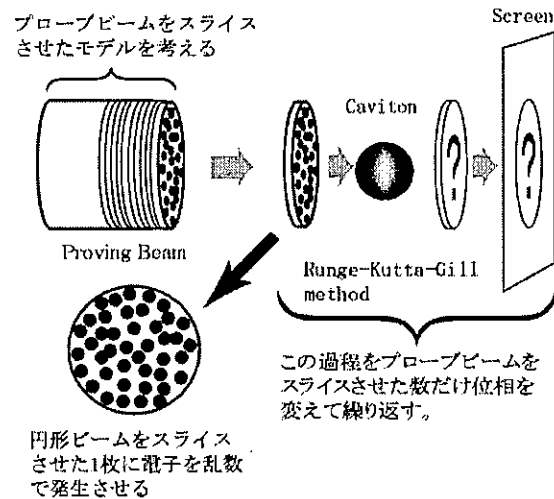


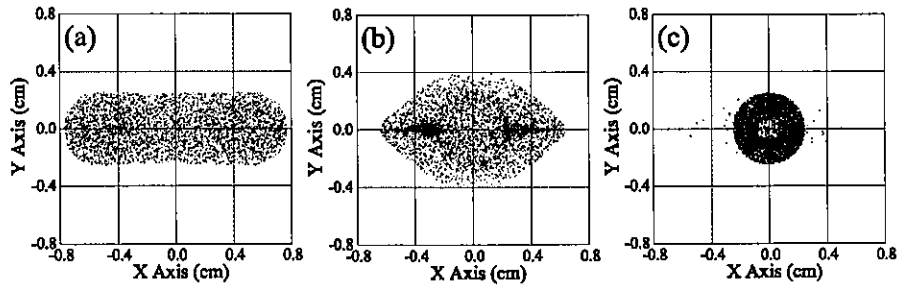
図 7 ビームパターンの計算

以下の計算結果では、 a はキャビトンの半径で、 b はプローブビームの半径である。 N_e はプラズマ密度、 T_e は電子温度、 V_0 はプローブビームの加速電圧である。キャビトンの中心から、スクリーンまでの距離 L は 346mm としている。

3-5-2, キャビトン, プローブビームの大きさを変えた計算

ビーム径を固定し、キャビトンの大きさを変えた計算を図 8 に載せる。プローブビームの偏向像は、プローブビームのビーム径とキャビトンの大きさの大小関係で、大きく異なる

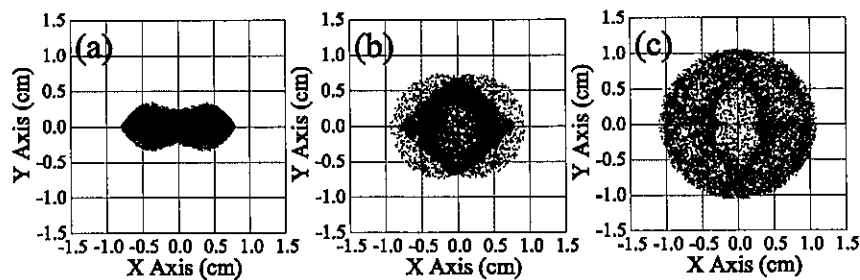
る。図 8 (a)はビーム径に比べキャビトンが大きい場合で、プローブビームは振動電場により、振動軸方向に一様に散乱されている。(b)はビーム径とキャビトンが同程度（少しビームの方が大きい）の場合である。(c)はビーム径に比べ、キャビトンが小さい場合である。ビームの経路上にキャビトン電場（強い振動電場）がある部分でプローブビームが散乱され、その部分で蛍光板に届くビーム密度が疎になり、キャビトンの大きさの穴があいている。



$T_e=50\text{eV}$, $b=0.25\text{cm}$, $V_0=50\text{kV}$, $a/\lambda_D=15$ (a) $N_e=10^{10}/\text{cc}$; $a=0.79\text{cm}$,
 (b) $N_e=10^{11}/\text{cc}$; $a=0.25\text{cm}$, (c) $N_e=10^{13}/\text{cc}$; $a=0.025\text{cm}$.

図 8 ビームパターンの予想図
 (ビーム径とキャビトンの大小関係 1)

図 9 に示したのは、図 8 とは反対にキャビトンの大きさを固定しプローブビームの径を変えた計算である。(a)はプローブビームの径がキャビトンと同程度かそれよりも小さい場合の偏向像で、(c)はプローブビームの径がキャビトンの径より大きい場合の偏向像である。

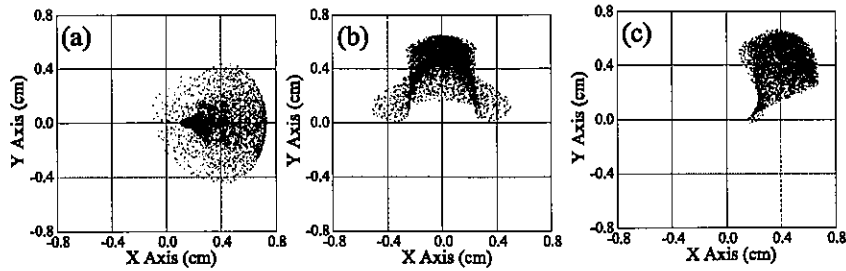


$T_e=50\text{eV}$, $V_0=40\text{kV}$, $N_e=5 \times 10^{10}/\text{cc}$, $a/\lambda_D=20$, $a=0.47\text{cm}$, (a) $b=0.5\text{cm}$. (b) $b=1.2\text{cm}$. (c) $b=2.1\text{cm}$.

図 9 ビームパターンの予想図
 (ビーム径とキャビトンの大小関係 2)

3-5-3, ビームの中心とキャビトンの中心がずれている場合

次に、図 8 の (b) の場合について、プローブビームの中心とキャビトンの中心がずれている場合を図 10 に示す。中心にキャビトン電場を仮定し、(a)はプローブビームが X 方向にずれた場合、(b)は Y 方向にずれた場合、(c)は、X,Y 方向にずれた場合についてである。

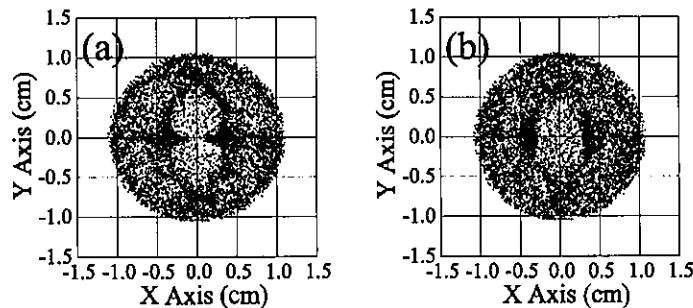


$T_e=50\text{eV}$, $b=0.25\text{cm}$, $N_e=10^{11}/\text{cc}$, $V_0=50\text{kV}$, $a/\lambda_D=15$, $a=0.25\text{cm}$,
 The center position (x_0, y_0) of probe beam is (a)=(0.4, 0), (b)=(0, 0.4), (c)=(0.4, 0.4).

図 10 ビームパターンの予想図
 (ポイントビームの中心とキャピトンの中心がずれるとき)

3-5-4, ビームエネルギーを変えた計算

キャピトンの大きさに比べ、ビーム径が大きい場合について、プローブビームの加速電圧の大きさが偏向像に与える影響を計算する。図 11 に計算結果を示す。プローブビームの加速電圧(V_0)は、(a) を 30kV, (b)を 60kV とした。両者を比較すると、(a)の方が若干輪郭がはっきりしているが大きな差異は無い。ビームパターンにできる穴の大きさはキャピトンの大きさにほぼ等しい。図 11 の(a)ではエネルギーが(b)より低いので偏向自体は大きくなっているが、穴の大きさはそれほど変わっていないのがわかる。



$T_e=50\text{eV}$, $N_e=5 \times 10^{10}/\text{cc}$, $a/\lambda_D=15$, $a=0.35\text{cm}$, $b=2.1\text{cm}$, (a) $V_0=30\text{kV}$ (b) $V_0=60\text{kV}$

図 11 ビームパターンの予想図

3-6, 計算結果の考察

この結果から、電子ビームプローブ法には二通りの測定方法があることがわかった。1 つはプローブビームの径を絞るやり方で、これは電場の強度を測定することができる。もう 1 つは口径の広いプローブビームを用いる方法で、これは電場の形状を観察することに

° キャピトンの中心付近を通過するビームの偏向角(式 6)と穴の大きさは別物である。たとえば、中心部の偏向が強くなるとパターンの外に飛ばされることもある。

有用である。

プローブビームの径がキャビトンと同程度かそれよりも小さい場合について考察する。プローブビームが電場により散乱される最大角は、キャビトンの中心での電場の強度とプローブビームの加速電圧の大きさで決まる(式 6)。さらに言えば、自己相似条件により、最大散乱角はプラズマ密度に関係せず電子温度のみで決まる。つまり、プローブビームの径をキャビトンの径より小さくした測定、言い換えるとプローブビームの径を絞りピンポイントにした測定では、その偏向像の広がりを見ることで電場の大きさ、電子温度を見積もることができる。ただし、これはプローブビームの中心とキャビトンの中心が一致した場合の話であり、中心がずれた場合、偏向像は図 10 に示すように複雑な変化を示し解析は困難となる。

プローブビームの径がキャビトンの径より大きい場合について考える。この場合、プローブビームの経路中に、キャビトンの電場の強い箇所がある部分では、プローブビームは散乱され、スクリーンに届く量が低下する。そのため、得られる偏向像は、キャビトン電場の輪郭を浮き彫りにしたようなものになる。図 11 ではプローブビームの加速電圧が偏向像に与える影響について調べた。その結果、この測定方法ではプローブビームの加速電圧は実験結果を左右するパラメータではなくなっていることが分かる。以上を踏まえると、プローブビームの径をキャビトンの径より大きくした測定、つまり大口径プローブビームを用いた測定では、電場によるプローブビームの偏向角を測るというより電場の影絵を撮影するといった感覚が正しい。散乱されたビーム粒子の行き先が分からなくなるため、電場の大きさを測るには不向きであるが、キャビトン電場の形状、分布を測定するには有用であると言える。

3-7, 研究の指針

キャビトンは、密度井戸と電場の局在化で特徴づけられる。計算に拠れば、大口径プローブビームによる測定によって乱流電場の形状や空間分布を把握することができる。この研究では、偏向がキャビトンに依るものかを明らかにするために、大口径プローブビームによる測定に取り組む。これによって『電場の形』を観察できるはずである。

具体的にこれまでの実験に対して以下の点に今回改良を加えた。過去のピンポイントプローブの実験に用いた電子銃を改造し、ビームを円錐状にすることで大口径化を図る。その際にはビーム密度が低下し、プローブビームによる蛍光板の発光が弱くなり、ノイズ光に偏向像が埋もれ易くなる。それを解決するため、高速撮影装置と減衰時間の速い蛍光板を導入する。詳しくは次章で述べる。

4章 実験装置

4-1, 装置の全体像

実験装置の全体の配置を図 12 に示す。プラズマ・IREB の相互作用領域となるメインチェンバー内は、拡散ポンプにより 5×10^{-5} torr 以下の真空に引かれている。また、チェンバーの内壁には、マイクロ波のモニターをする際に、乱反射を抑えるため、電磁波吸収体であるエコソープを貼っている。

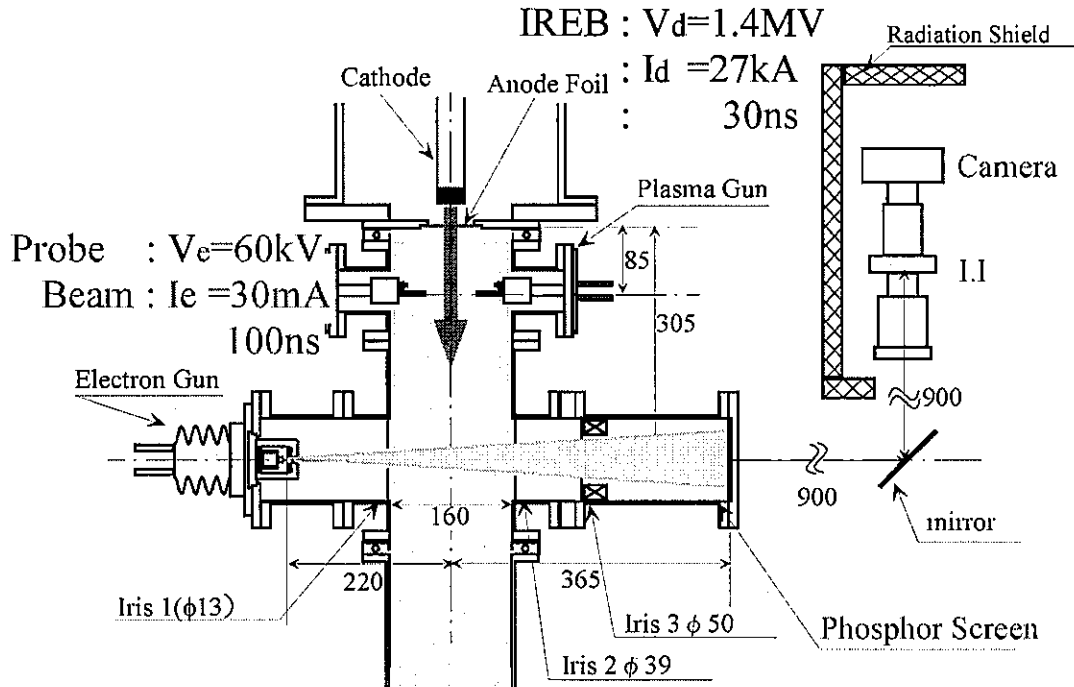


図 12 実験装置全体配置図

実験に用いるプラズマ源は、カーボン電極を用いたレールタイプのプラズマガンである。このプラズマガンは、IREB のアノードより 85mm（以降 IREB のアノードからの距離を z で表す）の位置に対向に 2 基設置している[†]。

乱流を引き起こすためのエネルギー源には IREB を用いる。これを図 12 の上方からメインチェンバーの軸に沿って入射する。プローブビームは $z=305$ mm の位置から横方向から入射している。 $z=305$ mm に選んだのは、過去に行われたピンポイント電子ビームによる実験がこの配置で行われており、データの比較をするためである。プローブビームは電子銃を用いて生成した発散ビームである。ビームパターンの観測は、電子ビームを蛍光板で光に換え、超高速撮影装置でデジタル画像に収める。IREB 駆動時に発生する X 線を防ぐため、超高速撮影装置などは鉛で覆っている。プローブビームは横方向に突き出た枝のチェンバーを通るが、その軸上には、プローブビーム形状の制限と、電子銃や蛍光板に入ってくる IREB の逃走電子及びプラズマ電子の抑制のため、複数のスリットが設けてある。その他と

[†]装置図では、2 基のプラズマガンの配置は、見やすいように水平方向に表記しているが、実際は鉛直方向に配置している。

して、IREB の伝搬の様子を見るためにメインチェンバーには電流量測定用のロゴスキーコイルが2基取付けてある。また、プローブビームの電流検出のために蛍光板の前方にロゴスキーコイルが設置してある。また、 $z=305\text{mm}$ において IREB・プラズマ相互作用時に放射されるマイクロ波のモニターも行っている。

4-2, IREB 発生装置

IREB 発生装置は、Physics International 社製 PULSERAD 110A MODIFID を用いる。この装置の構成は、大きく分けて、高電圧生成部、パルス成形部、ダイオード部の三部からなる。

高電圧生成部にはマルクスジェネレータ(Marx Generator)が用いられている。このマルクスジェネレータは11個の $0.05\mu\text{F}$ のコンデンサーと、電界歪型ギャップスイッチと硫酸銅抵抗で構成されている。動作は、まずコンデンサーが並列に $\pm 50\text{kVDC}$ の計 100kV で充電され、その後電界歪型ギャップスイッチが瞬時に閉じることで、コンデンサーが直列に接続され、高電圧を生成する。

マルクスで生成した高電圧は、次にパルス成形部である三重同軸円筒を用いたブルームラインライン(Blumlein line)に送られる。電気容量がマルクスと違うため、瞬間的にはマルクスの出力電圧以上の電圧で充電される。ブルームラインの充電電圧が一定以上になると、自爆型のギャップスイッチがONになり、ブルームラインの動作が始まる。ブルームラインの出力部にはプレパルス抑制スイッチが設けられており、電圧が一定値を超えるとスイッチがONになり、ダイオード部に電圧が出力される。ダイオードは $\phi 36\text{mm}$ のカーボン製冷陰極とチタンホイルアノードより構成される。アノードとカソードの距離(A-K)を変えることで、電流量をある程度選ぶことができる。この研究では、チタンホイルは厚さ $20\mu\text{m}$ のものを用い、A-K間隔は 30mm にした。この設定においてダイオード部の加速電圧 1.4MV 、ダイオード電流 27kA パルスの半値幅 30ns のIREBを生成することができる。

4-3, プラズマ生成装置

プラズマ生成には、カーボン電極レールガンタイププラズマガンを用いる。パルス放電であるため、比較的密度が高く、電離度の大きいプラズマを生成することができる。この装置の構成はレールガン、高圧電源装置、トリガ装置からなる。レールガンは、主電極として2本のカーボン電極を平行に配置し、アース側の電極の近傍にトリガ電極を配置している。高圧電源装置は $16\mu\text{F}$ のコンデンサーと、出力部に設けられた3点トリガーギャップスイッチ(レールガンとは別)よりなる。

ガンの動作は以下の様になる。まずコンデンサーが高圧で充電される。レールガン駆動の直前($\sim 10\mu\text{s}$ 前)、高圧電源の出力部のギャップスイッチが閉じ、レールガンの主電極間に高電圧が印加される。その後、レールガンのトリガ電極に高圧パルスを印加することで、主電極間に放電を起こしカーボンプラズマを生成する。2基のプラズマガンは同時に動かす。本研究では、コンデンサーの充電は 3.6kV 、トリガ電圧は約 6kV として動作させている。

プラズマガンは、放電開始から $60 \mu\text{s}$ 程度で放電を終了する。得られるプラズマの密度、電子温度は時間によって変動し、このプラズマガン放電開始から IREB 入射までの時間を選ぶことで、実験のプラズマ密度を変えることができる。以降このプラズマガン駆動と IREB 入射までの時間差を τ と呼ぶことにする。 τ はプラズマ密度の関数となる。

$z=305\text{mm}$ でのプラズマ密度を図 13 に示す。測定はマイクロ波干渉計を用いた。生成されたプラズマは（イオン音速程度で）拡散していき、 $z=305\text{mm}$ の位置では放電開始後 $\tau = 25 \mu\text{s}$ でプラズマ密度のピークを迎える。また、 $\tau=40 \mu\text{s}$ 付近からは、プラズマガンの放電が弱まっているので、プラズマはアフターグロープラズマ（Afterglow plasma）の性質を示すと考えられる。

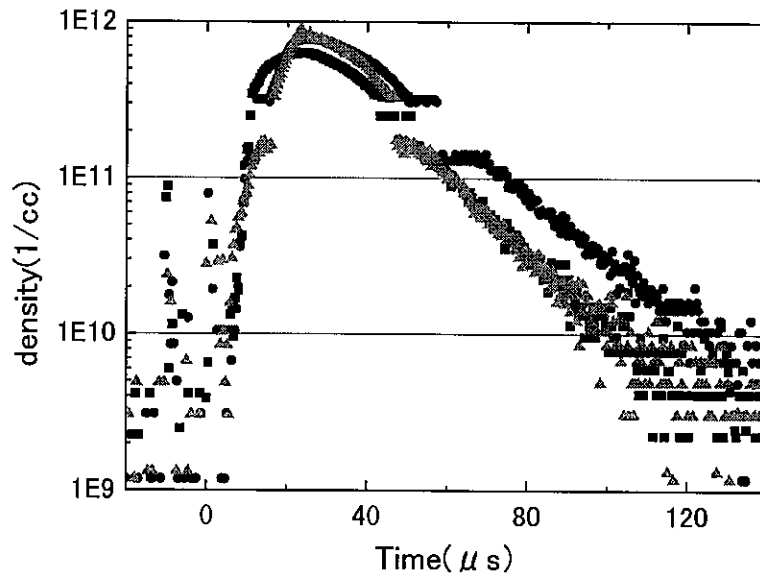


図 13 $z=305\text{mm}$ におけるプラズマ密度

4-4, 電子銃

4-4-1, 電子銃の概要

電子ビームプローブの生成源として、ピンポイント電子ビームの実験に用いた電子銃を用いる。この電子銃は、アノード、グリッド、カソード（熱陰極）の三部から構成され、熱陰極三極電子銃と呼ばれる。アノードをアースとし、グリッドとカソードを等電位とし（非バイアス方式）負極性の電圧を印加することで、電子を加速する。特徴として、比較的高い電圧を印加することができ、また熱陰極を用いるため大きな電流量をとれる。電子銃の加速電圧は、電圧は $-30 \sim -60\text{kV}$ で任意に選べ、波形は半値幅 100ns, 立ち上がり（10～90%）20ns, 立ち下り（90～10%）30ns の矩形パルスである。

4-4-2, 電子銃の構造

電子銃の構造を図 14, 図 15 に示す。

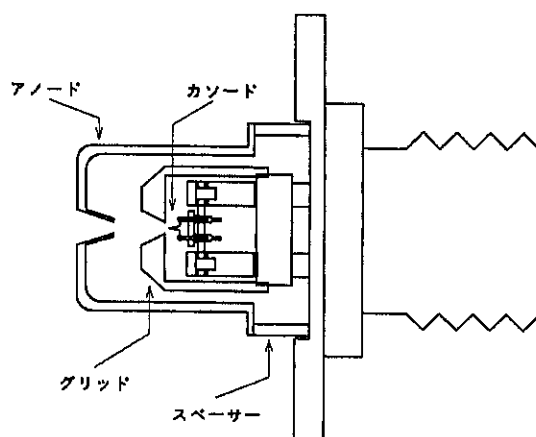


図 14 電子銃の全体図

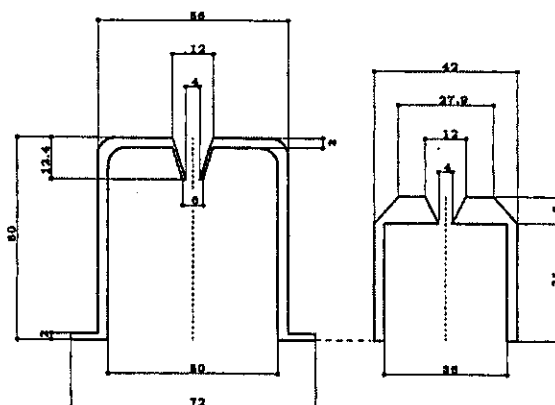


図 15 アノードとグリッド

4-4-3, カソードフィラメント

カソードフィラメントは、プローブビームを発散型のビームにする場合と、ポイントビームにする場合とで変更する。ポイントビームにする際は、Kimball Physics 社製 Model ES-020 Tungsten Filament を用いる。下図にその形状を示す。

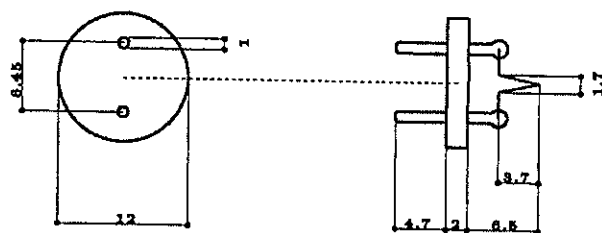


図 16 ポイントビーム用フィラメント ES-020

プローブビームを発散型のビームにする際は、ビームの電流量を増やすためと、中心と周辺部でなるべくビーム密度が変わらないように、 $\phi 0.23\text{mm}$ のトリアタングステン線を U 字型に加工したフィラメントを用いる。その他、コイル状に巻いたフィラメントも試してみたが、プローブビームの電流量が増える代わりに、フィラメントの加熱具合で形状が変化し、再現性の良いプローブビームを作ることができないので今回は用いていない。

製作したフィラメントの詳細を述べる。

フィラメントの材料は、2%トリアタングステン線 $\phi 0.23\text{mm}$ を用いる。最初にこのタングステン線を 20mm に切断する。次に台座となる部品を作る。これは電気回路用のピン (PD-71) をカットして作る。その後、ピンにタングステン線を通して、ピンをつぶすことで止める。これを U 字に曲げながら電子銃の台座に取り付ける。

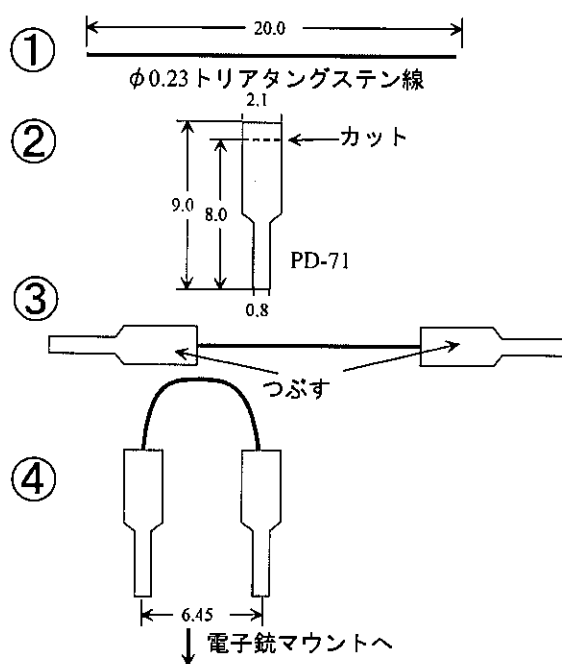


図 17 新規フィラメントの製作方法

4-4-4, 電子銃のセッティング

電子銃のセッティングについて話す。電子銃で重要なのは、アノード～グリッド間隔 (A-G), グリッド～カソード間隔 (G-K) である。

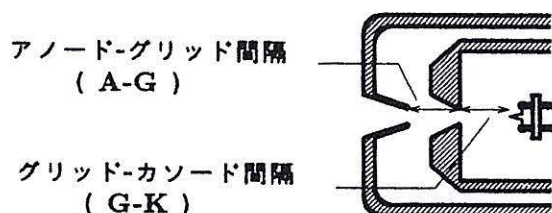


図 18 A-G, G-K の定義

A-G, G-K を短くすると電子ビームの電流量が上がるが、ビームパターンが悪くなる。特にこの電子銃では、G-K が小さいとカソードフィラメント周辺で電界が歪んで、ビームパターンの中心周辺が歪む。例としてフィラメントに ES-020 を用い、A-G=12mm, G-K=0mm としたときのプローブビームのビームパターンを図 19 に示す。入射側スリット (図 12 の Iris1) に $\phi 13\text{mm}$ の円形スリット (標準) を用いたものが #00215, 細長いスリット (0.5mm \times 13mm) に変えたものが #00216 である。

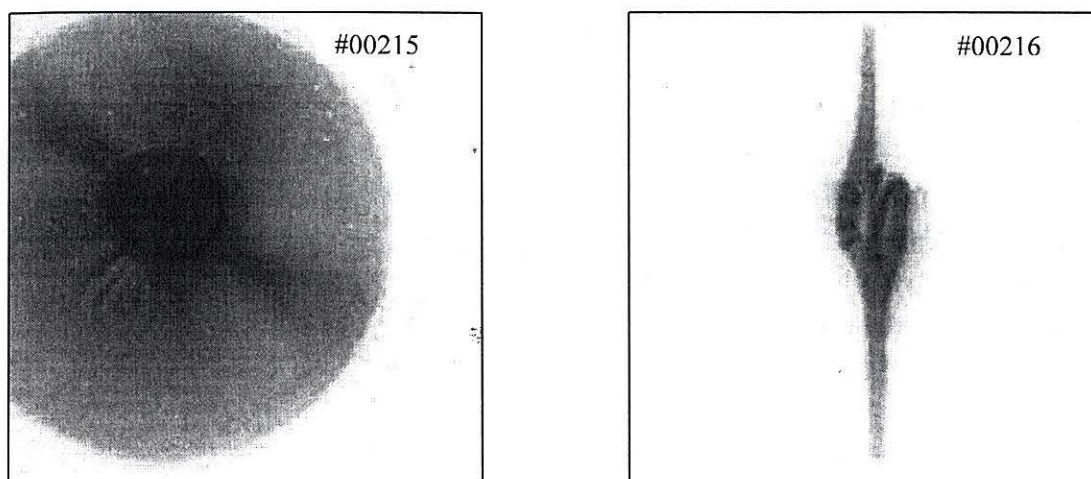


図 19 中心部が歪んだプローブビームのビームパターン

反対に、A-G, G-K を長くすると電子ビームの電流量が低下するが、ビームパターンは良くなる。我々の実験では電流量を増やしたいので、ビームパターンが歪まない範囲でなるべく A-G, G-K 間を小さくするよう設定する。本実験では A-G=12mm, G-K=1.0mm で行った。特に G-K はこれより小さくなると急激にビームパターンが歪む。参考にフィラメントに ES-020, A-G=12mm, G-K=1.0mm としたときのプローブビームのビームパターンを図 20 に示す。図 19 と同様に入射側スリットを $\phi 13\text{mm}$ と 0.5mm \times 13mm とした場合を示している。図 19 と 図 20 を比べると、図 20 は、歪みが無く比較的均一なプローブビーム

が来ていることが分かる。ただしプローブビームの電流量が低下し、蛍光板の発光の減少が著しい。本実験では、歪みが無く蛍光板を十分発光させる電流量を確保するため、フィラメントに上記のφ0.23mm トリアタングステン線を用い、A-G=12mm, G-K=1.0mm で実験を行っている。

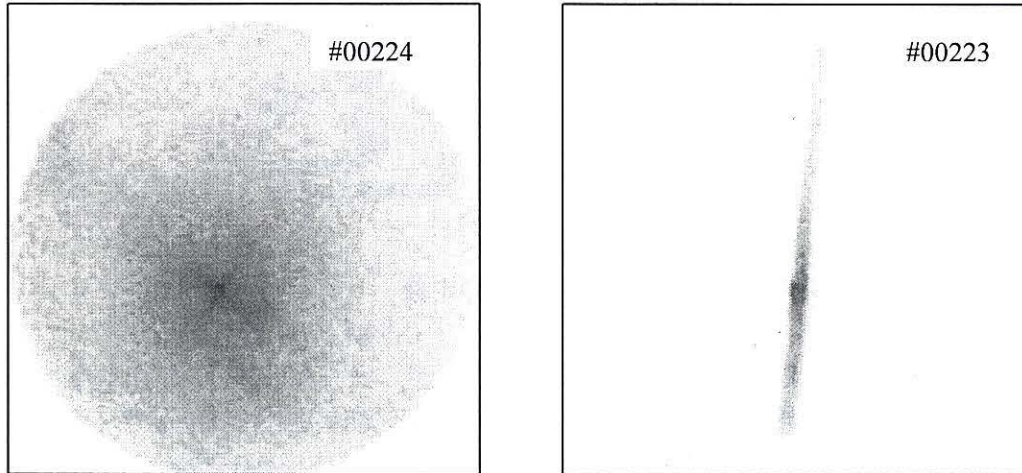


図 20 歪みのないプローブビームのビームパターン

4-4-5, フィラメントの加熱

セッティングの他に、プローブビームの電流量を変化させる要因として、電子銃の加速電圧とフィラメントに流す加熱用電流の電流量がある。電子銃の加速電圧は、電圧が高いほどプローブビームの電流量は上昇する。また、加熱用の電流を上昇させると、プローブビームの電流量も上昇する。

フィラメントの加熱電流をさらに上げていくと、プローブビーム電流の上昇はある値で止まる。このビーム電流量の飽和は、空間電荷制限電流の効果が効いてくるためと考えられる。今、プローブビームの電流量はできる限り大きくしたいが、この値以上に加熱用電流を大きくしても意味は無いので電流が飽和するところで実験を行っている。

フィラメントの加熱電流の調整は、AC100V (60Hz) をスライドレギュレーターとトランスを通すことでフィラメントにかける電圧を調整している。

4-4-6, 電子銃加速電圧用パルス電源

この実験に用いる電子銃加速電圧用パルス電源は新規に製作した。電子ビームプローブ測定の時間分解能は、この電源の性能でほぼ決まるといってよい。今までに用いていた電源は、プローブビームの像がノイズに負けないよう光量を稼ぐため、パルス幅は半値幅で 200ns, 裾野 (10%) では 300ns 以上と長いものにしてきた。このパルス幅は測定しようとする現象の時間変化に比べ長いのではないかと懸念があった。また、この電源は伝送ラインスタック方式によりパルスを昇圧しているが、この伝送ラインスタックに用いているフェライトの磁化の具合により、加速電圧波形が shot 毎に変化してしまうという不具合もあった。そこで、新しく製作した電源はパルス幅が短く (半値幅で 100ns) 波形が綺麗 (立ち上がり、立下りが早い) で、加速電圧波形が shot 毎に変化せず安定に取り出せるものにした。この電源の詳細は付録 A に譲る。

4-5, プローブビームのイメージング装置

乱流電場により偏向をうけたプローブビームのビームパターンの記録は、プローブビームを蛍光板で光に換え、その像をカメラで撮影することにより行う。

プローブビームのビームパターンを撮影する際の最大の問題は、蛍光板に当たる IREB 及び IREB によって押し出されるプラズマ電子が蛍光板を光らせることである。この IREB 及びプラズマ電子の電流量はプローブビームの電流量に比べ遥かに大きく、プローブビームの像は埋没してしまう。この問題の解決のため、減衰時間の短い蛍光粉末を用いた蛍光板と、高速シャッターを組み込んだ撮影装置を導入した。IREB 入射時の蛍光板の発光が減衰したところで、プローブビームを入射し、それと同時に撮影装置のシャッターを開くことで、IREB 入射時の発光の影響を取り除いている。このような測定方法をとるため、IREB 通過中のプローブビームの散乱像はノイズ光が多く明瞭な像を撮影できない。実験は主に IREB 通過後の乱流電場を対象とする。

4-5-1, 超高速撮影装置

超高速装置は、近藤により開発され、シャッターの開放時間を任意(3ns~連続)に調整してデジタル画像を撮影することができる。装置は集光レンズ、イメージインテンシファイヤ、制御用パルスジェネレーター、デジタルカメラ、パソコンよりなる。イメージインテンシファイヤは、微弱光撮影などに用いられる高感度光増幅撮影装置で、浜松ホトニクス製 C2925-01 を用いる。この装置では 100~10000 倍程度の感度増幅を得ることができる。また、動作時間を 3ns から連続まで選ぶことができ、高速シャッターとしての機能^gもある。動作時間の制御は、外部から 5V のパルス信号を入力することで行い、入力パルスのパルス幅にほぼ等しい時間だけ動作する。こうして増幅された画像は、デジタルカメラ（イーストマン・コダック社製 MDS120 システム）でデジタル画像に変換される。このデジタルカメラは、光ケーブルでパソコンに接続されており、遠隔操作が可能である。

4-5-2, 蛍光板

蛍光板は、アクリル板に蛍光粉末を塗布したものをを用いる。過去の測定に使用していた蛍光板は、蛍光物質に RCA 製 33-Z-20A を用いていた。この蛍光物質の正確な減衰時間は、数十 μ s のオーダーである。そのため、IREB 入射時の発光とプローブビームによる発光を分離できない、撮影に必要な光量を得るためにはイメージインテンシファイヤのシャッター開放時間を長くする必要があり、必然的にノイズ光の割合が増えるといった問題があった。そこで、新たに作成した蛍光板には蛍光物質として Sylvania 社製 P47(Y_2Si_5Ce)を用いる。この蛍光物質の減衰時間は、データシート（図 21）によると発光強度が半分になる時間が約 25ns とされている。

過去の蛍光板には、フィラメントの光などを遮断するため、蛍光面の上にカーボン粉末を塗りつけていた。しかし、超高速撮影装置の導入でフィラメントの発光は問題ではなく

g ここで動作時間とは、画像の入力時間を制限する時間のことである。参考までに浜松ホトニクス(株)の II. の画像出力時間は、出力部に用いている蛍光材 P43 で決まり、数百 μ s である。

なった。この研究に用いた蛍光板では輝度を高くするためにカーボン粉末を塗るのをやめた。蛍光板には一切のコーティングはしていない^h。

Graph 2 Logarithmic Graph of Decay of P47

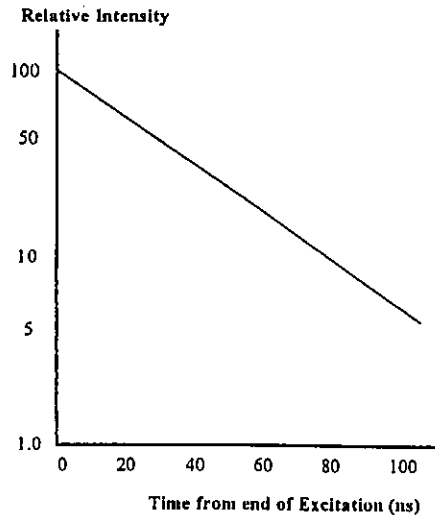


図 21 蛍光体 P47 の減衰

4-5-3, 画像輝度とプローブビーム密度

レンズの絞り, イメージインテンシファイヤの増幅度の変化, デジタルカメラの感度などで得られるデジタル画像のコントラストは大きく変わる。一般的にイメージング装置を用いて得られる画像は必ずしも入射光の強度に線形でない。さらに, 蛍光板から発せられる光の強さは, プローブビーム電流密度の他に電子のエネルギーも考慮しなければならない。そこでここではプローブビームの電流密度の絶対値をデジタル画像の明暗より求めることはしない, 議論の対象を画像の形状に絞る。

4-6, 電流量モニター

4-6-1, ネット電流モニター

IREB を入射するとプラズマ中には電流が誘起される。IREB の電流と, プラズマに流れる電流の和であるネット電流をモニターするため, 2 基のロゴスキーコイルを用いる。位置はメインチェンバーの前方と後方で, IREB を基準に上流側と下流側になる。図 12 では, アノード直後に RC1, プローブビームの入射位置の後方に RC2 を配置している。ネット電流は, プラズマ, IREB の状態によって大きく変化するので, 常にモニターすることで, 実験に異常がないか (プラズマ密度は安定か, IREB の伝播状況に狂いがないか) を確認している。

4-6-2, 横方向電流量モニター

蛍光板の手前に, ロゴスキーコイルを設けている。この位置では, プローブビームの電

^h 反対側へ放射される光も利用するためには適当な厚さのアルミ蒸着をした方が良いと考えられる。

流をモニターする。また、IREB 及び IREB 入射時に押し出されたプラズマ電子の電流量、乱流電場より加速される電子の電流量をモニターすることができる。このロゴスキーコイルは微弱な電流を測れ、また、自己積分型の条件を満たすようにフェライトコアを用いて製作されている。

4-7, 放射マイクロ波モニター

IREB・プラズマ相互作用時に観測されるマイクロ波の放射機構には、キャピトンが大きく関係していると考えられている。プローブビーム偏向像の解析の一助とするため、放射マイクロ波の強さをモニターする。測定は、まずメインチェンバー上方に配置した K-band ホーンアンテナでマイクロ波を集め、導波管を通した後、可変減衰器で大きさを調整し、クリスタルディテクター（マウント K-2,ディテクター1N-26）で検波する。オシロスコープのチャンネル数の関係で、スペクトロメーターを用いず、K-band 以上の周波数のマイクロ波を一まとめにして、K-band 用のディテクター1つで検波している。

5章 実験のセッティングと予備実験

5-1, 実験のセッティング

電子プローブビームによる電場の測定は、 $z=305\text{mm}$ で行う。IREBのダイオードの設定はA-K30mm、アノードのチタンフォイル $20\mu\text{m}$ である。プラズマガンの充電は3.6kVで行なった。電子銃の設定はK-G (カソードとグリッドの間隔) 1.0mm, G-A(グリッドとアノードの間隔)12mm, フィラメントは $\phi 0.23\text{mm}$ のトリアタングステン線を用いた自家製のものである。図22に実験装置図を示す。図中でf.cと表記しているものは、カソードからの距離を示す。

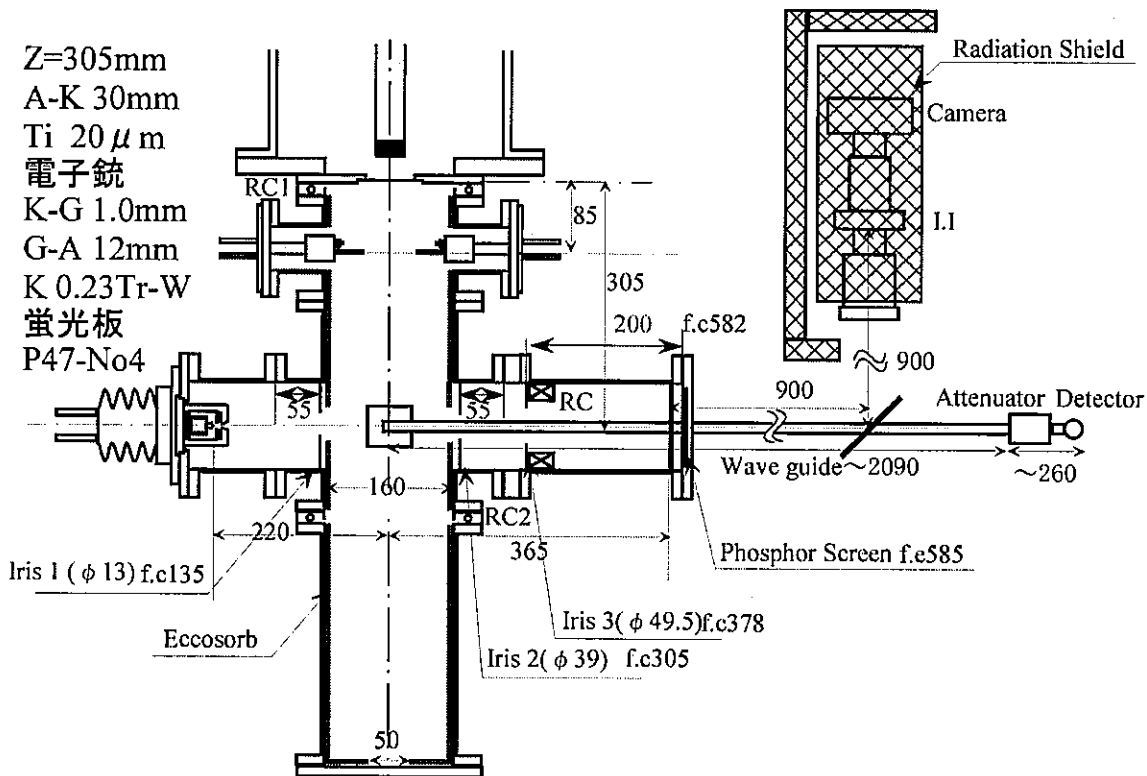


図 22 実験のセッティング

5-2, プローブビーム加速電圧の設定

電子ビームプローブ測定においては、IREBやプラズマ電子による蛍光板の発光が絶えず問題となる。一方で、プローブビームの加速電圧は大きいほど必要な信号の光量は増える。ビーム電流量もビーム電子1つあたりのエネルギーも上昇する。そのためプローブビームによる光の割合を、ノイズとなる光よりも大きくするためには、加速電圧は大きいほど良い。3章の図11で、プローブビームの大きさがキャビトンより大きい場合は、プローブビームの加速電圧をある程度任意に選んでも偏向像に大きな変化は無いという結果を得ている。そこで、実際の実験ではプローブビームの加速電圧を電源の上限である60kVに設定する。

5-3, 実験のタイムテーブル

実験の装置の動作順序を以下で説明する。

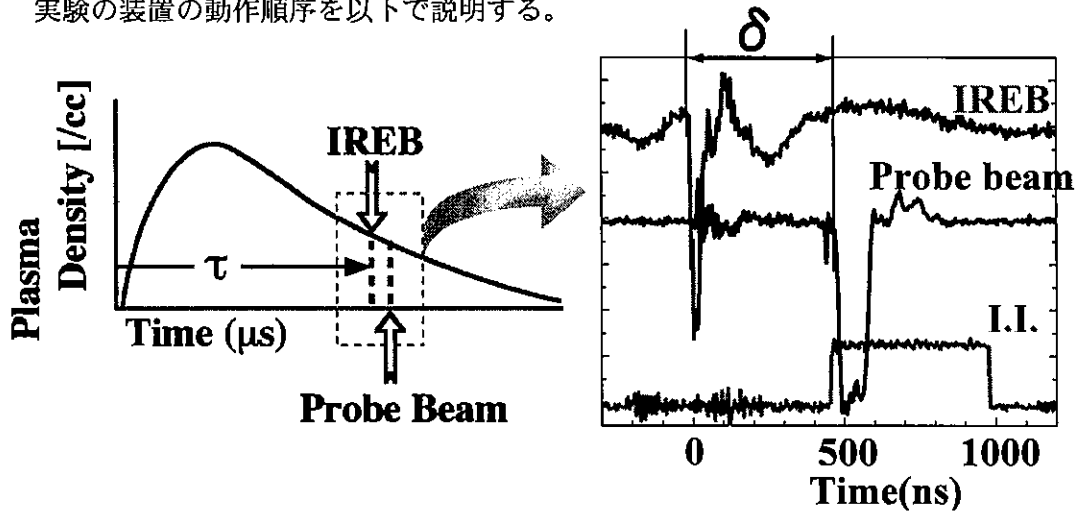


図 23 実験のタイムテーブル

図 23 に実験のタイムテーブルを示す。最初に 2 基のプラズマガンと同時に駆動し、プラズマを作る。その後数十 μs の時間間隔をおき、IREB を入射する。プラズマガン駆動後、プラズマ密度・電子温度は時間と共に変化するので、この時間幅を選ぶことで、実験のプラズマパラメータを設定できる。このプラズマガン駆動から IREB 入射までの時間間隔を、 τ と呼ぶことにする。今回の実験は、 $\tau = 40 \sim 120 \mu\text{s}$ の範囲で行った。これより τ が低いところでは、プラズマ密度の空間的な勾配が強く、またガンの放電によりプラズマ中には電位勾配が存在するため、電子ビームプローブ測定を行うのには適さない¹。

IREB 入射から数百 ns の時間間隔を置いて、プローブビームを相互作用領域に打ち込む。また、プローブビームと同時に、I.I. のシャッターも開くようにする。IREB 入射からプローブビーム入射までの時間をこれ以降 δ と呼ぶことにする。また、I.I. のシャッターが開いた時間と、プローブビーム入射までの時間差を I.I.-e と呼ぶことにする。

5-4, 予備実験 1 (プラズマの影響の確認)

用いるプローブビームのビームパターンを確認する。まず真空中を通過したときのプローブビームのビームパターンを図 24 に示す。この写真は、白と黒を反転させて、プローブビームの像を引き立たせるため、レベル補正を行っている。黒くなっているところが蛍光板が光っているところ、すなわちプローブビームが蛍光板に到達している部分を示す。この写真の一辺は、蛍光板上で一辺 75mm に相当する。ビームパターンの輪郭は、プローブビーム入射側スリット (図 22 で Iris1 $\phi 13\text{mm}$) により制限されるため円形となり、その径は IREB の軸上で約 21mm、蛍光板上で約 67mm となる。ビームパターンに斜めに明るい領域ができてるのは、フィラメントの形が出ているためと考えられる。このときのプローブビームの電流量は、約 30mA である。

¹ プラズマガン近傍ではプローブビームの移動が起こりやすく、 τ の小さいところではプローブビームの移動が激しい。

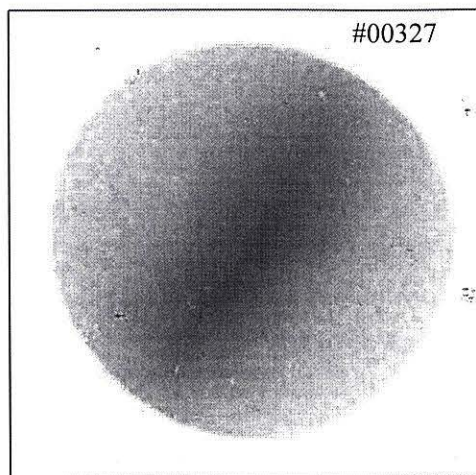


図 24 真空中を通過したプローブビームのビームパターン

続いて図 25 に示したのは、プラズマ中を通過した際のプローブビームビームパターンである。真空中を通過時と同じようなビームパターンを得ているが、真空のときに比べ、少しビームが絞られているようである。これは、蛍光板の発光が真空の時に比べ強いことから分かる。プローブビームの電流量を測ることで確認したいが、プラズマがあるためロゴスキーコイルでは正確な電流量を測定することができない。ファラデーカップ等による確認が待たれる。

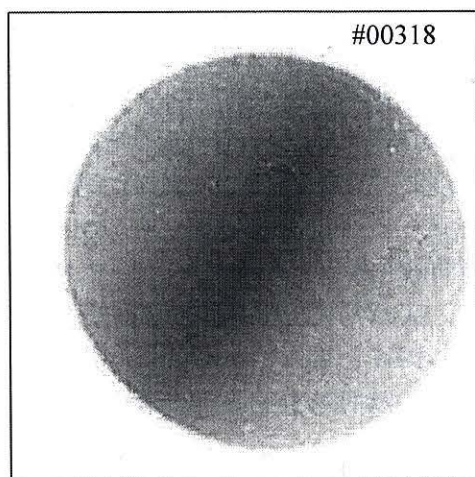


図 25 プラズマ中を通過したプローブビームのビームパターン ($\tau=50\mu\text{s}$)

5-5, 予備実験 2 (プローブビームの加速電圧の確認)

今回の電子ビームプローブ測定においては、ビーム径を大きくするため、電子銃のカソード～グリッド間隔 (K-G), グリッド～アノード間隔 (G-A) を、調整して、円錐ビームになるような設定で実験を行っている。その際、プローブビームを大口径にした場合、中心と周辺部で加速電圧が一樣になっているか (エネルギーが一樣に分布するか) という疑問があった。そこで、簡易静電型エネルギーアナライザーを用いて確認を行った。これは、真空中に置いた平行平板間に電圧を印加し、その間を通るプローブビーム全体が一樣に移動するかどうかを診るものである。

5-5-1, 実験のセッティング

この実験のみ、5-1 節に示したセッティングとは異なる。この実験のセッティングを図 26 に示す。電極は真鍮製の円盤である。電極の厚みは 5mm と、薄いため、端の方では電界が集中していることが予想される。正確な実験を行う場合、近似ロゴスキー電極等の平等電界電極を用い、また、電界が届く範囲なども計算する必要があるが、今回はそれほど精度の必要な実験ではないので、この設定で臨んだ。入射するビームは、アノードを出たあと、Iris1 で制限され、IREB の軸上で $\phi 21\text{mm}$ 前後、蛍光板上で $\phi 67\text{mm}$ の大きさになる円錐状のビームである。

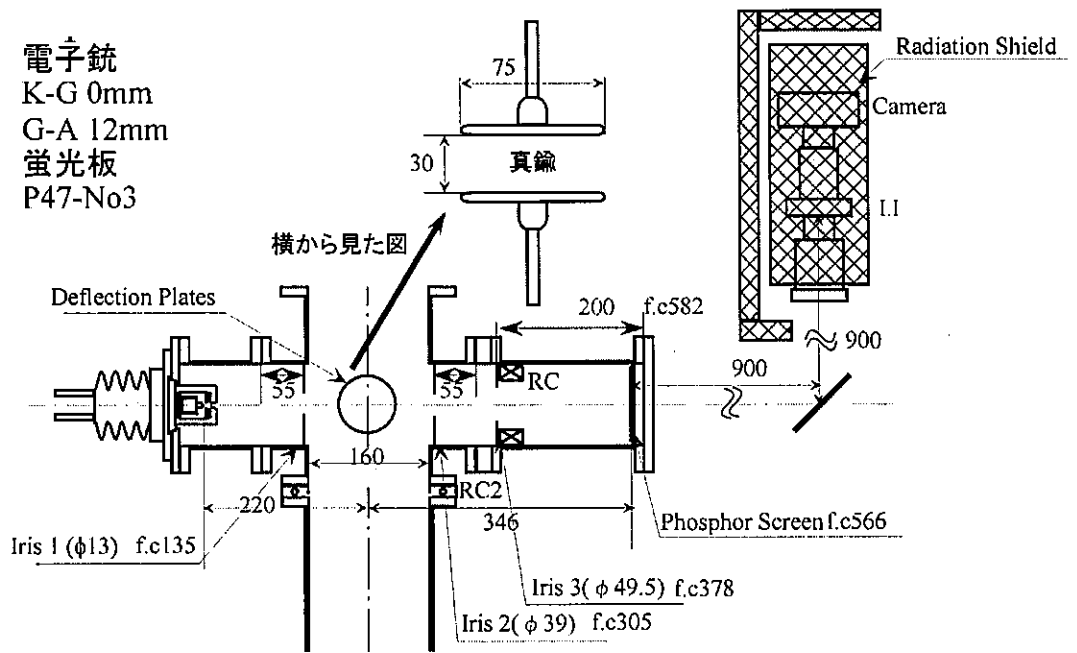


図 26 実験のセッティング

図 27 に回路図を載せる。電極には上側に負極性の直流電圧を印加している。回路図で、充電抵抗の $1\text{M}\Omega$ は電源の能力で決め、放電抵抗の $1.5\text{k}\Omega$ は、プローブビームが電極にあたって電位が殆ど変化しない値を選んだ。

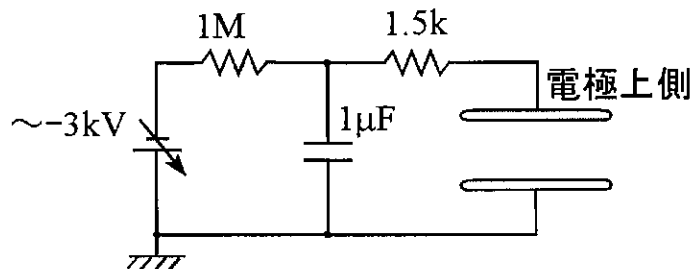


図 27 チェックのための挿入電極の回路

5-5-2, 静電偏向

一様電界によるプローブビームの移動距離 y は式 6 を変形して式 18 で表される。ただし、これは、電界と電子ビームの入射軸が垂直な場合であり、斜めに入ってくる場合は、多少変わってくる。

$$y = -\frac{aE_0}{V_0}L \quad \text{式 18}$$

5-5-3, 実験結果

プローブビームの像は、電界をかけるとあまり形を変えず平行に移動していた。そのため、ビームエネルギーは心部と周辺部で大きく変わらないと考えられる。

移動距離よりビームエネルギーの大きさを確認する。ここで、 V_d を電極間印加電圧とすると、 $E_0=V_d/d$ (d は電極間距離)となる。 $d=30\text{mm}$ $a=37.5\text{mm}$ $L=309\text{mm}$ とすると、プローブビームの移動距離は表 1 のようになる。ここで計算値とは、電子ビームの加速電圧が V_0 の時、式 12 から算出した y の値 (mm) であり、実測値は実験より求めた値である。

(kV)		Vd							
		-0.5		-1.0		-1.5		-2.0	
		計算値	実測値	計算値	実測値	計算値	実測値	計算値	実測値
V_a	47	-4.6	-8.6	-9.2	-15.6	-13.8	-23.3	-18.4	-31.1
	41	-5.3	-8.6	-10.6	-16.4	-15.8	-25.1	-21.1	
	27	-8.0	-12.1	-16.0	-22.5	-24.1		-32.1	

表 1 静電偏向によるプローブビーム移動量 (mm)

実験で観測したプローブビームの移動距離は、予想されたものと多少違っている。この違いの原因は、電極の印加電圧の仕方に問題があったためと考えられる。通常このような電界型エネルギーアナライザーには、二つの電極に大きさが等しく極性の違う電圧を印加し、電界分布が対称になるようにする。しかし、今回の実験では電源を用意できなかったこともあり、電極の片方をアースに、残る一方の電極に負極性の電圧を印加するといった方法をとった。このため、電界分布が対称でなかったことによる影響が大きいと考えられる。また、電極の大きさに比べ、電極の厚みが薄く、電極間隔が広いため、端の効果が大きかった影響もあると考えられる。その分を差し引いて考えると、オーダーとしては加速電圧と同程度のエネルギーをもった電子ビームが来ているといってもおかしくない。また、電子銃の加速電圧を上げれば、それに比例して移動量も減少しており、加速電圧に見合ったエネルギーを持つ電子ビームが生成できていると言えるだろう。

5-6, 予備実験 3 (IREB による蛍光板の発光とプローブビームへの影響)

この節では、IREB による測定への影響についてふれる。ここでの測定はプラズマを入れない真空状態で行う。

5-6-1, IREB ダイオード電圧&横方向電流モニター

最初に IREB のダイオード電圧波形を図 28 に載せる。主パルス以外に、わずかではあるが 2nd, 3rd の副パルスが存在している。蛍光板の手前の位置での IREB 通過時の横方向口

ゴスキー波形を図 29 に載せる。これから分かるように主パルスによる電流量はプローブビームの 70 倍以上大きい。

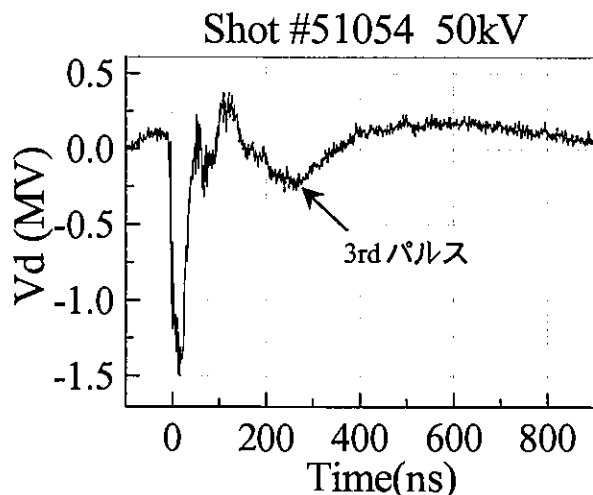


図 28 IREB のダイオード電圧波形

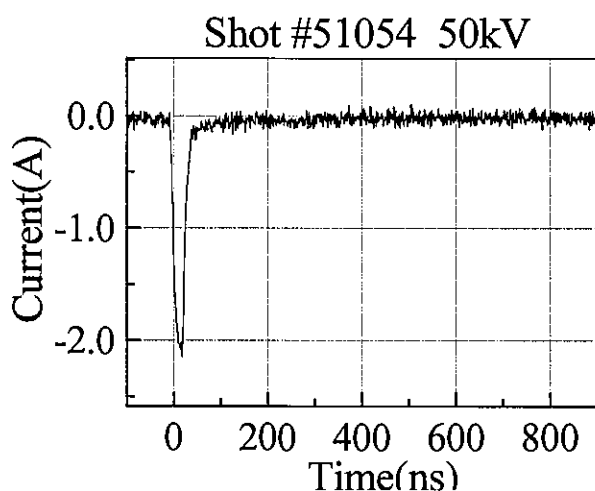


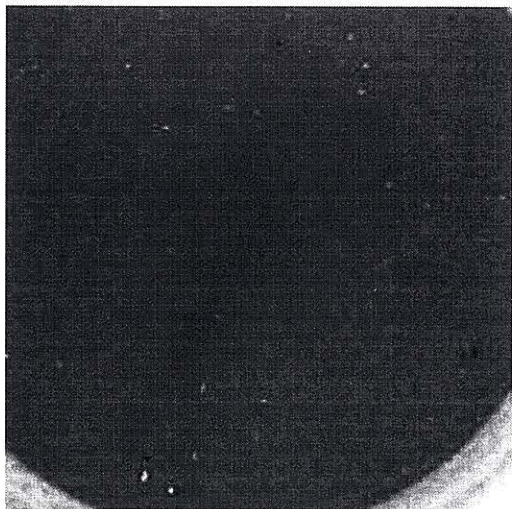
図 29 IREB 通過時の横方向ロゴスキー波形 (真空)

5-6-2, IREB による測定への制限

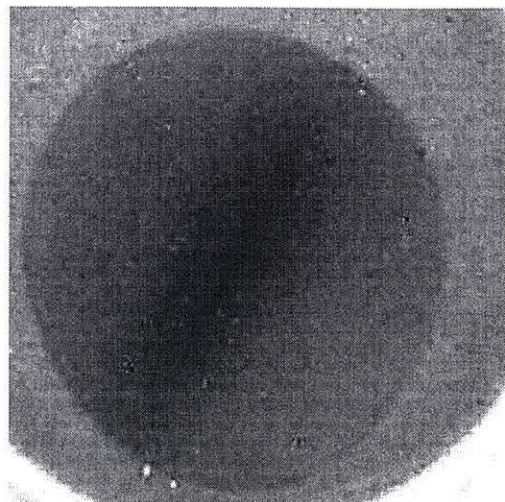
図 30 に IREB を入れた場合のプローブビームの観測例を示す。撮影は、レンズの絞り f8 I.I.の gain(増幅)は 10, シャッター時間は 146ns で行った。

IREB の主パルス通過時の横方向電流は、電流量も大きく、電子のエネルギーも高いので蛍光板は強く発光し、プローブビームの像を完全に隠してしまう。そのため、主パルス通過後、50~60ns ほど経過して蛍光板の発光が減衰するまでプローブビームの像は撮影できない。副パルス通過時の蛍光板の発光は主パルスほど強くないためプローブビームの像の撮影は可能である。しかし、副パルスのためにプローブビームは下流方向に弾かれてしまい測定を行うことはできない。ここで、 δ 220~300ns の時間帯は、3rd パルスが存在するので測定対象から外さねばならないことになる。

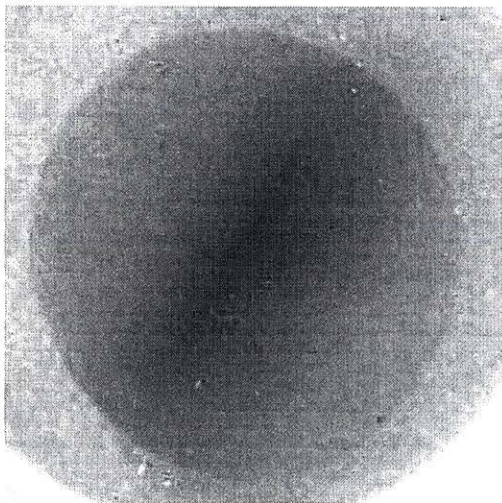
以上の影響を考慮すると、電子ビームプローブの測定可能な δ の範囲は δ 100ns 前後 (2rd パルスと 3rd パルスの間) と、 $\delta=300$ ns 以上となる。



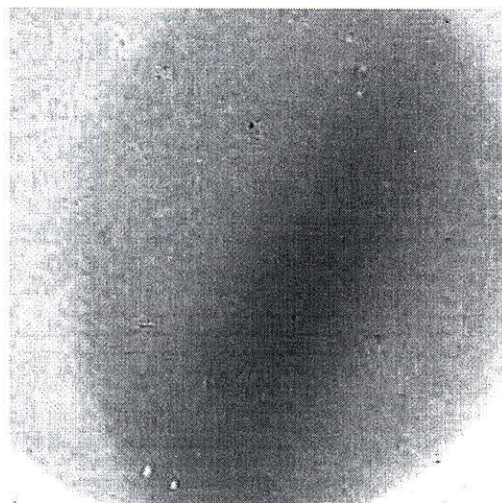
#51051 $\delta=40\text{ns}$



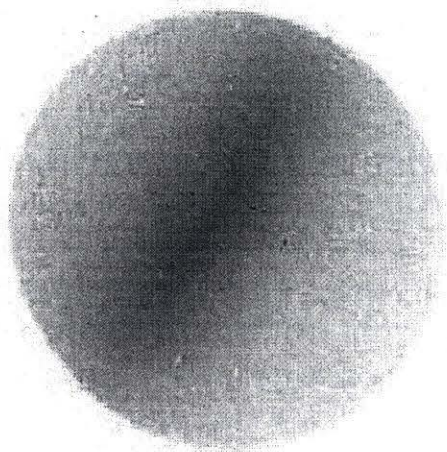
#51052 $\delta=100\text{ns}$



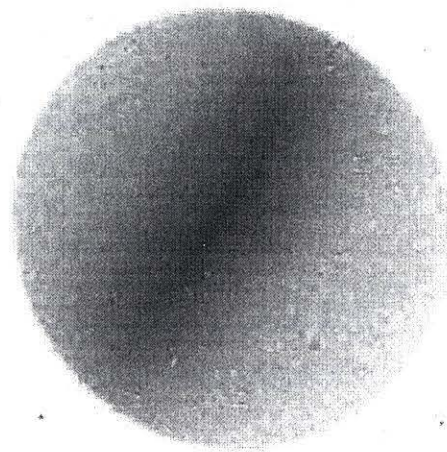
#51048 $\delta=156\text{ns}$



#51049 $\delta=204\text{ns}$



#51046 $\delta=296\text{ns}$



#51045 $\delta=436\text{ns}$

図 30 IREB 入射時の観測例

逃走した IREB による発光がプローブビームの観測の邪魔をする

5-7, 予備実験 4 (プラズマによる蛍光板の発光)

プローブビームを入射しなくとも, IREB・プラズマ相互作用領域からは高速の電子が放出されており, 蛍光板を発光する。ここでは, この影響を調べた。

5-7-1, 横方向電流モニター

プラズマを封入した際の, IREB 通過時の横方向ログスキー波形を図 31 に載せる。IREB のみの場合に比べ, プラズマを封入した場合は電流量が増加している。またその電流波形は, IREB 通過後もかなりの間続いている。電流の大きさは τ が小さいところでは大きく, τ が大きくなると小さくなる。また, 電流波形の形は, shot 毎に変化し安定しない。ただし, τ により大まかな傾向はあるようである。

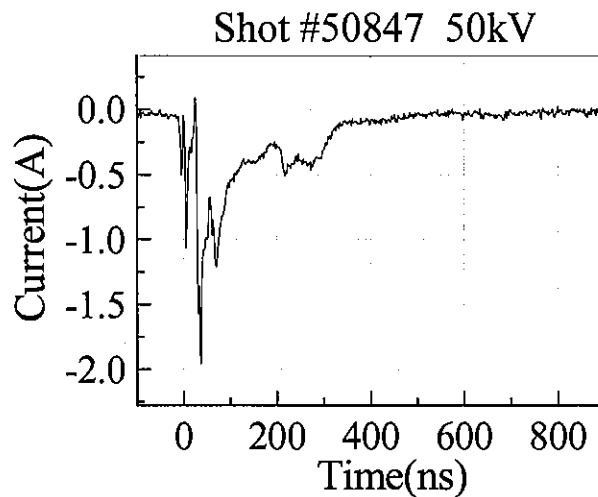


図 31 IREB 通過時の横方向ログスキー波形 (プラズマ封入)

5-7-2, 蛍光板の発光

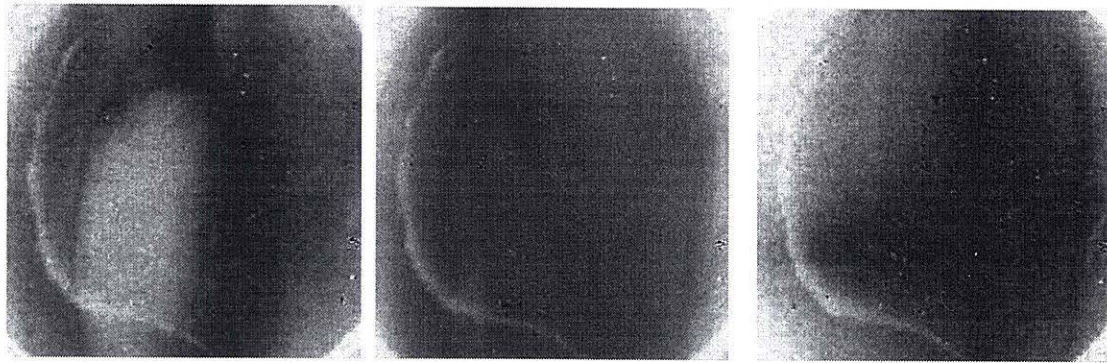
プラズマを封入した場合, IREB 主パルスによる蛍光板の発光は, 真空中の場合に比べ弱くなる。これはプラズマにより IREB の自己電場が弱められ, r 方向への逃走電子が減少したためと考えられる。ただし, プラズマがあると IREB 通過中の蛍光板の発光は弱くなるが, IREB 通過後の比較的 δ が大きいところでも蛍光板が発光するようになる。これは, プラズマ電子が加速されて蛍光板に当たるためと考えられる。この発光は τ が小さいほど (プラズマ密度が高い場合) 強くなる。

参考のため, 高速プラズマ電子と考えられる蛍光板発光の写真を図 32 に示す。ここではプローブビームを入射していない。撮影は, レンズの絞り f2.8 で I.I. の gain(増幅)は 10, シャッター時間は 146ns で行った。この場合, δ は IREB 入射から I.I. 駆動までの時間を示す。IREB の伝搬が終わってからしばらくの間は発光が続くことが分かる。かなり複雑な模様を示している。画面上には帯状の影ができていますが, これは蛍光板上にニトロセルローズやアクリル等の膜の濃い部分ができたためと考えられる。このような帯状の影はいつも同じ位置に観測される。

↑ 4-5-2, 節の蛍光板の記述を参照されたい

高速プラズマ電子による蛍光板の発光の様についてだが、これは均一に発光しない。大まかに言えば、下流側が強く発光する傾向にあるが、それ以外にもかなり複雑な模様を示しているようである。これは高速プラズマ電子も、ある程度、周囲の磁場や電場の影響を受けて軌道が曲げられているためと考えられる。

さて、ニトロセルロースやアクリル等の膜は薄いと考えられる。ここで面白いのは、プローブビームを蛍光面に当てたとき、もしくは真空中で IREB の主パルスが通過した際の発光ではこの影は観測されないことである。これは蛍光板上の膜が飛程として電子のエネルギーの高いものと低いものを選別しているためと考えられる。この膜の厚さを選んで蛍光板を製作することができれば、ノイズの少ない鮮明な像を撮影することができるかもしれない。



#50838 $\delta=492$ ns

#50839 $\delta=500$ ns

#50840 $\delta=484$ ns

図 32 高速プラズマ電子による蛍光板の発光
(通常の測定よりカメラの感度を上げて観測したもの)

6章 IREB・プラズマ相互作用領域通過後のビームパターン

予備実験により、プローブビーム以外の要素による蛍光板の発光があること、IREB の副パルスで測定領域が制限されることがわかったが、IREB 通過より十分時間を置けば ($\delta=300\text{ns}$ 以上) 電子ビームプローブ測定は可能であると言える。この結果を受け、 τ を変えながら $\delta=300\text{ns}$ 以上の領域で IREB・プラズマ相互作用領域での大口径電子ビームプローブ測定をおこなった。測定結果を図 33～図 40 に示す。偏向像には IREB のみ、プラズマのみの際には見られなかった複雑な網目状の粗密が形成されている。これより詳しい結果について説明していく。

6-1, 2 種類の偏向パターン

得られる偏向パターンは $\tau=60\mu\text{s}$ 前後を境に大きく傾向が変化する。

6-1-1, プラズマ密度が高いときの偏向像

$\tau=60\mu\text{s}$ 以下の測定では、プローブビーム全体の変形・移動が起こる。この変形・移動は τ が $60\mu\text{s}$ の時は小さく、 $50, 40\mu\text{s}$ と τ を小さくしていくと大きくなる。また、この移動・変形は IREB 入射後 $1\sim 1.5\mu\text{s}$ 前後続く。この変形の仕方や移動の向きといったものは、shot 毎に変化しこれといった傾向はみだせていない。

変形と移動の他に、偏向像には細かな小波状の紋様が観測される。この紋様は $\tau=60\mu\text{s}$ では比較的是っきり観測され、 $\tau=50, 40\mu\text{s}$ と τ を小さくすると、紋様はより細かくなり同時に像はぼやける。

6-1-2, プラズマ密度が低いときの偏向像

$\tau=60\mu\text{s}$ より大きい τ での測定では、プローブビーム全体の移動、変形は観測されない。その偏向像は、比較的鮮明で輪郭のはっきりした網目状の偏向像を観測する。

6-2, 網目の大きさのプラズマ密度への依存性

偏向像の網目の大きさは、プラズマ密度が低くなる (τ が大きくなる) と大きくなる傾向にある。偏向像は複雑な模様を示しているので、その網目の大きさをどの部分で測るか難しいが、大体の大きさを表 2 に示す。ここで中心での網目の大きさは、プローブビームの径は電子銃のカソードからの距離に比例して大きくなると仮定し、蛍光板上の大きさから IREB の軸上の大きさを見積もったものである。網目の大きさを測定したデータは $\delta=500\sim 600\text{ns}$ のものを用いた。プラズマ密度は IREB 入射前の値をマイクロ波干渉計で測定したもの(図 13)を用いた。IREB 入射により値が変化する可能性があるが、他に信頼できるデータが無いのでこの値を用いる。

	τ		
	60 μ s	80 μ s	100 μ s
中心での網目の大きさ mm	~2.4	~4.9	~9.8
プラズマ密度(IREB入射前) 1/cc	~ 2×10^{11}	~ 5×10^{10}	~ 2×10^{10}

表 2 中心での網目の大きさ

6-3, 偏向像の時間発展

IREB 入射後の経過時間 δ と偏向像について述べる。 δ が小さいところ (δ が 350ns 以下) では、はっきりした網目状の偏向像は観測されない。また、 δ が 400~700ns のところでははっきりした網目状の偏向像を観測し、それ以上の δ ではぼやけた像しか観測されない^k。

6-4, 放射マイクロ波の動向

今のところ、放射 μ 波と、プローブビームの偏向像についての相関は見つけられていない。プローブビーム偏向像との関係はないが、 τ を振る測定を行っていた際に、マイクロ波の放射に面白い傾向があることに気がついた。それは、マイクロ波放射の時期が、 τ の小さいところ (密度の高いところ) では IREB の前半部で放射されるのに対し、 τ の大きいところ (密度の小さいところ) では IREB の後半部で放射されていることである。この放射時期の変わり目は、 $\tau=80 \mu$ s 前後にあり、 $\tau=80 \mu$ s のときは、両方の場合が混在している。この二つの場合は、マイクロ波の放射機構になんらかの違いがあるのかもしれない。

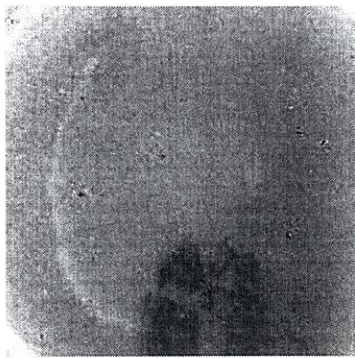
6-5, 追加実験 (時間分解能を上げた測定)

ここでは、偏向像の時間発展について、より詳しく調べるため、II.のシャッター時間を短くし、プローブビームの前半部のみを撮影することを試みた。具体的には今までイメージインテンシファイヤのシャッター時間は 146ns で撮影していたものを、56ns に短くして測定を行った。その際、光量の低下を補うため、今まで f8 であったレンズの絞りを f4~f5.6 にしている。実験は $\tau=80 \mu$ s で行なった。

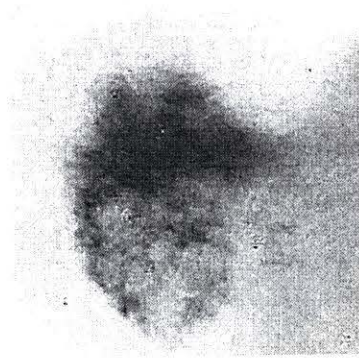
6-5-1, 実験結果

この測定により得られたプローブビームの偏向像を図 41 に示す。得られた偏向像は、シャッター時間を 146ns としたとき (図 37, 図 38) と比べても変化はない。ただし、プローブビームによる発光が弱くなっているため、偏向像のコントラストが低下している。

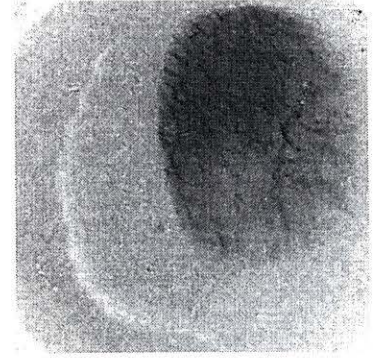
^k 安藤著 「電気学会パルスパワー研究会」の報告書にまとめた。



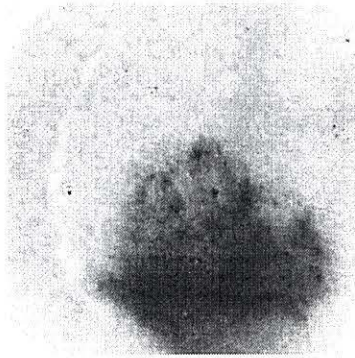
#50972 $\delta = 236$ ns



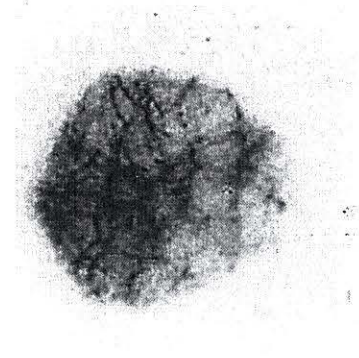
#50973 $\delta = 300$ ns



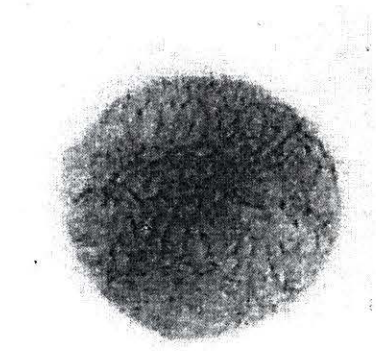
#50971 $\delta = 336$ ns



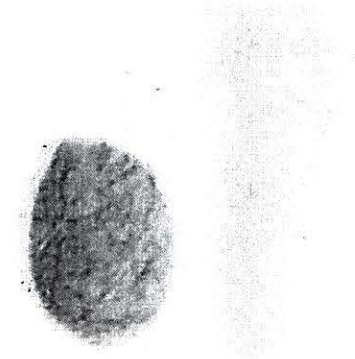
#50975 $\delta = 384$ ns



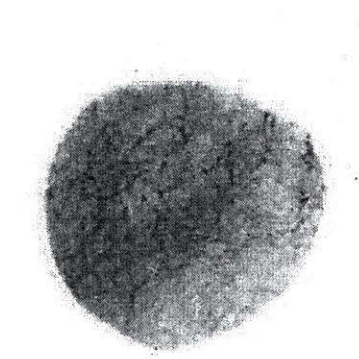
#50970 $\delta = 448$ ns



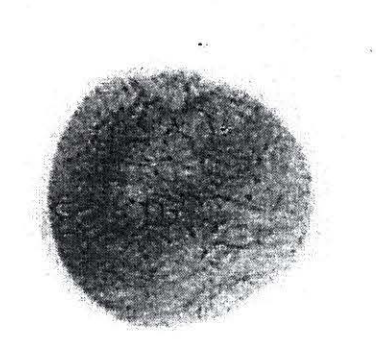
#50976 $\delta = 488$ ns



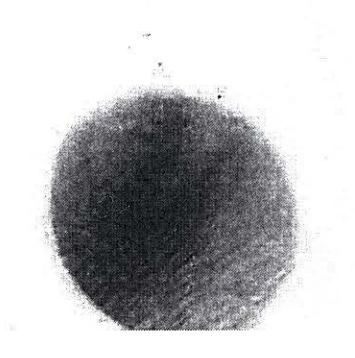
#50969 $\delta = 556$ ns



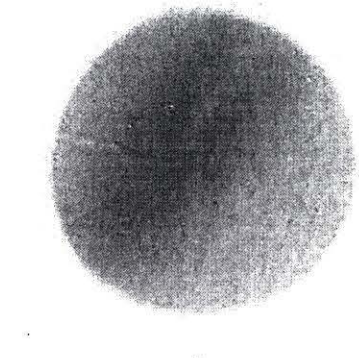
#50977 $\delta = 564$ ns



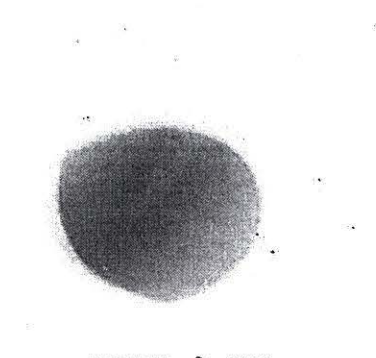
#50968 $\delta = 604$ ns



#50978 $\delta = 612$ ns

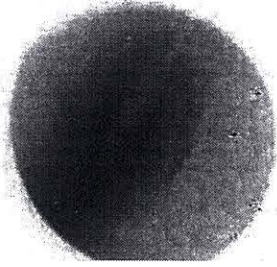


#50979 $\delta = 788$ ns

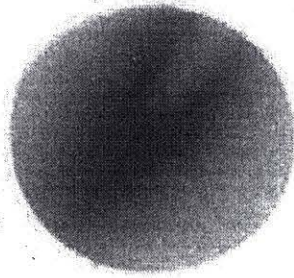


#50964 $\delta = 908$ ns

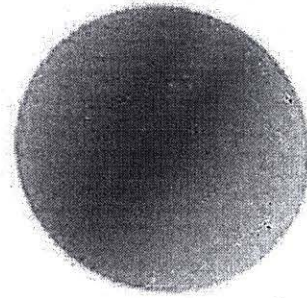
図 33 $\tau = 50 \mu s$ でのプローブビーム偏向像①



#50980 $\delta = 980$ ns

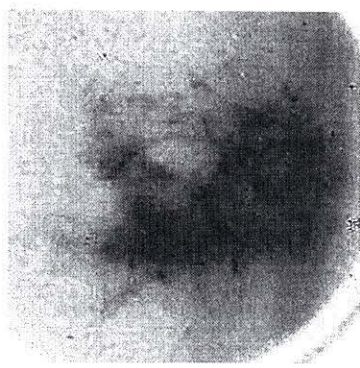


#50983 $\delta = 1380$ ns

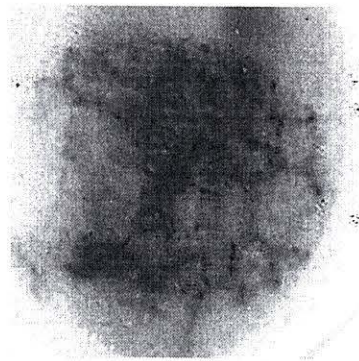


#50984 $\delta = 1604$ ns

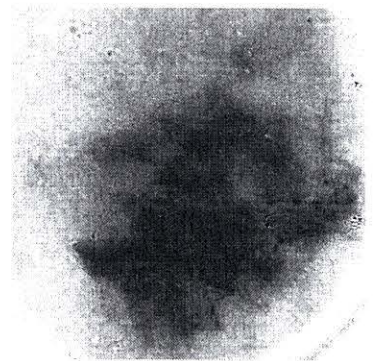
図 34 $\tau = 50 \mu s$ でのプローブビーム偏向像②



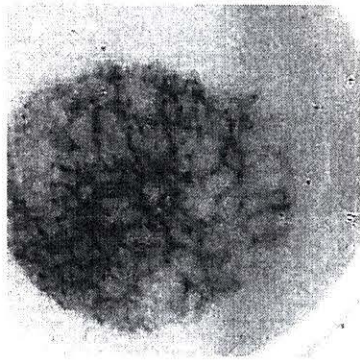
#51023 $\delta = 340$ ns



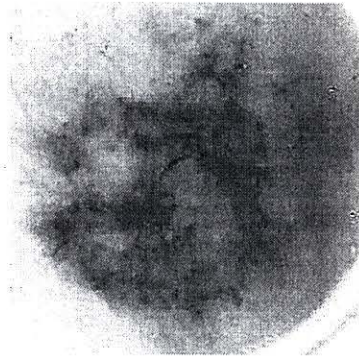
#51024 $\delta = 360$ ns



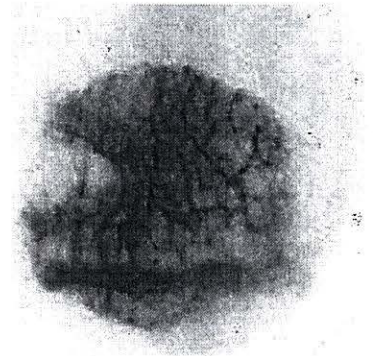
#51022 $\delta = 364$ ns



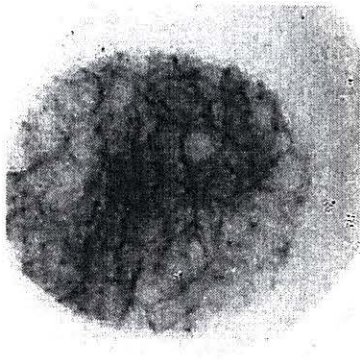
#51029 $\delta = 368$ ns



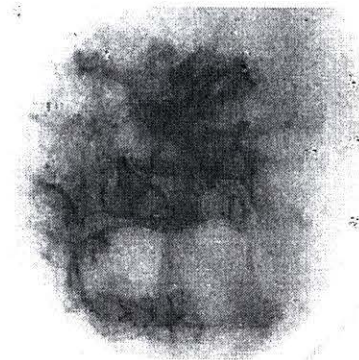
#51021 $\delta = 376$ ns



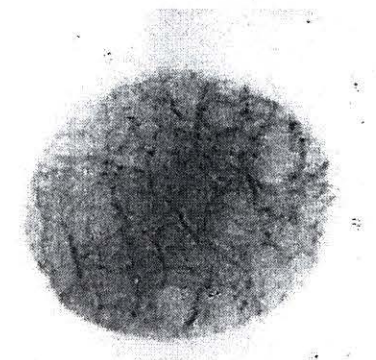
#51025 $\delta = 392$ ns



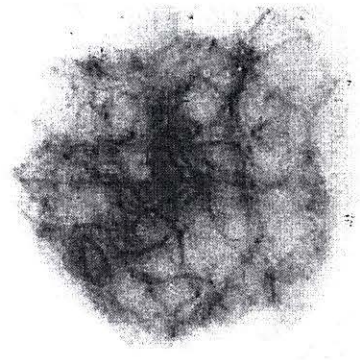
#51030 $\delta = 416$ ns



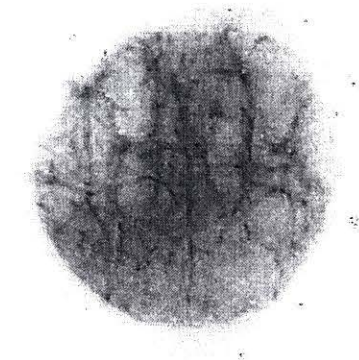
#51020 $\delta = 480$ ns



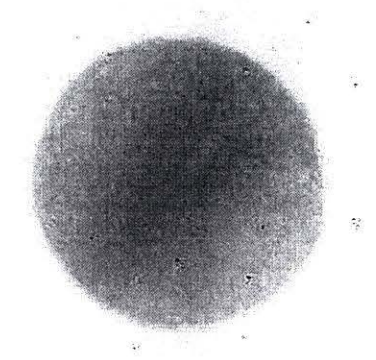
#51028 $\delta = 484$ ns



#51044 $\delta = 512$ ns

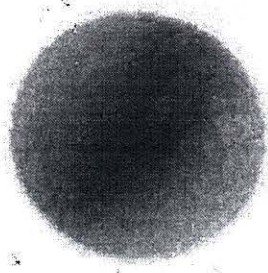


#51027 $\delta = 524$ ns

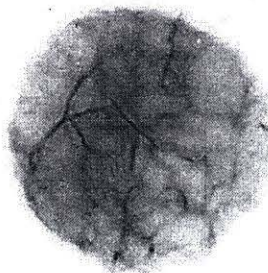


#51031 $\delta = 628$ ns

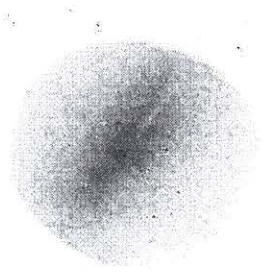
図 35 $\tau = 60 \mu s$ でのプローブビーム偏向像①



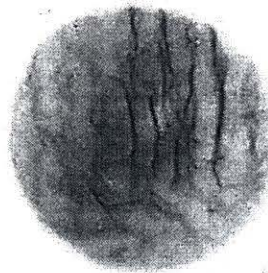
#51032 $\delta=716$ ns



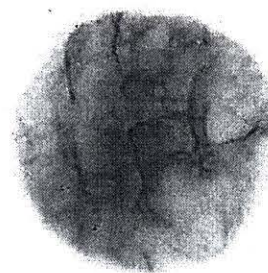
#51043 $\delta=744$ ns



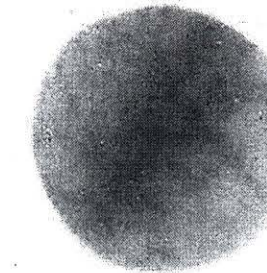
#51018 $\delta=804$ ns



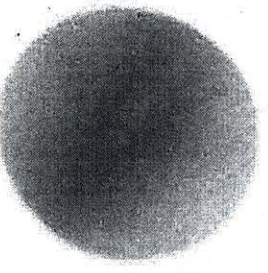
#51033 $\delta=820$ ns



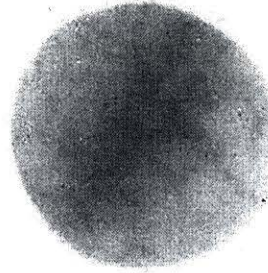
#51034 $\delta=868$ ns



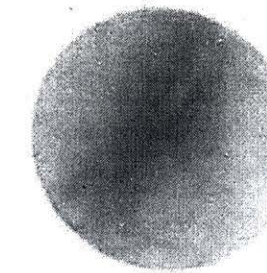
#51035 $\delta=948$ ns



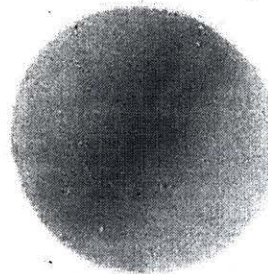
#51019 $\delta=984$ ns



#51036 $\delta=1192$ ns

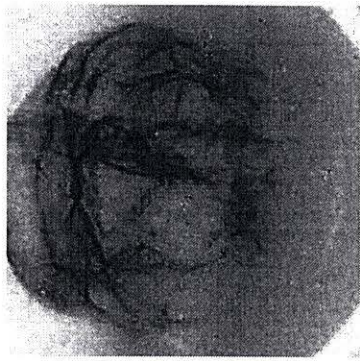


#51038 $\delta=1424$ ns

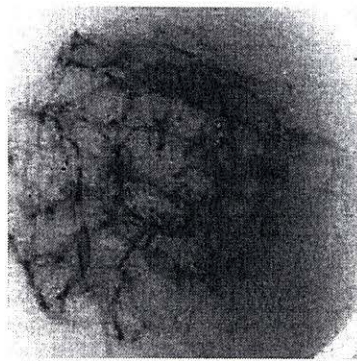


#51041 $\delta=1672$ ns

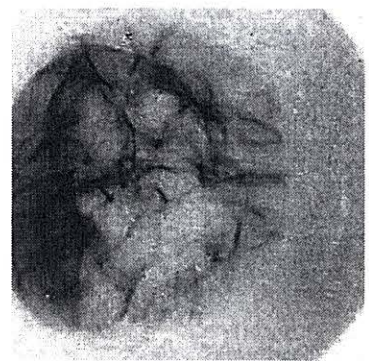
図 36 $\tau=60\mu s$ でのプローブビーム偏向像②



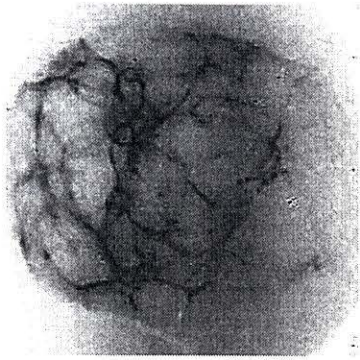
#50898 $\delta = 360$ ns



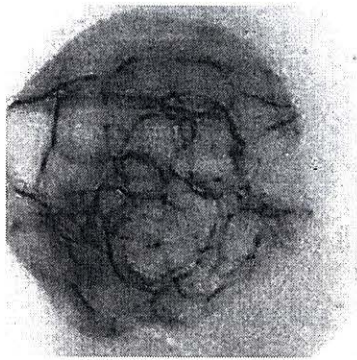
#50899 $\delta = 364$ ns



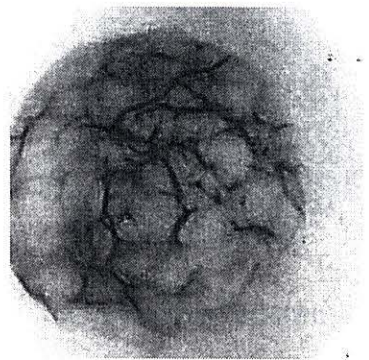
#50896 $\delta = 368$ ns



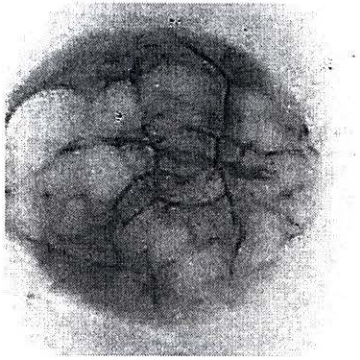
#50897 $\delta = 448$ ns



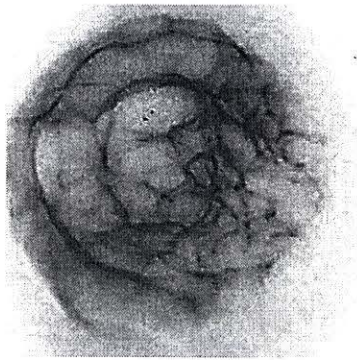
#50893 $\delta = 468$ ns



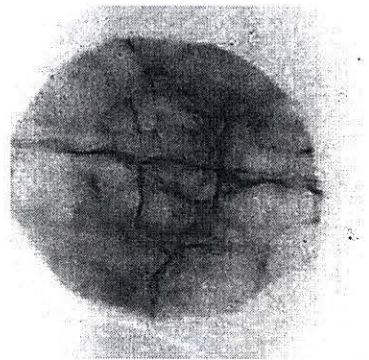
#50900 $\delta = 476$ ns



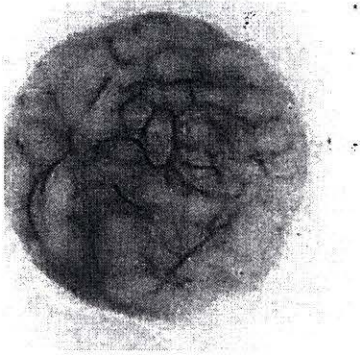
#50895 $\delta = 492$ ns



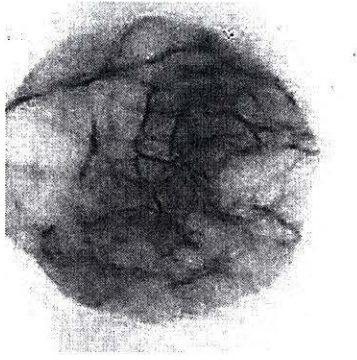
#50894 $\delta = 512$ ns



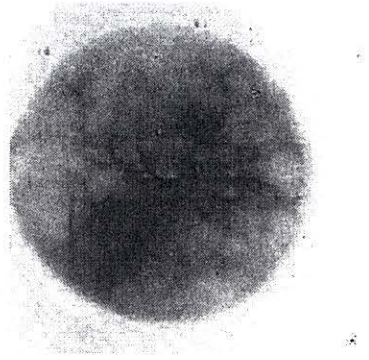
#50892 $\delta = 520$ ns



#50901 $\delta = 584$ ns

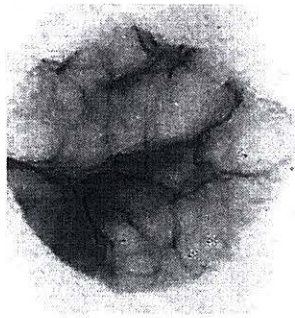


#50890 $\delta = 668$ ns

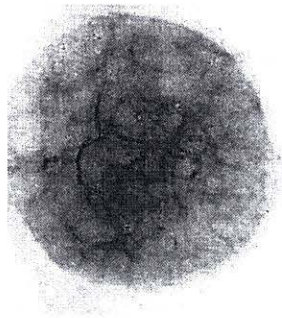


#50891 $\delta = 684$ ns

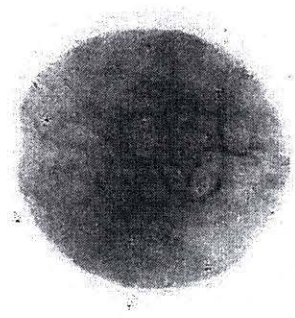
図 37 $\tau = 80 \mu s$ でのプローブビーム偏向像①



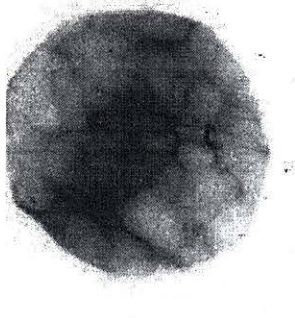
#50902 $\delta = 712$ ns



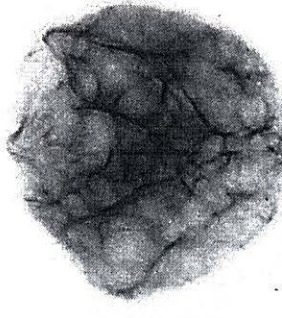
#50889 $\delta = 740$ ns



#50903 $\delta = 794$ ns

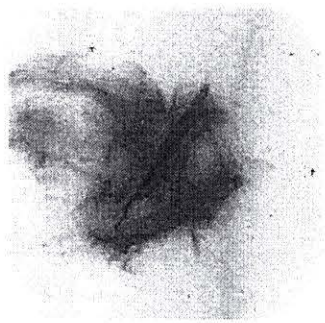


#50905 $\delta = 920$ ns

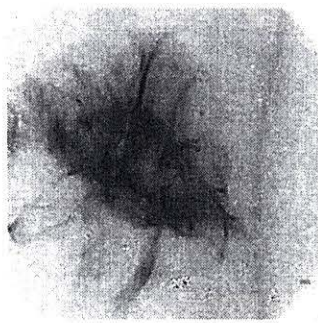


#50906 $\delta = 992$ ns

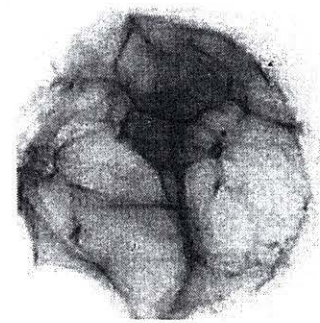
図 38 $\tau = 80 \mu s$ でのプローブビーム偏向像②



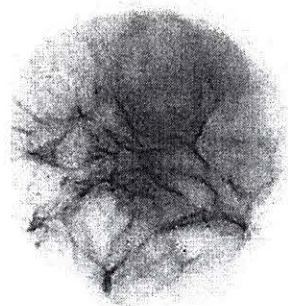
50921 $\delta = 340$ ns



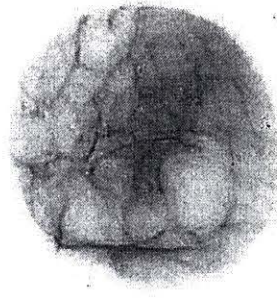
50920 $\delta = 356$ ns



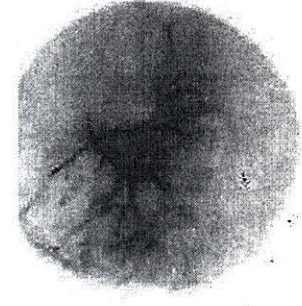
50922 $\delta = 472$ ns



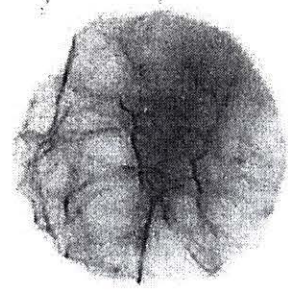
50919 $\delta = 488$ ns



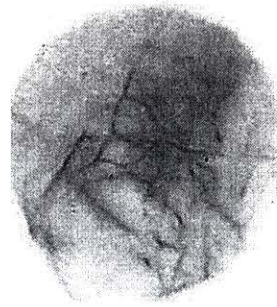
50923 $\delta = 588$ ns



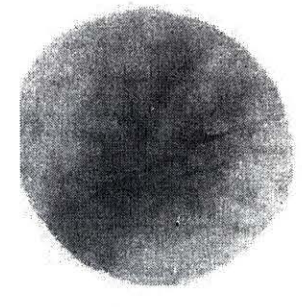
50918 $\delta = 592$ ns



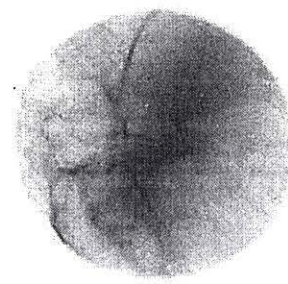
50924 $\delta = 648$ ns



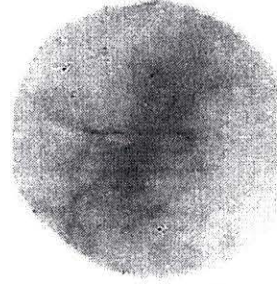
50925 $\delta = 672$ ns



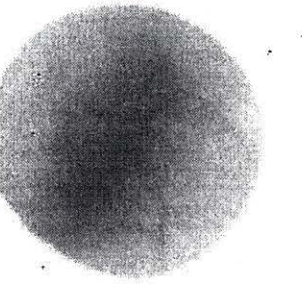
50927 $\delta = 768$ ns



#50926 $\delta = 889$ ns

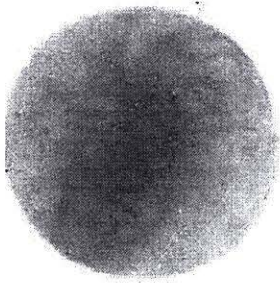


50914 $\delta = 904$ ns

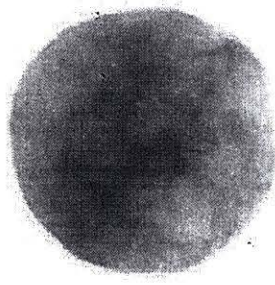


50932 $\delta = 1092$ ns

図 39 $\tau = 100 \mu s$ でのプローブビーム偏向像①



#50913 $\delta = 1124$ ns



#50912 $\delta = 1216$ ns

図 40 $\tau = 100 \mu s$ でのプローブビーム偏向像②

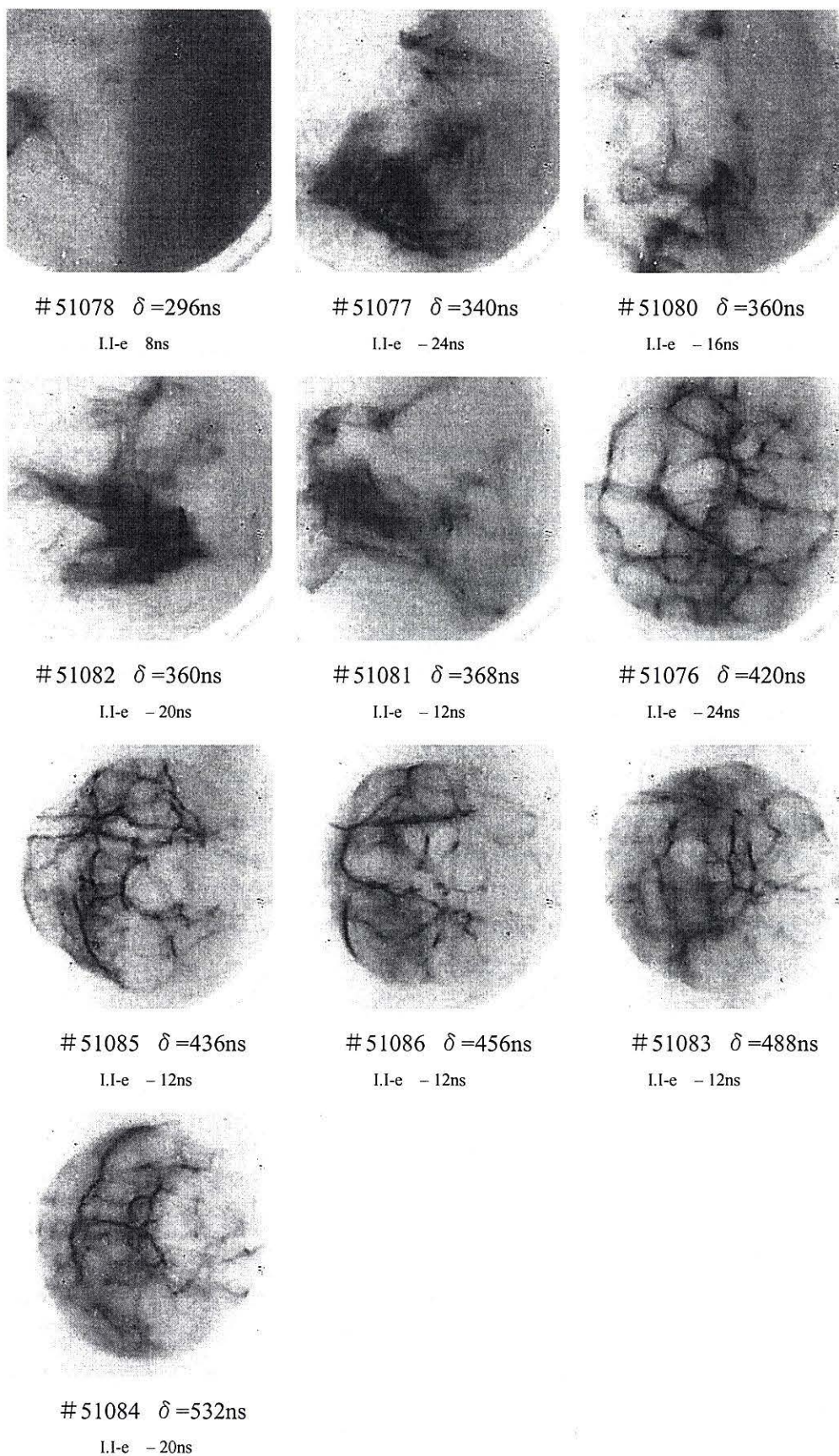


図 41 時間分解能を上げた測定 ($\tau = 80\mu\text{s}$, シャッター時間 56ns)

7章 考察とまとめ

プローブビームの大口径化と測定装置の改良により、明瞭で視野の広いプローブビーム偏向像を撮影することができた。この章では、まず測定の信頼性について議論し、その後キャビトン電場を仮定して実験結果を解釈していく。

7-1, 再現性について

電子ビームプローブ測定は数値化することが難しい測定のため、実験結果をどのように評価するかによって再現性の議論も変わってくる。ここでは単純に網目の大きさ、網目の数という観点から偏向像を評価したところ、 τ 、 δ が同じような値であれば、似た傾向の偏向像が観測されているといえる。また、実験日や蛍光板、電子銃の設定を変えて実験行っても同様の測定結果を得られており、その現象の再現性は概ね確保されていると言える。

7-2, プローブビームによる被測定電場への影響について

測定に用いるプローブビームは、IREB に比べ弱いといっても加速電圧 60kV、ビーム電流量 30mA というエネルギーの高いものである。ここではプローブビームが測定対象（プラズマ）に与える影響について議論する。

電子ビームとプラズマの相互作用を表す代表的なパラメータに、ビーム密度(n_b)とプラズマ密度(n_p)の比をとる n_b/n_p がある。ここでプローブビームの場合について n_b/n_p を見積もると、プラズマ密度の方が圧倒的に大きく、 n_b/n_p の値はプラズマ密度が比較的低い場合 (τ が大きい場合) でも 10^5 のオーダーであり、プローブビームとプラズマの間には大きな相互作用は起きないと考えられる。そのため、プローブビームのエネルギーが高くともプラズマに与える影響は小さいはずである。また、正確なデータではないが、実験においてプローブビームの加速電圧を落として (40kV 程度) 測定しても、得られる偏向像に大きな変化は見られない。このことから、プローブビームは測定対象を乱していないと考えられる¹。

7-3, プラズマ密度が高いときのプローブビームの移動と変形について

プラズマ密度が高いとき観測される ($\tau=60\mu\text{s}$ 以下で起きる) プローブビーム全体の移動と変形について考察する。プローブビームは水平に振られ、ずれていれば上下に振られる。その大きさはプラズマ密度が高いときほど大きくなることが観測されている。例えば、He ガスを詰めた実験では密度が上がるがその分 τ が大きくなるように移る。

このプローブビーム全体の移動と変形はプラズマ中を IREB の軸方向に流れる電流の影響による可能性が高い。プローブビームの軸とこの電流の中心が交差していれば、プローブビームは水平に振られ、上下にずれていれば上下に振られる。この種の電流は、IREB の

¹ 今のところ、プローブビームが測定対象を乱しているという結果は出ていないが、パルス幅を広げる場合には、注意を払わなければならないかもしれない。

誘導によって生じ、通過後もプラズマ中には電流が流れる。今回のプローブビームの移動、変形も、プラズマ密度が高いところ (τ の小さいところ) ほど顕著に表れており矛盾しない。ただし、このプローブビームの移動と変形は、この研究で追及している現象以外の要因による可能性が高い。本研究では興味の対象外なのでこれ以上の追求は行わなかった。

7-4, プローブビームの偏向を起こす要因について

本研究では、大口径（発散型の）プローブビームを用いることで、広い範囲で乱流電場の情報を得て、局在化した電場（キャピトン）を観測することを目指した。実験の結果網目状の偏向像を観測した。これより、この偏向像が本当にキャピトンをつえた結果によるものであるかどうか議論する。

電子ビームを偏向させる要素として電場と磁場があるが、磁場がこのような偏向像を起こす原因となる可能性は低いと考える。磁場により実験結果で示される円形状に穴の空いたような偏向像を起こすには、プローブビームに平行で向きは反対の電流束が必要であり、しかもそれが複数存在しなければならない。ここで、現象のエネルギー源となる IREB と垂直方向にこのような現象が起きるとは考えにくいからである。

電場によりプローブビームは偏向を受けるとして話をすすめる。偏向像に空いた穴の部分（ビーム密度が疎になっている部分）はプローブビームの径路中に強い電場が存在する部分であると考えられる。そうすると、IREB・プラズマ相互作用領域中には、複数の局在化した電場が存在することになる。このような電場の局在化を説明するモデルとしてキャピトンがある。他のモデルを考える必要もあるが有力な候補は今のところなく、プローブビームの偏向はキャピトンに依る可能性が高いと考える。ただし、電子ビームプローブによる測定という一方のみの視点から結論を急ぐのは危険である。この測定結果がキャピトンに依ると断定するには、別の測定との相関をみる必要があるが、現在、電子ビームプローブと同じ実験領域で行われている測定はない。今後の新しい取り組みが待たれる。

7-5, キャピトンを仮定した実験結果の解釈

ここからはキャピトン電場をモデルに実験結果を解釈していく。

7-5-1, 偏向像の網目の大きさ

ここでは、網目状の偏向像の目 1 つは、1 つのキャピトンの輪郭を切り出したものと仮定して話をすすめる。シミュレーションによると、キャピトンは生成後その大きさを次第に小さくしていき、最終的な大きさはデバイ長の 20 倍程度とされている。ここで、プラズマ密度が大きくなるとデバイ長は小さくなる傾向にあり、実験で τ が大きいところ（密度が低いところ）では、網目の小さい散乱像を撮れないことと矛盾しない。実験におけるデバイ長と網目の大きさの比較は、IREB 後のプラズマパラメータの測定が行われていないので正確な議論はできないが、プラズマ密度を IREB 入射前の値を使い、電子温度は 50eV 程度と見込むと、 $40\lambda_D$ と網目の大きさ（IREB の軸上での大きさ）は表 2 より表 3 のようになる。ここでデバイ長の 40 倍を用いたのは、網目の大きさは直径で測ったので、キャピト

ンの大きさの見積もりも直径で行ったためである。

中心での網目の大きさと、 $40\lambda_D$ は概ね一致している。しかし、この時のデバイ長を出すときに使ったプラズマパラメータは、IREB 入射後の実測値ではなく、ただの見積もりであり、それほど信頼性のある値ではない。また、網目の大きさも、偏向像が複雑なため解釈の仕方によっては大きさが変わるだろう。今の時点で言えることは、網目 1 つがキャピトン 1 つを表すと考えても、その大きさは非現実的な値では無いということである。正確なデバイ長と網目の大きさの比較は、今後の実験の進展を待たねばならないだろう。

	τ		
	$60\mu s$	$80\mu s$	$100\mu s$
中心での網目の大きさ mm	~2.4	~4.9	~9.8
プラズマ密度(IREB入射前) 1/cc	$\sim 2 \times 10^{11}$	$\sim 5 \times 10^{10}$	$\sim 2 \times 10^{10}$
電子温度(eV)	50	50	50
λ_D (mm)	0.12	0.24	0.37
$40\lambda_D$ (mm)	4.7	9.4	15

表 3 網目の大きさと λ_D の比較

7-5-2, 偏向像の時間発展について

プローブビームの偏向は、IREB 通過後も $1.5\mu s$ 程度は続く。これは、測定系は若干違おうが分光測定において乱流状態が $1\mu s$ 前後続いていることが示されたことと矛盾しない。

δ が $350ns$ 以下では、はっきりした網目状の偏向像を観測していないことについて考察する。可能性として次の3つのことが考えられる。

- ・ キャピトンは、密度井戸の成長と波の捕捉で特徴づけられる。密度井戸の成長もしくは緩和は、イオンの動きを含むためはある程度時間がかかるはずである。そのため、 δ の小さいところでは、キャピトンは形をなしていない可能性がある。
- ・ δ の小さいところではキャピトンの時間変化が速く、この実験の時間分解能（プローブビームのパルス幅で決まる）では明確な写真が撮影できないという可能性もある。ただし、 δ が $450ns$ 以降で撮影されるプローブビームの偏向像の網目は、意外に輪郭がしっかりしており、プローブビームのパルス幅（半値幅 $100ns$ ）程度の時間では、キャピトン電場は大きく変化しないのかもしれない。
- ・ δ が $350ns$ 前後では直前に IREB の 3rd パルスが通り過ぎており、その影響でプラズマは大きくかき乱されている。

この内、測定装置の時間分解能が不足している可能性は低いと考える。少し時間が遅いところ（ $\delta=400ns$ 前後）では鮮明な写真を撮影することができており、このタイミング、この時間間隔で現象の変化する速さが急変するとは考えにくい。また、イメージインテンシファイヤのシャッター時間を短くした追加実験でも、シャッター時間が長い場合と同じ

傾向の偏向像を得ている。測定装置の時間分解能が不足しているのなら、時間分解能を半分以下に短くした測定では、幾らかでも偏向像の様子は変わるはずである。それが変化しないということは、測定の時間分解能は十分であることを示している。

では、測定している現象は 350ns 以下で何が起きているのだろうか。これはより詳しく調べていく必要がある。1 つの案として分光測定等により、電場が局在化しているか、していないかを確認することも 1 つの方法であろう。

7-5-3, 網目の数

網目の一つがキャピトン一つを示すとすると、網目の数よりキャピトンの存在確率を見積もることができる。しかし、実験結果より得られる偏向像は、複雑に重なっており解析は困難である。この実験で得られる偏向像は 3 次元構造を 2 次元に投影したものであり、相互作用領域中を通るプローブビームの経路が長く、キャピトンの存在確率が高いため、プローブビームは複数回偏向を受けその像は複雑なものになっていると考えられる。また、プラズマ中のどの程度の範囲が乱流状態になっているかも分からないため、現状ではキャピトンの存在確率を算出することはできない。今後の課題として、IREB-プラズマ相互作用領域の大きさを限定した測定を行えば、もう少し正確なことを議論できるかもしれない。

7-6, まとめ

本研究では、IREB・プラズマ系の残留強静電場の測定、特にキャピトン電場の形状、分布を測定することに主眼をおいた。まず、P.A.Robinson のシミュレーション結果をもとにキャピトン電場によるプローブビームの偏向像を計算した。この計算結果はキャピトンの電場形状、分布の測定には、大口径のプローブビームを用いることが有効であることを示した。そこで実際に、プローブビームを円錐状に入射することで視野の広い偏向像の撮影をめざした。プローブビームを円錐状にすると、ビーム密度が低下し偏向像がノイズに埋もれ易くなる。この問題は高時間分解撮影装置と減衰時間の速い蛍光板の導入でほぼ解決した。また、プローブビームの加速電圧を以前のものに比べパルス幅が短く波形の良好なものに変え、測定精度、時間分解能を改善した。こうした改良の結果、明瞭で視野の広い偏向像を撮影することができるようになった。IREB・プラズマ相互作用領域通過後のプローブビーム偏向像は複雑な網目状の粗密を示す。断定するには他の測定の発展を待たねばならないが、この偏向像はキャピトンを捉えた可能性がある。ここで、得られる偏向像の網目がキャピトンによってできたと仮定し、実験結果よりキャピトンの大きさを見積もった。その大きさは理論より予想される大きさと良い一致を示した。

今回の研究の成果は 2 つあるといえる。ひとつは、電子ビームプローブ測定という方法を用い、乱流電場の形状、分布を観測できることを示したこと。IREB・プラズマ相互作用領域でキャピトンの可能性のある局在化した現象を観測したことである。

参考文献

- 1) A.A.Galeev, R.Z.Sagdeev, V.D.Shapiro and V.I.Shevchenko "Relaxation of high-current electron beams and modulational instability", *Sov. Phys. JETP*, 45, 266,1977
- 2) P. A. Robinson "Nonlinear wave collapse and strong turbulence", *Reviews of Modern Physics*, Vol. 69, No.2, 1997
- 3) R. Ando, M. Masuzaki, S. Taniguchi, M. Kawada, H. Koguchi, K. Kamada, and I.N. Onishchenko, "Electron Beam Probing of Strong Langmuir Fields in an Intense Beam-Plasma System", *IEEE trans. Plasma Sci.*, Vol. 27, pp. 1545-1547, 1999.
- 4) R. Ando, M. Masuzaki, S. Taniguchi, T. Kondoh, K. Kamada: Measurement of IREB-driven strong Langmuir field using electron beam probing technique, *Proc. 13th Int. Conf. High-Power Particles Beams*, Nagaoka Japan, pp. 893-896, 2000.
- 5) M.Yosikawa, M.Masuzaki, R.Ando and K.Kamada "Correlation between High-Power Broadband Microwave Radiation and Strong Langmuir Turbulence in an Intense Relativistic Electron Beam-Plasma System", *J. Phys. Soc. Japan*, Vol.65, No.7, July 1996
- 6) R. Ando, H. Fujii, M. Masuzaki, T. Kondo, N. Toyosugi, F. Osawa, S. Wada, H. Morishita, K. Kamada: "Measurement of spatial distribution of the nonlinear collapsing wave packets by an electron beam shadowgraph", 「超高エネルギー密度プラズマ物性と計測研究会」平成13年3月8,9日開催, 於核融合研究所 報告書: Research Report NIFS-PROC-50, ISSN 0915-6348, pp. 163-172, 2001.
- 7) N. Toyosugi, R. Ando, C-N. Lee, K. Kamada, M. Masuzaki: "2.5-D analysis of intense relativistic electron beam propagation in an unmagnetized plasma", 「超高エネルギー密度プラズマ物性と計測研究会」平成13年3月8,9日開催, 於核融合研究所 報告書: Research Report NIFS-PROC-50, ISSN 0915-6348, pp. 52-60 2001.
- 8) 吉田 弘 金沢大学修士論文『IREB-プラズマ相互作用によるミリ波放射スペクトル観測システムの設計製作と試験測定』, 1995年度
- 9) 小口治久 金沢大学博士論文『強いラングミュア乱流によるビーム散乱及びマイクロ波放射との関連についての研究』, 1996
- 10) 川田宗靖 金沢大学修士論文『ラングミュア乱流電場の可視化の試み』, 1996年度
- 11) 谷口真吾 金沢大学修士論文『強いラングミュア乱流プラズマの電子ビームプローブによる測定』, 1998年度
- 12) 吉田 弘 金沢大学博士論文『大強度相対論的電子ビームで駆動された強いラングミュア乱流プラズマからの広帯域ミリ波放射』, 1998
- 13) 大山慎太郎 金沢大学修士論文『IREBにより駆動されたラングミュア乱流プラズマからのマイクロ波放射』, 1998年度
- 14) 近藤知大 金沢大学修士論文『IREB-プラズマ系へのイメージ・インテンシファイヤの応用』, 1999年度
- 15) 藤井久司 金沢大学修士論文『電子ビームプローブ法による強いラングミュア乱流電場の可視化』, 2000年度

付録

A, 電子銃加速電圧用パルス電源

電子銃の加速電圧用パルス電源として、ピーク電圧 \sim 60kV 半値幅 100ns, 立ち上がり時間 (ピーク値の 10% \sim 90%) 20ns, 立ち下り時間 (ピーク値の 90% \sim 10%) 30ns のパルス電圧を発生する電源を製作した。また、その過程で、耐圧 60kV の高速スイッチングシステム (トリガトロン) の製作も行った。現在一応の成功をみているが、まだまだ不完全なところも多く今後の改善が待たれる。ここに、これまでの経過をいったんまとめる。付随して、今後の改善課題も示す。

A-1, 始めに

A-1-1, 製作に至った経緯

1999 年秋、それまで電子ビームプローブの実験に用いていた、電子銃加速電圧電源¹⁾が故障し、期待する加速電圧を得ることができなくなった。直接の原因は、投入スイッチに使われているサイラトロンが故障し、設定電圧以下で放電するようになったことである。

この電源に使われていたサイラトロンは設計が古く、現在は生産中止となっており部品の入手が困難である。また電子ビームプローブの実験の進展に伴い、それまでの電源の性能では不満がでてきた。そこで、サイラトロンの故障を期に、電子銃加速電圧用パルス電源を全面的に作り直すことになった。

A-1-2, 旧電源の問題点

パルス幅が長い

旧電源のパルス幅は、半値幅で 200ns 裾野では 300ns を超えており、実験の高速化が期待される中でネックであった。

● 電圧波形が悪い

立ち上がり、立ち下り時間ともに 100ns を超えている。また大きな反射波が存在する。これは装置全体が大きく、また、パルス形成部 \sim 昇圧部 \sim 測定部 \sim 電子銃といった各パートを結ぶ信号ラインの接続箇所でのインダクタンスが非常に大きいためと考えられる。

● 電圧波形が shot 毎に変化する

旧電源では、伝送ラインスタック方式によりパルスを昇圧している。この伝送ラインスタックに用いているフェライトの磁化の具合により、加速電圧波形が shot 毎に変化してしまう。通常このような方式を用いる際は、駆動する前に回路に逆電流を流し、フェライトを逆方向に飽和させて使うが、旧電源にはそのような装置を設けていなかった。

● 基準電位が不明確

装置が大きいため仕方のないことだが、装置の各パートがそれぞれ違う地点よりアースをとっている。また場所によっては、線によりアースを取っているため高周波的には浮いている箇所もあった。これは安全上も問題であった。

A-1-3, 新電源に求められた仕様

電子ビームプローブ実験に使用するため、求められる仕様は以下のとおりである。

- ・ 加速電圧 50kV 前後
- ・ パルス幅~100ns
- ・ ジッタが小さい (~50ns) こと
- ・ 波形がショット毎に変わらず、波高はなるべく一定であること
- ・

この電源は測定用に用いられるものなので、波形はなるべく綺麗（矩形）な方がよい。また、IREB との同期をとるために、ジッタが低いことが重要である。

A-2, 新電源の基本構成の決定

A-2-1, 新電源の概要

旧電源において、1 番の問題点は昇圧部の伝送ラインスタックを通ることによるパルス波形の変形であった。高圧パルスの昇圧方法は他にインピーダンス変換ライン等があるが、どれも出力インピーダンスは変わり（大きくなる）、またパルス波形の劣化を伴う。そこで良質のパルスを取り出すため、あえて昇圧を行わず、パルス形成部で直接 50kV のパルスを作ることにする。

A-2-2, 電源の出力部と特性インピーダンスの決定

高速のパルス生成、伝送にはインピーダンスマッチングをとることが欠かせない。最初に装置全体の特性インピーダンスを決める。今回の電源の負荷は電子銃と決まっているが、電子銃自体の入力インピーダンスはかなり高い (~数十 kΩ) と考えられるので、負荷からくる特性インピーダンスの制約は無い。

次に、電源と電子銃を結ぶ信号ラインの特性インピーダンスである。パルス形成部から直接負荷に接続するのが理想であるが、後述の様にパルス形成部は油槽の中に入っており、電子銃とは離れている。また、使い勝手を考えると、電源と電子銃の間はフレキシブルな伝送ラインで接続することが望ましい。

伝送ラインは損失や他の装置への影響を考えると同軸状のものが良いだろう。ところで、線間の耐圧が 50 kV 以上ある製品は既製のものには無かった。注文すれば生産してもらえるが、コストがかかる。そこで、電源と電子銃を結ぶ信号ケーブルにレントゲンケーブルを用いることにした。これは元々直流的に用いられるものなので、外部導体が少し貧弱

であるが、テストの結果十分使用に耐えられると判断した。芯線は3本に分かれており、その内1本を使うと特性インピーダンスは75Ωになる。この値はパルス形成部のインピーダンスとしても現実的な値である。よって装置の特性インピーダンスは75Ωと決定した^a。

パルス形成部と負荷を伝送ラインを用い接続するのは、パルスの形を整えるのにも良い影響を与えているのかもしれない。

A-2-3, パルス形成部

高圧のパルス形成には大きく分けて以下の2通りある。

A-2-3-1, パルスフォーミングネットワーク (PFN: pulse forming network)

集中定数素子である、キャパシタとインダクターからなる梯子状回路によりパルスを成形する。集中定数素子を使うため、製品化された各素子の能力に性能が大きく左右される。通常キャパシタの残留インダクタンスや浮遊キャパシタの存在により、マイクロ秒かそれ以上のパルス幅を作るのに用いられるが、残留インダクタンスが低いコンデンサー（自己共振周波数の高いコンデンサー）を用いることで100ns前後のパルスも製作可能とされている。

A-2-3-2, パルスフォーミングライン (PFL: pulse forming line)

パルス成形用の分布定数回路のことをいう。単一の伝送線路を用いるシングルパルスラインと複数の線路よりなるブルームライン（Blumlein line）に大別される。伝送線路は、主に同軸円筒（同軸ケーブルを含む）、並行平板によって作られる。パルス幅が伝送線路の絶縁体の材質と長さによって決まり、パルス幅が長いものは装置が大きくなる。

A-2-3-3, 新電源のパルス成形部

今回作成する電源では昇圧をおこなわず、パルス形成部から直接50kVのパルスを取り出す。この際通常のPFNやシングルパルスラインでは、充電電圧は100kVが必要となり、充電回路やパルスラインの耐圧の確保が難しくなる。そこで、充電電圧に等しい電圧のパルスを取り出すことができるブルームラインを用いることが望ましい。ただし、それでも充電は50kV必要であり、耐電圧を確保するために装置は絶縁油中に沈める必要がある。

次にPFNとPFLのどちらを採用するかについて考える。通常PFNよりPFLの方が、波形がきれいな場合が多いが、PFNに比べPFLの方が工作の精度を要する。また、一度製作が終わるとPFLは調整が難しいが、PFNは調整が容易である。他に装置の大きさがPFNはPFLに比べコンパクトにまとまる。以上の理由により新電源は、PFN方式を用いることにする。

以上の条件を満たす例として、コーネル大学製作のパルス電源がある（図1）。これはパルス形成部にはパルスフォーミングネットワークを2段重ね、ブルームラインと同様に動作させている。この電源を参考に、新電源の製作を進める。

^a 同軸ケーブルは外導体と内導体の大きさの比で特性インピーダンスが決まり、高いインピーダンスは難しい。

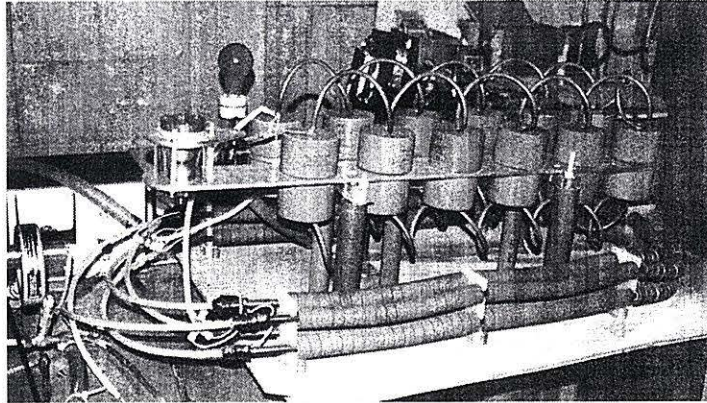


図 1 コーネル大学ブルームライン型 PFN

A-2-4, スイッチングシステム

パルス成形部に用いるスイッチは遮断時間が高速で、耐圧は50kV以上、瞬間的には1.5kA以上の電流を流せるクロージングスイッチが必要である。

高速スイッチとしては、ギャップスイッチ（電界歪形ギャップスイッチ、3点トリガギャップスイッチ）、電子管を用いたもの（イグナイトロン、サイラトロン、クライトロン）、半導体スイッチ（サイリスタ、MOSFET、IGBT）等がある。このうちギャップスイッチ、イグナイトロン、サイラトロン、MOSFET等は耐圧が50kVを超えるものが商品化されている。ただし、イグナイトロンは遮断時間が遅く、MOSFETは流せる電流量に限界があり、サイラトロンは耐圧の高いものは高価である。そこで、パルス成形部に用いるクロージングスイッチとして、構造が簡単で安価に製作することができ、遮断時間が短く大電流を流すことができる3点トリガギャップスイッチを自作することにした。

A-2-5, 充電系

50kVの充電用電源として、松定プレジョン製 HAR-100R3 を用いる。この電源は出力電圧を±100kVまで出すことができ、電圧を0.1kV刻みで、電流を0.01mA刻みで制御することができ大変使い勝手がよい。

DC50kVの充電抵抗には500MΩの巻線抵抗を使用しており、消費電力は最大でも5Wに抑えている(HAR-100R3の最大出力は300W)。また、キャパシタは100pFのコンデンサーを24個（キャパシタの選定理由は4節で述べる）直列に充電するので、充電の時定数RCは1.2sとなる。

A-2-6, 全体像

製作した電子銃電源本体の見取り図と、回路図を図2, 3示す。

PFNは、耐圧を確保するために、油槽中に沈めてある。油槽内には、トリガギャップのトリガパルス生成を行うスパイラルジェネレータも同時に収めている。出力はレントゲンケーブルを用い、電子銃に接続している。

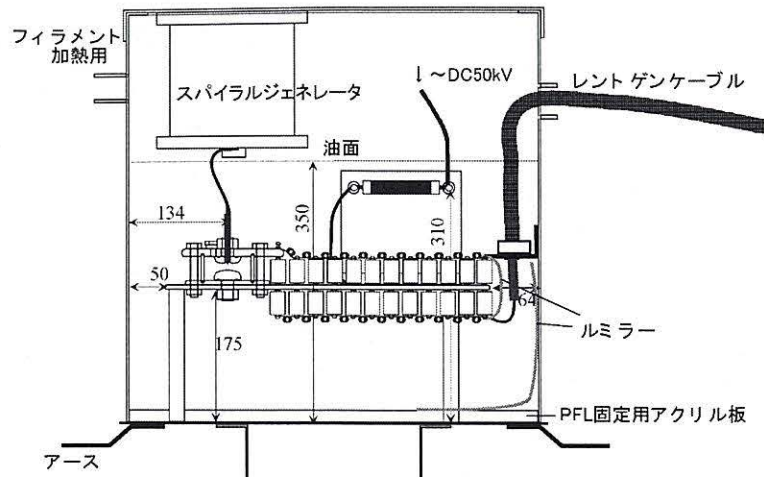


図 2 電子銃電源本体

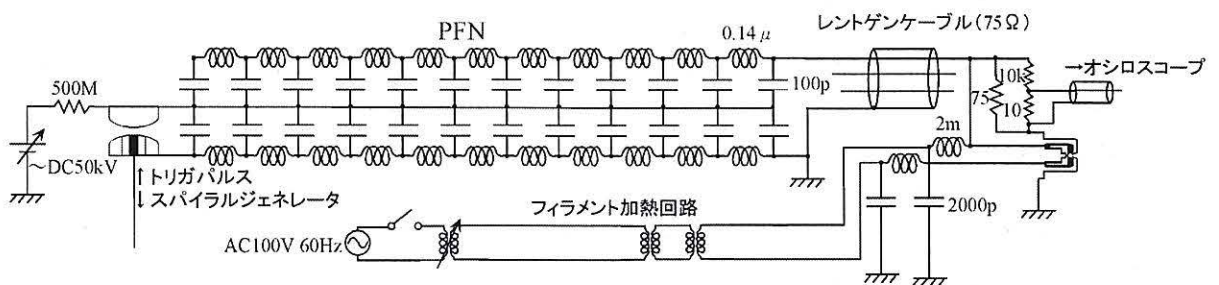


図 3 電子銃電源回路図

A-3, 電子銃及び電源出力部

A-3-1, 電子銃の構造

使用する電子銃は、アノード、グリッド、カソードフィラメントからなり、熱陰極三極電子銃と呼ばれる形状をしている。これはカソードフィラメントに交流電流を流すことで熱電子を作り、加速電圧をかけることで電子を放出している。電圧のかけ方は、アノードがアース電位となっており、グリッド-カソード間は等電位で、加速電圧はグリッド-カソードに負極性の電圧をかけるもので、非バイアス方式と呼ばれている。

A-3-2, 加熱用電源とフィルター

電源の出力部の回路を図 4 に載せる。

フィラメント加熱用の交流電流は、AC100V をスライダックで調整し、高圧電圧分離用のトランスを 2 段入れた後、電子銃加速電圧が加熱用の回路に入るのを防ぐローパスフィルターを通し、電子銃のフィラメントに繋がれている。

ローパスフィルターは、インダクタンスとキャパシタを用いた 2 次のローパスフィルターである。インダクタンスの大きさは、使用しているフェライトコアの仕様が分からないため、正確な値は計算できないが、過去に同じ物を使用した時の記録を参考にすると、21 回巻きで 2~5mH 程度が期待できる。仮に 2mH とし、キャパシタには 2000pF のコンデンサーを使用すれば、パルス幅 100ns(5MHz に相当)のパルスの場合、電圧を 1/100 に落とすこ

とができる。これは 50kV のパルスを 500V まで落とすことができ、これぐらいの電圧になれば、トランスで切り離すことができる。

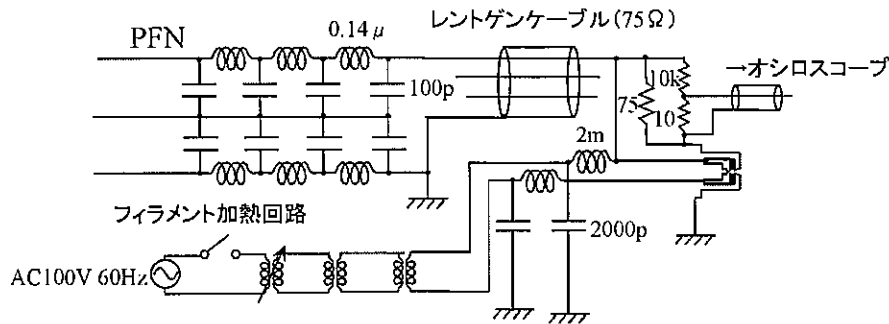


図 4 電源出力部の回路

A-3-3, 終端抵抗と電圧モニター

電子銃にとりつける負荷には、75Ω無誘導抵抗を用いる。当初、耐圧、耐電力の関係から硫酸銅抵抗を用いる予定であったが、抵抗値の調整が難しく、また時間による抵抗値の変化が激しいこと、高周波応答性が良くないことから使用を取りやめた。同様に巻線抵抗も残留インダクタンスのために、パルス波形を崩す恐れがあるので使用を控えた。

加速電圧のモニターとして、10kΩ無誘導抵抗と 10Ω抵抗（種類はわからない）で作製したディバイダーを用いる。無誘導抵抗を用いたのは、耐電圧が高いことと、上記のように、残留インダクタンスの影響が気になったからである。実際にガラスエナメル抵抗を用いたディバイダーと無誘導抵抗を用いたディバイダーの出力波形を比べると、違いは明らかである。

A-4, パルスフォーミングライン

A-4-1, 2 段 PFN 型ブルームライン

2 段 PFN 型ブルームラインは、パルス線路がパルス回路(PFN)になっていることを除けば、その動作は通常のブルームラインと同じである。2 段の PFN のインピーダンス、パルス幅を揃え、負荷のインピーダンスを PFN の 2 倍に調整すれば、充電電圧に等しい電圧で、パルス幅が 1 段の PFN と等しいパルスを得ることができる。また、出力パルスの極性は、スイッチの位置を変えることで変えることができる。当初用いる予定にしていた 50kV 高圧電源(Nichicon 製 DCG-50K2D もしくは DCG-100K1D)は正極性の出力であったので、負極性のパルスを出力するために、スイッチは図 5 の様に置いた。製作途中で電源を、正負両極性出力可能な電源（松定プレジョン製 HAR-100R3）に変更したので、この制約は無くなったが、設計を変更するのが手間だったので、当初の予定どおりに製作を進めた。

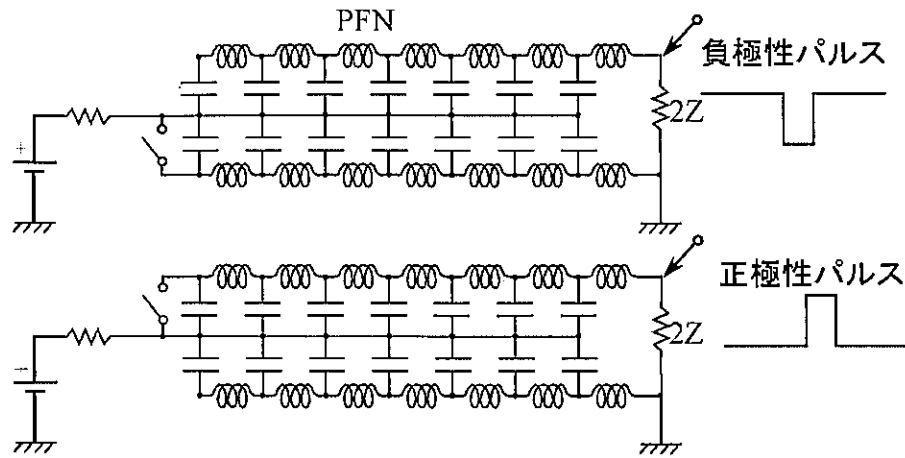


図 5 2 段 PFN 型ブルームライン出力極性

A-4-2, 各素子の値と選定

PFN を構成する各素子の値を決める。最初に PFN 一段あたりの特性の簡易式を示す。

$$\begin{aligned}
 \text{パルス幅} & \quad \tau \approx 2N\sqrt{LC} & N: \text{梯子回路の段数} \\
 \text{特性インピーダンス} & \quad Z = \sqrt{L/C} \\
 \text{出力電圧} & \quad V = \frac{R}{Z+R} V_0 \quad (\text{通常 } R = Z) \quad V_0: \text{充電電圧} \quad R: \text{出力抵抗}
 \end{aligned}$$

今回の装置では、出力部が特性インピーダンス 75Ω の同軸ケーブルなので、PFN 一段あたりの特性インピーダンス Z は 37.5Ω とすればよい。また、目標とするパルス幅 τ は 100ns である。

出力波形のリングング (パルスの凸凹) を少なくするためには、段数 N をできるだけ多くすればよい。目安は、出力波形の立ち上がり時間を τ_r とするとき $N > \tau / \tau_r$ である。ところで、今回は既に目標とする特性インピーダンスとパルス幅が決まっている。この時 N を多くするためには、電気容量 C を小さくすればよい (電気容量が小さくなるとコンデンサーの高周波特性も良くなるので、この点からも有利である)。ただし、余り小さな値を選ぶと N が多くなりすぎて製作が大変であるし、インダクタンス L が小さくなり過ぎ非現実的である (インダクターは電気部品の中では比較的自由度の高い部品であるが、あまり小さな値は作るのが難しく精度もでない。また、少なくとも PFN を構成するインダクターは、接続部やコンデンサーの残留インダクタンスに比べて十分大きい必要があるだろう)。

具体的な素子の選定に移る。耐圧が 50kV 以上で、コンデンサー内の抵抗成分が小さく、高周波特性が良い (残留インダクタンスが小さく自己共振周波数が高い) コンデンサーは、フィルムコンデンサーか、セラミックコンデンサーに限られる。この内、セラミックコンデンサーは比較的電気容量の小さい値のものが生産されており、今回の要求に合っている。その中で、今回は TDK 製 UHV-251A 定格電圧 50kV 電気容量 100pF を用いることにする。電気容量が決まれば、後の値は自動的に決まり、インダクター (L) は、0.14 μ H、梯子回路

の段数は 11～12 段である。以上より、この 2 段 PFN 型ブルームラインの基本構造が決まった。

A-4-3, インダクタンスの作成

インダクタンスは、銅線を用いた空芯ソレノイドコイルを用いて作ることにする。ソレノイドにするのは、直線や、平板で作るものに比べ、インダクタンスの大きさが周囲の状況にあまり影響をうけない（鎖交磁場の大きさが、殆どコイルの内部のみの空間で決まる）ことと、計算式と実際に作製したインダクタンスの値の差が他の方法に比べ小さいこと、よく一致するからである。また、空芯にするのは、目標とするインダクタンスの値が小さいこと、周波数によりインダクタンスの値が変わらないこと、芯の磁化による波形の変化を心配しないでよい。線材自体の内部インダクタンスを無視すれば、このようなコイルのインダクタンスは有限長ソレノイドの式より計算できる。

《有限長ソレノイドのインダクタンスの式》

$$L = KL_0 \quad L_0 = \mu_0 \pi a^2 \frac{N^2}{l}$$

$$K = \frac{4}{3\pi\sqrt{1-k^2}} \left[\frac{1-k^2}{k^2} F(k) - \frac{1-2k^2}{k^2} E(k) - k \right]$$

$$\frac{l}{2a} = \frac{\sqrt{1-k^2}}{k}, \quad F(k) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\theta}{\sqrt{1-k^2 \sin^2 \theta}}, \quad E(k) = \int_0^{\pi/2} \sqrt{1-k^2 \sin^2 \theta} \, d\theta$$

a : コイルの半径, l : 円筒の長さ, N : 巻き数

ここで、 $\phi 1.0\text{mm}$ の銅エナメル線を用い、巻き直径 $2a = \phi 8.6\text{mm}$ (線の中心) で、巻数を長さ $l = 15\text{mm}$ の間に $N = 6$ 回巻きとした場合、計算値のインダクタンスは $0.137 \mu\text{H}$ となりほぼ要求を満たす。実際のインダクタンスもこれに沿う形で作成した。

また、コイルの配置であるが、相互インダクタンスをなるべく小さくするため、一直線には並べず、なるべく離れる用に配置している。

A-4-4, 完成写真

参考に、完成したパルス成形部及び、ギャップスイッチの写真を図 6 示す。

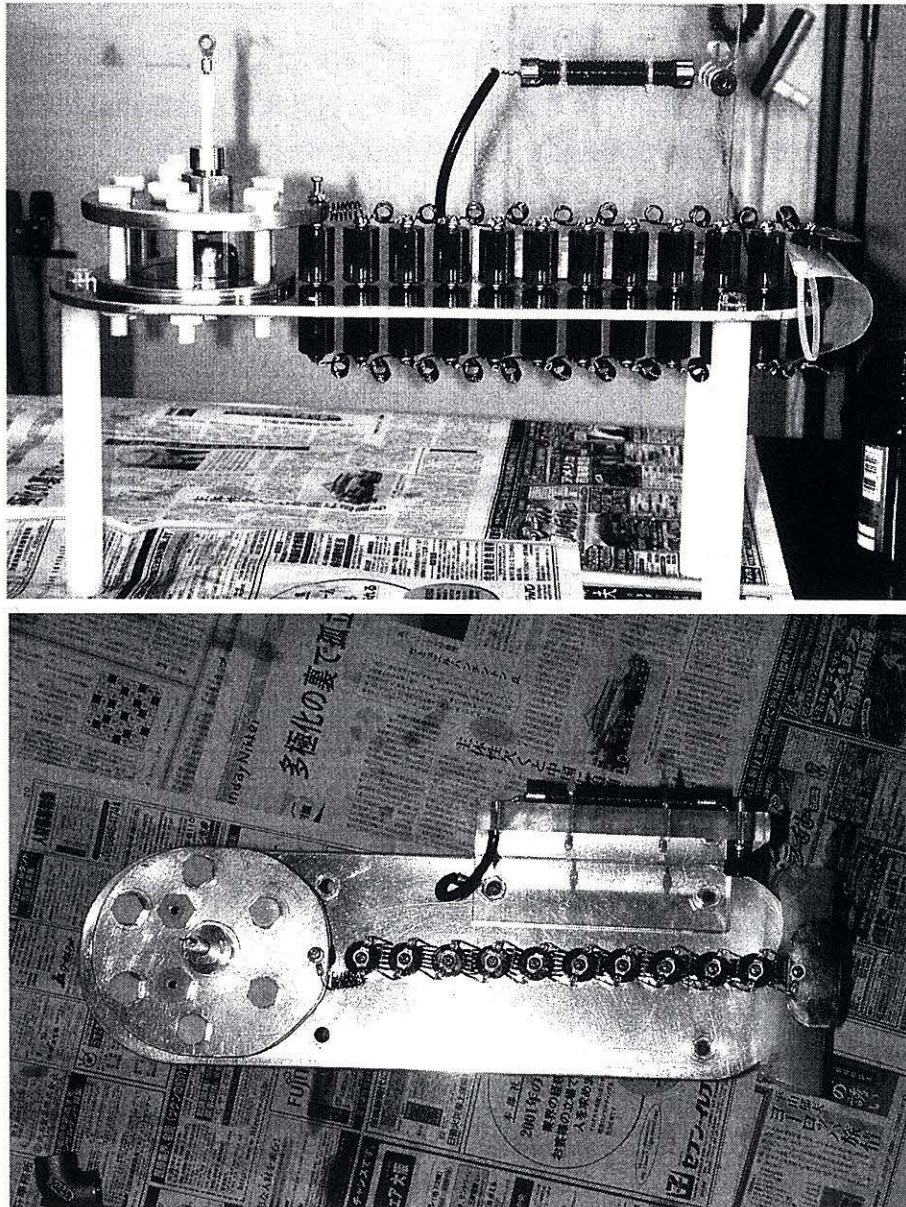


図 6 パルス成形部全景

A-5, 高耐圧高速スイッチングシステム

A-5-1, 3点トリガギャップ

3点トリガギャップはギャップスイッチの一種で、対向する主電極の他に補助電極（トリガ電極）を付加し、これに電圧もしくは電流を印加することで、フラッシュオーバー電圧とスイッチング時間を制御するものである。電極の配置方法は色々あるが、今回は制御し易い同軸型について議論を進める。

A-5-2, 3点トリガギャップの駆動モード

ここで、本文中に使う記号について定義しておく。火花電圧とは絶縁が破壊され放電が始まる電圧のことであり、印加電圧は、実際に装置にかける電圧である。

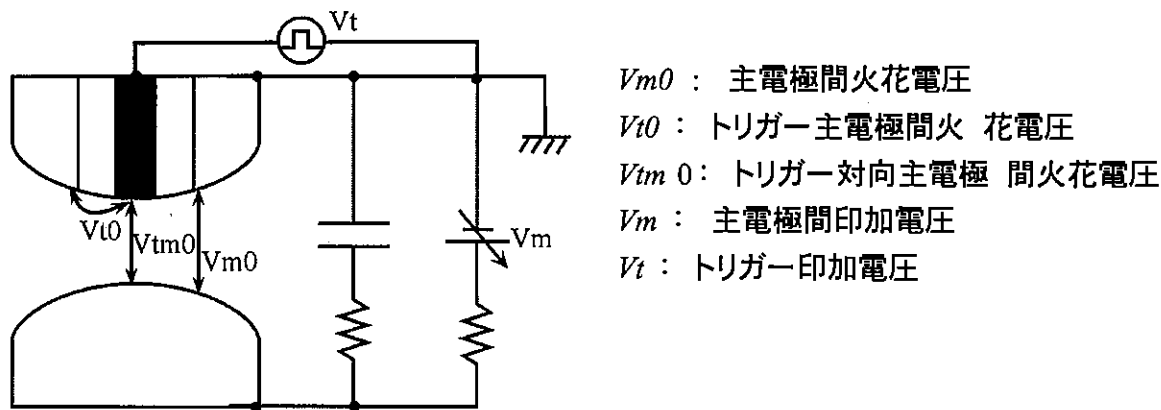


図 7 ギャップスイッチ用語の定義

ギャップスイッチの駆動モードには、大きく分けて 始動時間・ジッタともに速く短い“速いトリガ”と、始動時間・ジッタともに遅く長い“遅いトリガ”がある。

“速いトリガ”においては、トリガ印加電圧 V_t が上昇する過程で、まずトリガロッドと対向主電極の間で火花放電し、その成長により主電極間に放電が起きる（下式条件 A）。対して“遅いトリガ”では、最初にトリガロッドと主電極間に火花ができ、その成長により主電極間に放電が起きる（下式条件 B）。

$$\begin{aligned} V_{m0} < |V_m - V_t| & \quad |V_t| < V_{t0} \dots A \\ V_{m0} > |V_m - V_t| & \quad |V_t| > V_{t0} \dots B \end{aligned} \quad \text{式 1}$$

電子銃の電源はなるべくジッタを少なくしたい。よってギャップスイッチは“速いトリガ”で駆動したい。

A-5-3, 印加電圧の極性

上式 A を満たすには、 V_m と V_t は逆極性でなければならない。また、過去の実験によると、対向主電極に負極性、トリガに正極性の電圧を印可するほうが、逆の場合に比べ成績が良いとされている。しかし、今回のギャップスイッチ製作では、構造上対向主電極に正極性、トリガに負極性の電圧を印加するしかない。多少不満が残るが、 V_m が V_{m0} に近づくに従い、両者の差は小さくなるという実験結果（電子総合研究所研究報告 第 713 号 第 2.11 図参考）もあるので、この設定に決定した。

A-5-4, ギャップ間隔と封入ガス

ギャップスイッチの封入ガスについて述べる。

ギャップスイッチの封入ガスには、乾燥空気、窒素、二酸化炭素、六フッ化硫黄(SF₆)等が使われている。この内 SF₆ が一番耐圧が高い。

通常、ギャップの間隔は短い方がジッタを減らせると言われている。そこで、ギャップの間隔を一番小さくできる SF₆ を用いることにする。また、SF₆ は自爆電圧が安定していると言われており、その点からもギャップスイッチを安定に動作させるのには有利である。

封入ガス圧とギャップ間隔の設定について述べる。封入ガスのガス圧が高く、ギャップ間隔が短いものと、封入ガス圧が低く、ギャップ間隔が長いものを比べると、封入ガス圧が高い方がジッタが減る傾向にあるとい

う。ただし、スイッチの気密を保つ上で、あまり高すぎる圧力は現実的では無い。また、SF₆ などの電気附着性気体（電氣的負性気体）は、不平等電界ギャップにおいては、火花電圧が気圧の上昇と共に上がるわけではない。今考えなければならない火花電圧は、 V_{m0}, V_{i0} の二つあるので、あまり高いガス圧を設定するのは得策ではない（ V_{m0}, V_{i0} の二つの火花電圧の大きさはなるべく接近していたほうが望ましい。しかし、ガスの耐圧が極値を迎える近傍のガス圧では、両者の火花電圧は大きな隔たりが生まれる可能性がある）。50kV 印加時で、ガス圧が 2kg/cm²（気圧計では 1kg/cm²）の前後の設定になるようにギャップ長を決めるのが無難であろう。

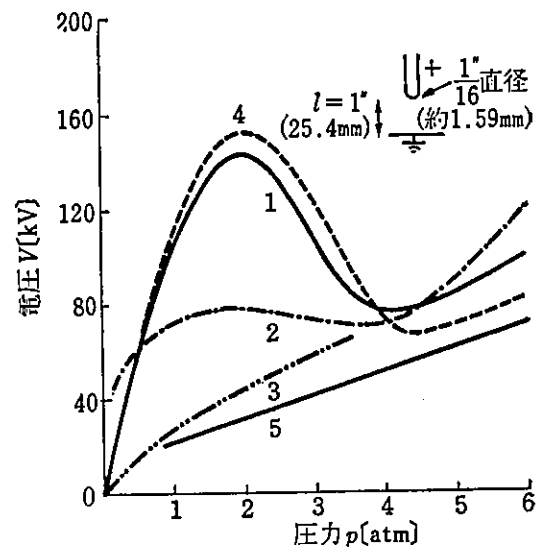


図 2-71 圧力 p を変えた場合の SF₆ と N₂ の絶縁破壊特性⁽¹⁾

- 1: SF₆, 正直流火花放電
- 2: SF₆, 正インパルス火花放電
- 3: SF₆, 正直流コロナ放電
- 4: SF₆, 60Hz 火花放電
- 5: N₂, 60Hz 火花放電

図 8 SF₆ の耐電圧の飽和

(高電圧工学 大木正路著 P105 より)

A-5-5, ギャップスイッチの設計

ここでは、ギャップスイッチの主電極間火花電圧 V_{m0} とトリガ主電極間火花電圧 V_{i0} の比を設定する。この比はスイッチの形状によって決まり、“速いトリガ”の条件を満たすように設定する。

安定にスイッチング動作を行うためには、トリガ電圧の条件式 A を余裕をもって満たすように設定しなければならない。また、ジッタを小さくするためには、トリガ電圧はある程度まで高くした方が有利となる。以上のことを考慮してギャップ形状を決定しよう。

A-5-5-1, 火花電圧比の設定とギャップ形状

まず、電極の形状を議論する。

3点トリガギャップの電極形状には、球型や丸み付直角平行平板(平板型)があるが、『電子総合研究所研究報告 第713号』の実験によると、成績は偏平球型が良いとのことなので、偏平球型を採用する。この形の成績が良いのは、他の形状より上記の条件を満たしやすいためと考えられる。

放電現象と言うものは、基本的に弱点破壊である。つまり、一部分でも最大電界がその雰囲気での耐圧を超える時放電は始まる。したがって、電子銃電源に用いるギャップスイッチは、主電極間に50kVの電圧をかけた時、最大電界 $E_{m\max}$ がガスの耐電圧以下でなければならない。かつ、トリガ電極に負極性の電圧をかけた時、トリガ電極と対向主電極間にできる最大電界 $E_{i\max}$ が、ガスの耐圧以上になり、同時にトリガ主電極間最大電界 $E_{t\max}$ が耐電圧以下であれば条件Aを満たすことができる。また、 $V_{t0} \approx V_{m0}$ つまり、主電極間火花電圧とトリガ主電極間火花電圧は近いことも必要である。

今回のギャップスイッチの設計では、主電極間の火花電圧 V_{m0} と V_{t0} の比を4:1程度になるよう設計する。

細かい値についてつめていく。まず、主電極間の間隔と形状であるが、主電極間の最大電界の式は、

$$E_{m\max} = f_m \frac{V_m}{d} \quad d: \text{主電極ギャップ間隔}$$

$$E_{t\max} = f_{tm} \frac{V_m - V_t}{d}$$

(パルスパワー技術とその応用 柳部悟編著 p. 47)

$$E_{i\max} = f_i \frac{V_t}{r \ln \frac{R}{r}} \quad R: \text{外筒の半径} \quad r: \text{内筒の半径} \quad (\text{高電圧工学 大木正路著 p. 87})$$

ここで、 f_m , f_{tm} , f_i は電界集中係数といい、ギャップ間の平均電界と最大電界の比を表し、ギャップの形状で決まる。丸み付き直角平行平板の場合の係数の表はあるが、同軸円筒の場合の表は、教科書に掲載されていない。ここでは、以下のように仮定した。

$$f_m = 1.3$$

$$f_{tm} = 1.3$$

$$f_i = 1.6 \quad \text{丸み付き直角平行平板の場合を代用}$$

ここで仮定した電界集中係数が妥当であったかどうかは分からない。特に電極のエッジの取り方でこの値は大きく変化する。この箇所は再検討を要する部分である。

ところで、 $E_{t\max}$ だが、 R が一定なら $E_{i\max}$ は $R/r = e$ のとき最小になる。よって1:2の比でトリガ電極の半径と絶縁体の厚さを決める。

製作するギャップの形状の詳細を別紙に掲載する。ここで、ギャップ間隔はアクリル円筒の高さで調整するようになっている。設計図で高さが 36.5mm となっているのは、充電電圧が 60kV を想定した場合の大きさである。これより充電電圧を低くする場合はギャップ間隔を小さく、これより充電電圧が高くなる場合はギャップ間隔を広くするように調整すれば良い。

A-5-5-2, 工作について

ネジを通す穴の径などは、標準より小さくしている（例えば M10 ネジの通し穴は、標準のフランジでφ12 のところ、今回はφ11 にしている）。これは、ギャップ等の取り付けに際し、遊びをできるだけ少なくするためである。

トリガロッドの絶縁菅は、手頃なものがなかったのでテフロンを用いた。トリガのモードが“速いトリガ”の場合は良いが、“遅いトリガ”の場合テフロンに沿って放電が起こるので、テフロンは急激に損傷する。できるなら、他の耐久力のある素材に変更したい。トリガ・ロッドの真空止めには、アラルダイトを用いる。

A-5-6, トリガ電圧生成部（スパイラルジェネレータ）

A-5-6-1, 高電圧パルスの生成方法

3 点トリガギャップのトリガ電圧は、高ければ高いほどジッタを小さくできる。理想は主電極間火花電圧の 70%以上の電圧が望ましい。また、ジッタを小さくするためにトリガ電圧の立ち上がりは、急峻な方がよい。つまり、充電電圧 60kV を目標とするギャップスイッチには、トリガ電圧として 42kV 以上のインパルスが発生する電源を作ることが必要になる。

高圧のパルス（矩形でなくてもよい）を生成する手段として、stacked transmission-line generator, マルクスジェネレータ (Marx generator), LC ジェネレーター (LC generator), スパイラルジェネレータ (spiral generator) 等がある。この中で注目したいのがスパイラルジェネレータである。他の方式では、電圧の増幅度に比例してスイッチの数を増やさなければならぬが、スパイラルジェネレータは、増幅度に関係なくスイッチは 1 つで済む。このことは製作が容易であるばかりでなく、ジッタの軽減にも役立つ。欠点として、他の方式に比べると放出できるエネルギーが小さいことがあるが、トリガ電圧用など、あまり電力を必要としない用途に用いる限り問題ない。

A-5-6-2, スパイラルジェネレータ

スパイラルジェネレータは、並行平板で作った伝送線路を、円筒に幾重にも重ねて巻いたものである。stacked transmission-line generator のスイッチを 1 つで済むようにしたものと言ってもよいかもしれない。巻き数に応じて出力電圧のピークも上昇するが、出力インピーダンスも上昇する。その出力波形は、充電電圧と同じ極性の三角波となるが、スイッチや出力を取り出す位置を変えることで、極性を反転させることもできる。

A-5-6-3, スパイラルジェネレータの製作

今回は作製したパルスジェネレータは 110A の TG70 駆動用のスパイラルジェネレータ

(PT55) をコピーしたものである。伝送線路の部分は、厚さ $300\mu\text{m}$ 、幅 100mm のルミラシート (ポリエステル) と、厚さ $50\mu\text{m}$ 、幅 19mm の銅箔を用いた伝送線路を、 $\phi 114\text{mm}$ の塩化ビニル円筒に 18 周巻いたものを用いた。スイッチには EG&G 製のクライトロン (Krytron KN-6B) を用いた。クライトロンは、スイッチのターンオン時間が高速であること、比較的耐圧が高く、大きな電流を流せるといった利点がある一方、電子管であるため、寿命が限られているという欠点がある。

A-5-6-4, クライトロン・ドライブ回路

スパイラルジェネレータのスイッチに使用したクライトロン (Krytron KN-6B) は、 250V 以上のトリガパルスを入れることでスイッチが閉じる。そこで、プリセットカウンターから送られてくる 5V のパルスでトリガし、クライトロンのトリガに必要な 300V 以上のパルスを作るクライトロンドライブ回路が必要になる。このドライブ回路は、パワーMOSFET を使用し製作した。設計に際しては、パルスの立ち上がりが速いことと、ノイズに強いことに注意した。別紙に回路図を示す。

A-5-6-5, スパイラルジェネレータの動作状況

スパイラルジェネレータの出力波形を図 9 に示す。

負極性のパルスが出る前に、正極側に振れている。これは、ギャップスイッチのトリガとしては良くない。実際に用いる際には、正極性パルスの抑制と、パルス立ち上がりの改善のために出力部に自爆型のギャップスイッチを設けているが、期待したほどの波形改善効果は得られていない。ピーク電圧は、 6kV 充電時で 45kV (ディバイダーの較正比 $1/20500$) 前後である。

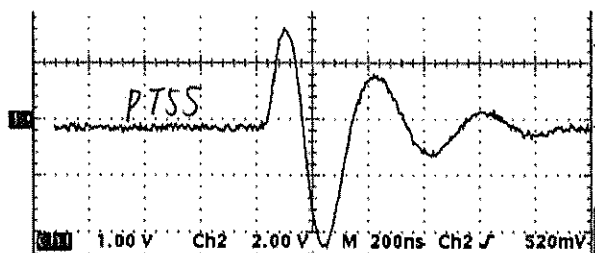


図 9 スパイラルジェネレータ出力波形

A-5-7, 調整

ギャップスイッチを安定に動作させるためには、主電極間印加電圧 V_m を主電極間火花電圧 V_{m0} の近くで動作させる必要がある。この調整は封入ガス圧を用いる。ところで、スイッチの耐圧を確保するとき考えなければならない要素は主電極間火花電圧 V_m と主電極間トリガロッド対向主電極間火花電圧 V_{i0} の二つある。この 2 つの電圧が極端に離れていると、スイッチは正常に動作しない。 $V_{i0} \approx V_{m0}$ 、つまり、主電極間火花電圧とトリガ主電極間火花電圧を近くするためには、電極の間隔を変えたり、電極のエッジを取るなどして調整する。このとき、速いトリガの式を満たすように注意する。

A-6, 動作状況

A-6-1, 2 段 PFN 型ブルームラインの動作状況

図 10 に 50kV 充電での出力波形を載せる。パルスの半値幅は 100ns, 立ち上がり時間(ピーク値の 10%~90%) 20ns, 立下り時間(ピーク値の 90%~10%) 30ns である。出力電圧は 51kV(校正比は, ディバイダー 1/1022, アテネター+ケーブル 21.1 より 1/21600)でほぼ充電電圧に等しい電圧を出力している。

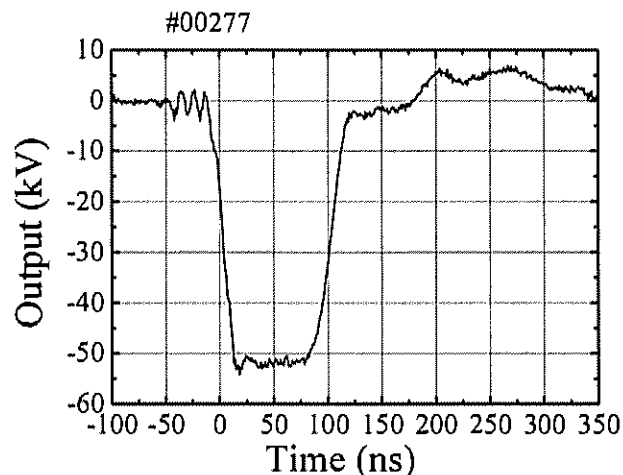


図 10 出力波形

A-6-2, 電子銃駆動のタイミング

電子銃駆動のタイミングを観察しよう。電子銃始動時間のばらつきは, ほとんどギャップスイッチで生まれる。そこでスパイラルジェネレータの出力波形と電子銃出力波形を同時にプロットしたものを図 11 図 12 に載せる。図 11, 図 12 でスパイラルジェネレータの電圧の大きさが違うが, これは測定時のアテネータの大きさや, スパイラルジェネレータの充電電圧の大きさが違うためである。図 11 は, トリガ~対向主電極間で放電した後, 主電極間で放電が始まるまでに少し時間差がある。この様な放電状況の場合, この時間差がそのままジッタとなるので, ジッタは非常に大きくなる。図 12 はトリガ~対向主電極間で放電した後, スムーズに主電極間の放電へと移行した場合である。この場合は, トリガ~対向主電極間の放電が, トリガ電圧のどの位置で始まるかでジッタの大きさが決まる。ただし, その大きさは図 11 の場合に比べると小さい。ジッタを小さくするために, スパイラルジェネレータの出力波形が図 11 のようになった場合は, 封入ガス圧を下げる, スパイラルジェネレータの充電電圧を上げる, ギャップ間隔を短くするといった調整を行い, 図 12 のような波形になるようにする。

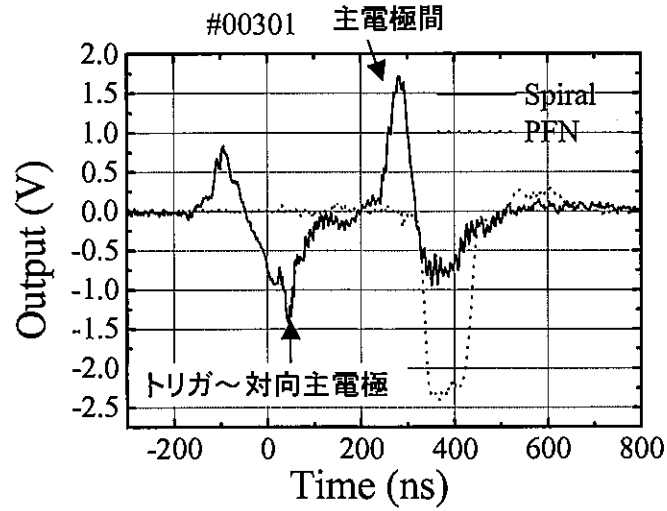


図 11 ジッタの多い放電波形

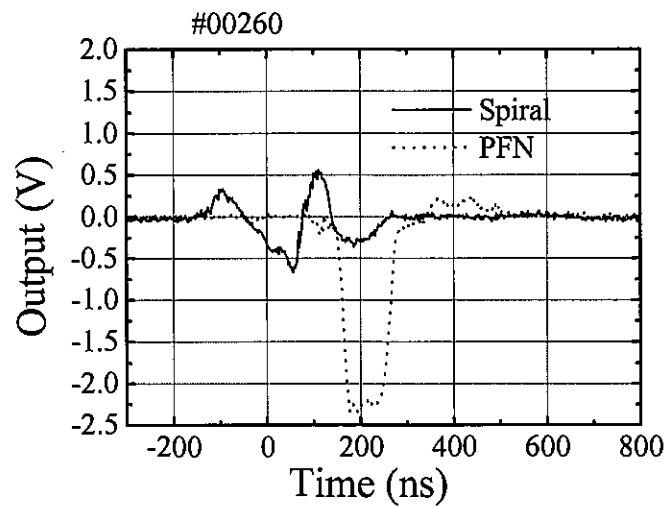


図 12 ジッタの少ない放電波形

この他の駆動状況として、スパイラルジェネレータの出力が正の部分で、トリガがかかることがあるが、その時は、トリガロッドと対向主電極で放電しているのではなく、トリガロッドと隣の主電極で放電が起こっている（“遅いトリガ”のモード）可能性が高い。“遅いトリガ”のモードで動作させると、ジッタが大きいためだけでなく、トリガロッドと主電極間の絶縁に用いているテフロンが損傷するので、なるべく避けるよう注意する。この“遅いトリガ”のモードになるときは、トリガロッドの位置がずれているか、ガス圧が高すぎるか、スパイラルジェネレータの出力が正極に振れる振れ幅が大きいため起きることが多い。

A-6-3, 到達点

2001年3月現在の電子銃電源の性能を示す。

最大出力電圧 59kV (60kV 充電時)

出力インピーダンス 75Ω

パルス幅 半値 100ns

電圧立ち上がり時間 (ピーク値の 10%~90%) 20ns

電圧立下り時間 (ピーク値の 90%~10%) 30ns

充電電圧の上限は、使用した部品の耐圧からくる。本来この電源に使用したコンデンサーやケーブルの最大定格は 50kV なので、60kV は電圧のかけ過ぎである。慎重に運転してもらいたい。また、低い電圧で使用する際は、ギャップスイッチのギャップ間隔を短くすることが必要である。

パルス幅は PFN のコンデンサーの数を変えることで、多少変更することができる。

ジッタは、ガス圧の調整しだいで大きく変わるので確かなことは言えないが、うまくいった場合、60kV の動作でも 30ns 以下に抑えることができる。

A-7, 今後への改良課題

A-7-1, ジッタの軽減

電子ビームプローブ測定において、電子銃はイメージンシファイアとタイミングをそろえて駆動しなければならない。イメージンシファイアのシャッター時間が長い場合は問題ないが、最近の実験では、シャッター時間を 50ns 以下にする場合もある。このような実験の場合、さらなるジッタの短縮化が求められる。

現在の装置において、ジッタを短くするのにもっとも効果的な取り組みは、スパイラルジェネレータの出力電圧を上げることと、波形を急峻化することであろう。

電圧を上げるには、スパイラルジェネレータの伝送線の巻き数を増やすこと、現在は幅を一定として作っている導体の幅を出力側で絞り、インピーダンス変換ラインにより昇圧することが考えられる。

波形の急峻化のためには、伝送線の長さを短くすればよいので、芯の直径を小さくすれば良い。芯の径を小さくするといったことは、スパイラルジェネレータで発生する電力を小さくすることなので、トリガ電圧により、2段ブルームライン型 PFN の出力波形が乱れるのを抑制するのに有効かもしれない。別の手法としてフェライトシャープナーがある。これは、出力部に大きなフェライトコアを挿入するものである。動作は、フェライトが飽和するまでは回路に大きなインダクタンスがあり、出力電圧を抑えるが、フェライトが飽和した瞬間、インダクタンスは急激に減少し、電圧が出力されるものである。つまり、シャープニングギャップと同じように、パルスの前半分を削ることができる。今用いているスパイラルジェネレータは、波形が振動しているので、フェライトを逆側に飽和させる手間がかからないので、その点でも有用である。

A-7-2, 立ち上がりの改善

現在の電圧の立ち上がり時間は 20ns であるが、実験からの要請でさらなる立ち上がりの急峻化が求められる。この立ち上がりの急峻化のためには、PFN の出力部にシャープニングギャップ（プレパルススイッチ）もしくはフェライトシャープナーを挿入すれば良い。

A-8, 参考文献

- (1) R.A.Fitch, and V.T.S. Howell: "Novel principle of transient high-voltage generation.", *Proceedings, Science and General, The institution of electrical engineers, Vol. 111*
- (2) F. Ruhl and G. Herziger : "Analaysis of spiral generator", *Rev. Sci. Instrum., Vol.51, No.11, p.1541 (1980)*
- (3) 杉浦賢, 池田長康, 井口正之, 竹田昭平著 『大容量キャパシター・バンクの制御に関する研究』電子技術総合研究所研究報告 第 713 号
- (4) 柳父悟編著 『パルスパワー技術とその応用』オーム社
- (5) 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
- (6) 大木正路著 『高電圧工学』槇書店
- (7) 誠正三郎 他著 『高電圧工学』電気学会
- (8) 電気学会放電ハンドブック出版委員会編 『放電ハンドブック』電気学会

B, 信号ライン

B-1, 駆動系の信号ライン

本研究では実験装置に能動素子が多く、その動作タイミングをそろえることは非常に注意を要する。特に IREB, プローブビーム, 高速撮影装置は、数十 ns 以下のオーダーでタイミングを合わせなければならない

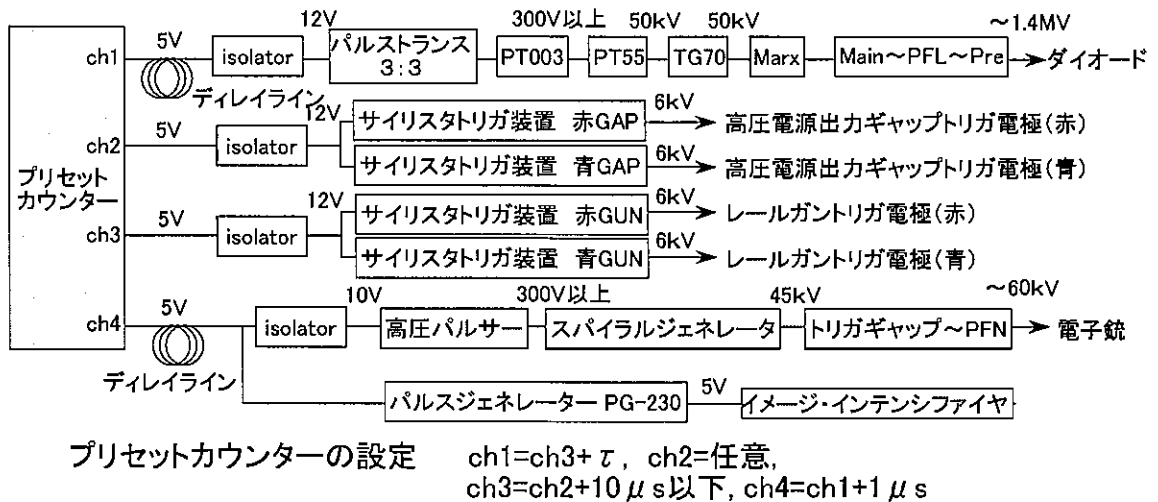


図 14 電子ビームプローブ測定の駆動系信号ライン

基準信号源について説明する。実験装置の駆動の基準信号は、4ch プリセットカウンターで作られる。この装置は、当研究室の卒業生である吉田弘によって製作され、手動スイッチを押すと、 $1\mu s$ の単位で設定された時間差で、4つの出力端子からそれぞれ独立に 5V のパルスを出力することができる。プリセットカウンターからの出力信号は、プリセットカウンター、パルスジェネレータの保護、誤動作防止と信号レベル変更の働きをするアイソレータを通ったあと各実験装置につながる。特に電子銃のラインに取り付けられたアイソレータは重要で、これがないと IREB 駆動時のノイズでパルスジェネレータが誤動作する。図 14 をみれば分かるように、プリセットカウンターのチャンネル数が足りないため、今の設定では、1つのチャンネルで複数の実験装置を動かしている(どうにか実験できているが、タイミングの微妙な調整ができない等不都合な点も多い。多チャンネルのプリセットカウンターの製作が望まれる)。また、このプリセットカウンターの最小設定時間幅は $1\mu s$ であるので、ns のオーダーで信号を制御する必要があるときは、ディレイラインを使用する。

IREB 駆動の信号ラインについて説明する。アイソレータから出る 12V の出力パルスは、3:3 のパルストランスを通ったあと、PT003 に入り、300V 以上のパルスを作り出す。PT003 からの 300V パルスは PT55 をトリガし、PT55 は、 $-50kV$ 前後のパルスを作り出す。この

パルスは、TG-70 マルチプルトリガージェネレータ内のギャップスイッチのトリガ電圧になる。TG-70 のギャップスイッチが閉じると、TG-70 は 50kV 前後の急峻なパルス（立ち上がり時間<12ns）を出力する。このパルスは、Marx の電界歪型ギャップスイッチのトリガ電圧となり、IREB が駆動する。電子ビームプローブ測定においては、IREB 駆動のジッタをできる限り抑えたい。ジッタは主にギャップスイッチで起こり、110A には、TG-70, Marx, Main, Pre の 4 段階のギャップスイッチがある。その内、Marx の電界歪型ギャップスイッチ、Main と Pre の自爆型ギャップスイッチは、ガス圧の設定が適切なら大きなジッタを生まない。IREB のジッタの大半は、TG-70 内のギャップスイッチにより生まれる。つまり、IREB のジッタを減らすためには、TG-70 の充電電圧、ガス圧の調整をしっかりと行うことが近道である。

プラズマガン駆動の信号ラインについて説明する。プラズマガンには赤ガン、青ガンそれぞれに 2 つ（高圧電源出力ギャップ、レールガン）のトリガギャップスイッチがある。そのスイッチのトリガ電圧を生成するため、4 台のサイリスタトリガ装置が在る。この装置は 12V の入力信号で駆動する。高圧電源出力ギャップ用と、レールガン用の信号には、数 μ s の時間差を設けてやらねばならない。本研究では 10 μ s の時間で駆動している。

電子銃及び、イメージンテンシファイヤ駆動の信号ラインについて説明する。

電子銃とイメージンテンシファイヤの基準信号は、プリセットカウンターの同じチャンネルから取っている。電子銃の駆動順序ついてだが、まず、パルサーにより 5V の信号を 300V 以上の信号にする。この信号はスパイラルジェネレータ内のスイッチ（クライトロン KN-6B）を ON にし、スパイラルジェネレータは、PFN のトリガギャップスイッチのトリガ電圧として -50kV の電圧を出力する。トリガギャップスイッチが閉じると、PFN は -50kV の矩形パルスを出力する。電子銃におけるジッタの殆どは、トリガギャップスイッチで起こる。

イメージンテンシファイヤは、外部から 5V の信号が入力している間だけ、画像の増幅を行う。この制御用のパルスを作るために、IWATSU 製パルスジェネレータ PG-230 を用いる。このパルスジェネレータで、イメージンテンシファイヤの動作時間と、電子銃とタイミングを合わせるための遅延時間を制御している。

駆動系の信号ラインで、一番労力があるのが、電子銃とイメージンテンシファイヤの駆動開始時間を揃えることである。そのためには、イメージンテンシファイヤのジッタは殆ど無いので、電子銃のジッタをできる限り小さくしなければならない。電子銃の出力でイメージンテンシファイヤのトリガをかけるという手法も考えたが、電子銃の駆動に対し、イメージンテンシファイヤの駆動が 60ns 以上遅れるので、採用しなかった。

B-2, 測定系の信号ライン

測定系の信号ラインは以下のとおりである。また、同軸ケーブルの長さによる信号時間の遅れを V_d を基準にして調べたので、その表を掲載する。以前は、殆どの測定ラインを V_d と 1ns もずれないようにケーブル長を調整してあったが、セッティングの関係で、ケーブルを足したり、換えた部分があるので、微妙にずれている。今まで、装置のセッティン

グを変えることが多かったので放置してきたが、実験が落ち着いてきたら、ケーブル長の調整を行うほうが良いだろう。

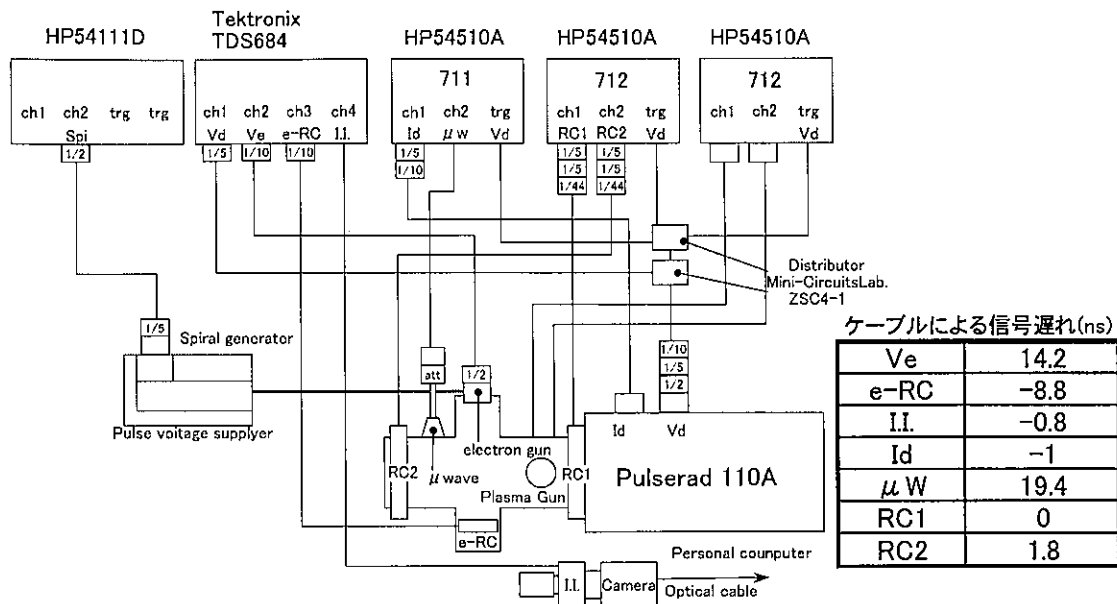


図 15 電子ビームプローブ測定の測定系信号ライン

(平成 13 年 3 月 31 日現在)