

研究論文

大口径プラズマ後進波発振器の実験

金 元 燮, 小 椋 一 夫,
南 一 男, 稲 田 治 夫,
(新潟大学自然科学研究科)

渡 辺 二 太
(核融合科学研究所)

(1994年12月5日受理/1995年6月23日改訂原稿受理)

Experiment of Large Diameter Plasma-Filled Backward Wave Oscillator

KIM, Wonsop, OGURA Kazuo, MINAMI Kazuo, INADA Haruo
and

WATANABE Tsuguhiro *

Graduate School of Science and Technology Niigata University, Niigata 950-21, Japan

** National Institute for Fusion Science, Nagoya 464-01, Japan*

(Received 5 December 1994/revised manuscript: received 23 June 1995)

Abstract

A Large diameter plasma-filled backward wave oscillator (BWO) utilizing sinusoidally corrugated slow wave structure (SWS) has been studied experimentally. The size parameters of the SWS are so selected that the device oscillates around 24GHz when it is driven by the electron beam of energy 100keV. The enhancement of 20GHz microwave radiation with maximum efficiency of 0.17% for the beam energy of 65keV from our designed large diameter BWO has been observed when plasma was introduced in the devices.

Keywords:

backward wave oscillator, plasma, slow wave structure, electron beam, microwave, enhanced radiation,

1. はじめに

大強度相対論的電子ビーム (IREB) の発展により, 1980年代以来, 新しい大電力のマイクロ波源の開発研究が行われている。ジャイロトロン, 自由電子レーザ (FEL), 後進波発振器 (BWO), 自己共鳴サイクロトロン・メーザ (CARM) などの研究が世界的規模で盛んに行われている [1-4]。

BWO は, ジャイロトロンのように電子サイクロトロン共鳴を使用しないために強磁場を必要とせず, 構造が簡単であり, 電子ビームを遅波回路に通すことさえできれば高効率の発振が起こり, 操作が容易であるという利点がある。そこで, 核融合プラズマの低域混成波電流駆動・加熱用の高周波電源として, 非常に有望であると考えられる [5]。

ロシアで開発された相対論的多重波動チェレンコフ発振器 (Multiwave Cherenkov Generator; MWCG) は, Bugaev らにより最近の10年間で大きな進歩を遂げた[6,7]. たとえば, 波長32mmで出力15GW, 効率25%, 波長9.7mmで出力3GW, 効率20%を得たといわれている. MWCG と BWO との違いは二つある. 第一に, MWCG は遅波構造の平均半径 D が発振波長 λ に較べて大きく, $D/\lambda = 3 \sim 13$ の大口径の遅波回路を用いることである. この場合, 遅波回路中の構造波は電磁界が管壁付近で強くなる表面波として伝播する. したがって, 電子ビームも管壁付近を通過する大口径の円環状のものを使用すると有効である. 第二に, MWCG では遅波回路が二つある. すなわち, 遅波導波管—直円筒導波管—遅波導波管という配列である. ここで, 遅波回路の前後の間の直円管はフィード・バックの働きを行い, ドリフト管と呼ばれる. MWCG の中ではマイクロ波の回折現象が起こっており, 発振機構はまだ不明の点が多い. 従来, BWO の実験的研究は主に X バンド (9GHz 帯) で行われて来たが[8-14], 結果をみると, まだ発振の安定化・ロングパルス化, 特に高い周波数における発振の高効率化, 出力増大などの研究が必要である.

そこで, 我々は今までよりも高い周波数である 24GHz で発振する大口径でピッチの短い BWO を設計・製作し, 大電力マイクロ波を得る目的で, プラズマが存在する場合の効果を実験的に調べた. 本研究は, 真空の場合と 100mTorr 以下の He ガスまたは Ar ガスを満たした場合について, 大電流電子ビームの発生, マイクロ波出力の測定, 周波数分析を行い比較した. その結果, ビームによる放電プラズマが存在すると, マイクロ波出力が 3~10 倍増大することがわかった. これまで, X バンドの BWO において, 遅波構造中にプラズマが存在すると出力および効率が上昇することは, いくつかの実験で実証されている[10-13]. しかし, 20GHz 以上の周波数で発振する大口径 BWO でプラズマの効果を実験的に調べたのは, 本論文が最初である.

本論文の構成は以下の通りである. 第2節には

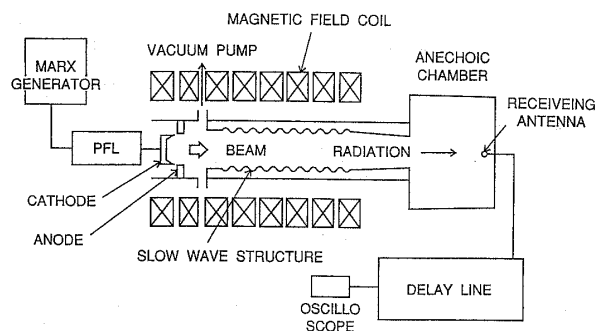


Fig. 1 Cross sectional diagram of the experimental setup.

実験装置と測定方法について述べた. 第3節では, ビームの発生とマイクロ波出力の測定, 周波数測定などの実験結果を示す. 第4節では考察および検討を行った. 最後に第5節ではまとめを記述した.

2. 実験装置と測定方法

2.1 実験装置の概要

Fig. 1 に実験装置の全体図を示す. マルクス・ジェネレータからの高電圧パルス出力を, パルス形成線路 (Pulse Forming Line; PFL) を通して, ビーム・ダイオードに印加し, 100A 以上の大電流電子ビームを発生する. ダイオードは冷陰極と陽極で構成されている. 遅波導波管は, ステンレス・パイプの真空容器中に設置し, 10個の軸方向磁界発生用コイルによって作られた均一磁場の中に置く. また, 導波管の終端部には, ビーム電流回収のための逆テーパの金属の円筒を取り付ける. ステンレス・パイプの終端部に, ガラス窓付きのフランジをつけて, マイクロ波を出力させる. 出力部全体は電波吸収体で覆い, その中に受信用のホーン・アンテナと同軸導波管変換器を置く. 受信したマイクロ波を導波管遅延線路を通して周波数分解し, 最後に検波器を通して出力波形をデジタル・オシロスコープで観測する. これらのシステム全体を, シールド・ルーム中のシーケンス・コントローラによって制御する.

2.2 遅波構造

BWO の遅波構造である波形導波管の内壁の半径を, $R(z) = R_0 + h \cos K_0 z$ で表す. Fig. 2 にこれを示す. ここで, R_0 は遅波導波管の平均半径, h は振幅, K_0 は波型の波数, $K_0 = 2\pi/z_0$ である.

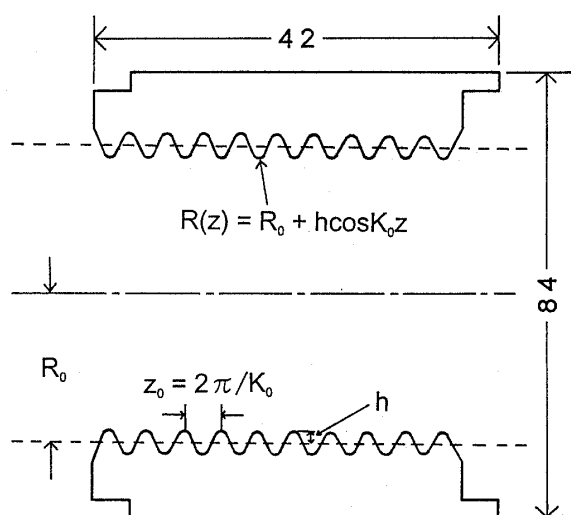


Fig. 2 Cross sectional view of the section of designed slow wave structure.

z_0 は軸方向周期長である。XバンドのBWO [8-14] に比べて、周波数が高い24GHzで発振するBWOを設計する場合、まず遅波構造の平均半径 R_0 を小さくすることが考えられる。しかし、それでは発振器の断面積が小さくなる。発振したマイクロ波電力密度が大きくなりすぎると、構造内でRF絶縁破壊が起きる。電力密度を過大にしないで出力を大きくするためには、平均半径 R_0 を小さくしないで発振周波数を上昇させる必要がある。このような目的で設計したBWOを、本論文では大口径後進波発振器と呼ぶ。設計方法の詳細は、次の論文で発表することとし、ここでは、結果を要約する。現実利用可能な設備の条件を考慮して、線形解析 [15-17] により、BWOとしての発振に対する最適設計を行った数値の結果を、Fig. 2 および Table 1 に示す。Table 1 で、Maryland BWO とある列は、従来メリーランド大学等で実験が行われて来たXバンドのBWO [8-14] のパラメータである。大口径BWOとある列に、今回設計したパラメータを挙げている。実験に用いた遅波導波管は、この表に示すように、平均半径 $R_0 = 30\text{mm}$ 、振幅は $h = 1.7\text{mm}$ 、周期長は $z_0 = 3.4\text{mm}$ であり、遅波導波管の長さは最大70周期である。 $R_0 = 30\text{mm}$ という値をさらに大きくすれば、RF絶縁破壊を防ぐことができ、より高い出力を得ることができると予想される。

Table 1 Designed large diameter backward wave oscillator compared with X-band version in the University of Maryland.

		Maryland BWO	Large diameter BWO
Size of the slow wave structure (mm)		$R_0 = 14.45$ $h = 4.45$ $z_0 = 16.7$	$R_0 = 30.0$ $h = 1.7$ $z_0 = 3.4$
Beam	radius (mm)	$R_b = 8.0$	$R_b = 26.3$
	current (kA)	$I = 2.3$	$I = 0.5$
	energy (keV)	660	100
Frequency (GHz)		8.49	24.09
Spatial growth rate (cm^{-1})		0.24	0.25
Temporal growth rate (rad/nsec)		1.56	0.52

しかし、使用する磁場コイルの内径が150mmである等の実験装置の大きさの制約から、 R_0 をこの値にとどめた。ビーム・エネルギーは、メリーランド大学のものに比べてかなり小さい。しかし注目すべき点は、発振条件を決定すると思われる、空間的に成長して有効な出力が得られるまでの遅波構造の長さが変わっていないことである。他の値が小さいのに対して、この高周波の空間成長に必要な長さはほとんど同じ値を示しており、遅波構造の長さはXバンドBWOと同じ程度でよいと期待できる。そして、大口径遅波構造により、24.09GHzという従来のBWOより高い周波数での発振が予想される。

Fig. 2 に、製作した遅波構造の部品の寸法を断面図で示す。材料はアルミで、波形構造の寸法が微細なので特殊な工具を製作して使用する必要があった。この部品は、10周期の遅波構造を持っており、合計7個製作し、2本の長いスタット・ボルトで締めて一体化して遅波構造とした。また、Fig. 2 と同じ寸法の外形と平均半径 R_0 の内径をもつ直円筒導波管を7個準備し、遅波構造に置き換えていくと、波形周期は0から70周期まで10周

期毎に変化させることができる。

2.3 高電圧発生回路

マルクス・ジェネレータは、静電容量 $0.02\mu\text{F}$ のオイル・コンデンサ10段からなり、最大200kVを得る。実際に、シーケンス制御コントローラにより、マルクス・ジェネレータを動作させると、最高充電電圧は1段あたり約15.5kVであり、信頼性のある測定は充電電圧14~15kV以下で得られた。マルクス・ジェネレータのパルス出力電圧の測定は、小抵抗 $R_1 = 0.3718\Omega$ 、大抵抗 $R_2 = 1.122\text{k}\Omega$ の抵抗分圧器で行った。充電電圧14~15kV付近までは、ほぼ比例した出力パルス電圧が得られたが、15kVを超えると、出力電圧にバラつきが見られた。電流波形の測定はロゴスキー・コイルを用いた。15kV付近までは、充電電圧に対して電流波形にも比例関係が見られ、本実験においては15kVまでを使用可能な範囲とした。マルクス・ジェネレータの入力エネルギーの値10, 15, 20, 25Jに対して、出力エネルギーはそれぞれ5.5, 9.3, 13, 17Jであり、エネルギー効率は約55~70%が得られた。残りの約40%の失われたエネルギーの一部は、出力パルス電流が流れる時に導線や抵抗、ギャップ・スイッチで熱として消費される。また、充電電圧が全て出力されずにコンデンサ内に残留したままになっていた。しかし、この効率であっても先に述べた高電圧が得られるので、本実験で用いた。

マルクス・ジェネレータは、出力インピーダンスが大きいので急速な放電はできない。一方、なるべく立ち上がり時間が速いパルス電子ビームを発生することが望ましい。そこで、PFLを用いて陰極電圧・電流として短い方形パルスが発生させる。製作したPFLは、長さ $l = 18\text{m}$ 、外径34mm、特性インピーダンス 50Ω で、ポリエチレンを用いた250kV耐圧の同軸ケーブルである。外部導体は、入力側、出力側とも銅板によって接地しており、電圧の残留が少ないようにした。さらに、内部導体の入力側を高抵抗を介して接地することにより、自爆ギャップ・スイッチが放電しなかった時に、内部導体に長時間高電圧が残留しないようにした。実験に使用するビーム源の要素として

重要な役割を果たすPFLは、理論的にパルス幅 τ が $\tau = 2\sqrt{\epsilon_s} l/c = 180\text{ns}$ で与えられる。さらに、マルクス回路は最大出力電圧が140kVであるのでPFLの出力、つまり陰極電圧は、理論的に1/2になり最大70kVが得られる。真空装置内に自爆ギャップ・スイッチを設けて、放電波形の立ち上がりを急峻にした。

2.4 ビーム発生用ダイオード

ダイオードは陽極・陰極で構成される。Fig. 3にダイオードの断面図を示す。陽極を接地し、陰極に負の高電圧パルスを印加し、陰極表面上の微小突起から電子を電界放出させる。その電子が、軸方向にかけられた磁界によって陽極に達する前にらせん軌道を描きながら、円筒殻状ビームとして遅波導波管中に入射される。ビーム半径 $R_b = 26.3\text{mm}$ の円筒殻状ビームを得るために、陰極の半径を26.3mm、陽極の内側の半径を29.3mmに選んだ。陽・陰極の位置関係は、陰極から陽極の距離が7.5mm、半径方向の間隔は1.5mmである。以上の設計にあたり、電子ビームのサイクロトロン半径を $0.2 \sim 2.2\text{mm}$ と推定し、これをもとに位置関係のパラメータを決定した。さらに、陰極先端の断面形状として三角型、丸型、鋸の刃型の三種類を製作し、電界放出特性

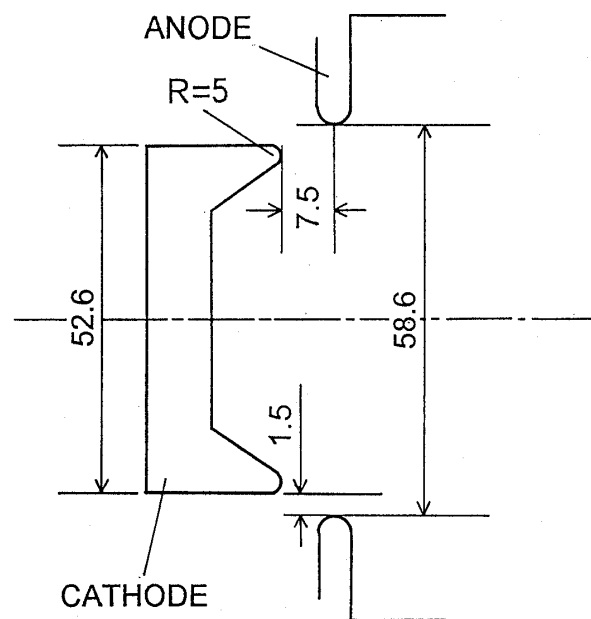


Fig. 3 Cross sectional view of the beam diode.

を向上させるため、後述のようにベルベットを装着した。

ダイオード部分と遅波導波管の部分を一体化してステンレス・パイプの容器中におさめ、水冷式拡散ポンプとターボ分子ポンプの二台の真空排気装置によって、常時真空状態を保てるようにした。また、装置の接合部はガスケットおよびOリングによって気密が保たれ、その他の部品の接合部にもトルールシールを塗って隙間を防ぎ、真空度は約 5×10^{-6} Torr に保たれている。また、プラズマBWOの実験の場合、Ar または He のボンベとニードル弁、ヘイスティング気圧計で気圧を調節しつつ、差動排気により実験を行った。

2.5 磁界発生装置

軸方向磁界は、陰極から放出した電子が陽極に捕まえられずに遅波導波管に入射するように、またビームの拡がりを抑え、導波管終端へ到達させる働きをする。磁界発生用のコイルとしては、内径150mm、幅52mmのコイルを10個使用した。陰極から遅波導波管終端部まで均一磁場にするため、各コイルの中の磁界分布を計算により求め、コイルを配置した。そして、コイルに直流電流340Aを流し、ガウス・メータを用いて測定した結果、陰極から導波管終端部まで軸方向距離約500mmにおいて、空間的に2%以内で均一な磁界を得た。その値は約0.39Tであった。また、この磁界コイルは、シーケンス・コントローラで制御し、時間幅1秒の直流電流を流した。磁界電流電源は、三相交流をスライダック、サイリスタおよび平滑用コンデンサで直流にしたものであり、 0.01Ω の抵抗により電流波形をオシロスコープで監視した。電流リップルは、波形の上に現れない程度に小さい。

2.6 マイクロ波測定回路

著者らが製作した大口径BWOから出力されるマイクロ波は、大出力が予想され、人体に少なからず影響を及ぼすと思われる。そこで、遅波導波管の出力窓部分から受信するアンテナの部分までを電波吸収体で覆い、マイクロ波のもれを防いだ。電波吸収体の壁は厚さ約100mmで、マイクロ波の吸収材が混入した発泡スチロールが重なりあつ

た多層構造になっている。

出力されるマイクロ波には、 TM_{01} モードだけではなく、 TE_{01} モードなど、またそれらの高調波成分が含まれている可能性がある。そこで、それらを各周波数スペクトルに分解する必要がある。出力波の中から、 TM_{01} モードで24GHz付近のマイクロ波を検出するために導波管遅延線路を用いた。マイクロ波は、長い方形導波管を通ると周波数によって伝播時間が異なる。すなわち、高い周波数のマイクロ波は速く出力される。製作した導波管遅延線路は、大口径BWOから得られる24GHz付近のマイクロ波の周波数成分や、その前後の成分が分析できるような特性を持っている。用いた方形導波管（日本高周波、EIAJ形名WRJ-260）の内面の寸法は縦4.3mm、横8.6mmである。カットオフ波長は、 $\lambda_c = 2 \times 8.6\text{mm}$ であるので、カットオフ周波数が $f_c = c/\lambda_c = 17.358\text{GHz}$ となり、それ以下の周波数は遮断される。遅延線路の長さは、大出力発振に対して高信頼度の減衰器となることも考慮して、全長100mを製作した。しかし、100m全てを直線にすることは実際上不可能であるので、2mの直線路を180度バンドでつなぎ総延長100mの導波管遅延線路を製作した。この180度バンドは、アルミニウム製の二つの部品を組み合わせることにより指定の導波管の寸法を内部に作る[4]。180度バンドの内部導波路の曲率半径は、32.5mmで平均内部長は102mmである。遅延時間は、さまざまな周波数のマイクロ波が線路を通して、どれだけ遅延するかを次式により計算して求めた。

$$T = L/v_g = L/c \{1 - (\lambda/\lambda_c)^2\}^{1/2} \quad (1)$$

ただし、 T は遅延時間、 v_g は群速度、 L は遅延線路の長さである。

導波管部分の全長は100mであるが、実際は180度バンドの長さも考慮しなければならない。総延長は $L = 105\text{m}$ となった。この長さで、(1)式を用いると、大口径BWOから出力として予想される24GHzのマイクロ波は約500ns遅延する。導波管遅延線路の特性を調べるために、小出力のガン発振器と変調用パルス・ジェネレータを用い

て、マイクロ波周波数や線路の長さに対する遅延時間の違いを測定した。パルス・ジェネレータの方形波によりマイクロ波をパルス変調する。これを用いて、オシロスコープに現れる入力波形と出力波形を比較し、それらの検波波形のパルスの立ち上がり時間の差から、遅延時間を測定した。まず、24GHzで直線路と180度ベンドの各部品について調べた。減衰の値は、直線路2mで約3.5dB、180度ベンド1個で約0.97dBであった。すなわち、180度ベンド部分は同じ長さの直線路導波管と比べて、曲がりのために約5倍の減衰があることがわかる。遅延時間の測定にあたり、直線路一本だけ、すなわち線路長2mから始め徐々に長さを延ばした。線路を長くするほど減衰が大きくなり、小電力マイクロ波発振器を用いた場合、14m以上では測定を行えなかった。しかし以上の測定から、線路長が長くなるにしたがい、遅延時間、減衰量が比例して増大すると考えられる。

大口径BWOのマイクロ波出力について考える。入射電子ビームの最大電圧を100keV、最大電流を500Aと仮定し、発振効率を100%とすると、マイクロ波出力は50MWとなる。実験に使用する同軸型クリスタル検波器(Helotec社, DT2-40)の出力信号が約50mWの入力で飽和することを考えると、90dB程度の減衰が必要となる。製作した遅延線路で十分に減衰させることが可能であることを確認した。

次に、Fig. 4にマイクロ波周波数測定システムを示す。遅波導波管の終端部のガラス窓から発生したマイクロ波を検出する。測定方法は、次の通りである。まず、導波管型ホーン・アンテナでマイクロ波を受け、同軸導波管変換器を使用し、セミリジット・ケーブルでシールド・ルーム内に導く。次に、同軸型クリスタル検波器(2-40GHz)で整流して、オシロスコープで波形を観測する。また、導波管遅延線路を通した信号波形から、発振周波数を分析する。信号の遅れを観察するため、遅延線路の前後の波形を同時にオシロスコープに表示する。ホーン・アンテナで受信した信号を、導波管型方向性結合器で二つに分けて、一方を減衰器、検波器を通し直接オシロスコープへ入力し、

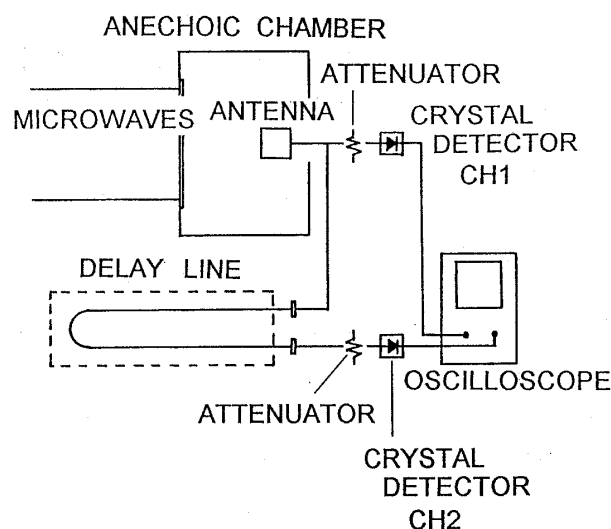


Fig. 4 Diagram of microwave frequency measurement system.

他方を遅延線路を通して測定した。

出力窓からのマイクロ波出力の絶対値を求めるために、ネットワーク・アナライザ(HP-8473C)を用いて、20GHzで測定系の較正を行った。遅波導波管の終端部のガラス窓と10cm離れた位置の受信ホーン・アンテナの間の結合度は、-38dBであった。また、方向性結合器およびセミリジット・ケーブルでの減衰の較正を行った。これらの較正值とパワーメータで較正した検波器の電圧対電力の感度特性を用い、オシロスコープの波形からマイクロ波出力の絶対値に換算する。

Fig. 1に示したほとんどの実験装置が、高電圧になって危険であるので、実験中は近寄ることができない。そこで、すべての装置を遠隔で操作する必要がある。そのために、実験装置をシールド・ルーム内のシーケンス・コントローラにより、指定した条件で自動的に制御した。マルクス・ジェネレータの充電電圧や放電の間隔、トリガのタイミングなどの細かい設定は、手元で操作できる。

3. 測定結果

3.1 電子ビームの測定

マルクス・ジェネレータからの出力電圧は、PFL内で反射を繰り返して、減衰振動になっている。陰極電流波形の最初のパルス電流が、マイクロ波出力になる。電子ビーム波形の第一ピークに

注目して、その特性を調べた。パルス電流測定においては、真空容器内にビーム・コレクタ用の円板を配置し、ビームをさえぎって、そこに流れる電流波形をログスキー・コイルを用いてオシロスコープで観測した。ビーム・コレクタとしては、予想されるビーム環よりもやや大きな直径を持つアルミニウム円板がついたプローブを使用し、これでビームを受け止め、リング状ビーム断面形状や電流値を測定する。円板プローブで受け止められたビームは、セミリジッド・ケーブルの中心導体を通り接地される。このビーム・コレクタの円板は軸方向に可動であり、陰極からの距離を変え、プローブ位置に対するビーム電流の変化を測定した。また、ビーム断面形状の測定には、ビーム・コレクタの円板に感熱記録紙をはって、ビームがあたると黒く変色する性質を利用した。

はじめに、三角型の陰極を用いて、真空中でマルクス・ジェネレータの充電電圧14kV、ビーム・コレクタの円板の位置は電極から100mmで一定にして測定を行った。しかし、陰極と陽極の中心軸が厳密には一致しておらず、間隔の狭い部分にビームが集中した。また、陰極の表面には微視的に凹凸があり、電子が放出されやすい部分と、されにくい部分ができた。このため、ビームの印影は円環状にはならず、集中して大きな斑点となって観測された。そこで、陰極の表面にベルベットを装着して、再びビームの断面形状の測定を行った。その結果、ビームの印影はほぼ円環状になり、要求される円筒殻状ビームを得ることができた。この形状の陰極において、ビーム内径は25mmであるので、実験に用いるのにほぼ適したビームであることがわかった。ベルベットは、多数回使用すると黒く焦げて使用できなくなる。使用の限界を知るために、ビーム電流が小さくなるまでビームを打ち続けて調べた。しかし、100発以上打ってもビーム電流の値はほとんど変化せず、波形が少し乱れる程度であった。次に、ベルベットの毛の変化について観察した。50, 100, 150, 200, 300発打って状態の変化を調べると、色が白から黄色に変色し、最後には黒く焦げて微小毛が破壊される。ベルベットの表面が黒くなったら寿命が

きたとすれば、約150～200発が限界と思われる。そこで、以後のビーム測定では約150発毎にベルベットを交換して測定した。

次に、円筒殻状電子ビームの軸方向への伝播の様子を調べた。そのために、ビーム・コレクタの円板に感熱紙をはり、軸方向に少しずつ動かして、ダイオードからの距離を変化させ、感熱紙にビームの断面形状を焼付けた。三角型の陰極にベルベットを装着して、陰極印加電圧は60kV一定で、各距離において10発ずつ焼き付けた。陰極から200mm以内で、ビームの半径は26.3mmで円環の幅は2～3mmであるので、入射したビームはほぼ同じ半径のまま伝播していることがわかった。陰極からの距離が200mm以上では、測定しなかった。理論的に、ビーム半径 R_b と磁束密度 B との間には、 $\pi R_b^2 B = \text{一定}$ が成り立つので、均一磁場の部分では半径が一定であり、測定した200mmまでの範囲を含め、遅波導波管終端部付近まではビームは広がらないと考えられる。また、遅波導波管の終端部に取り付けられたビーム回収用の逆テーパ円筒部の付近では、磁場の値が約1/4になっているので、ビーム半径はおよそ2倍になる。したがって、電子ビームは逆テーパ円筒にあたって閉回路が形成されていると考えられる。

次に、丸型陰極にベルベットを装着して、同条件で測定を行った。軸方向100mmの位置で三角型の結果と比較すると、測定された電子ビームの断面形状は、丸型の結果の方がより円環に近くなっている。また、色々な距離における形状も、三角型の結果より濃く現れており、ビームの拡がりほとんど見られず、伝播が良好であると言える。そこで以後の実験では、この丸型陰極にベルベットを装着したものを用いた。Fig. 5に、ガスを満たした場合と、真空の場合のビーム断面形状を示した。上側は40mTorrのHeガスを満たした場合、下側は真空の場合である。陰極印加電圧は60kVである。Heガスを満たした場合は、入射電子ビームにより濃いプラズマが発生し、距離により断面は変わらないが、真空の場合は距離の増大と共にビームのリングの厚さがやや減少する。

Fig. 6に、陰極からの距離を変えてビーム電流

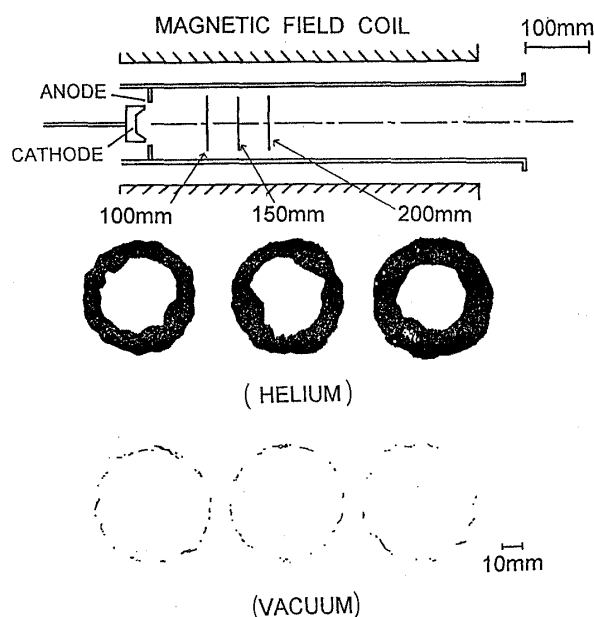


Fig. 5 Changes in cross sectional thermal damage patterns of the beam in the axial positions in the cases in filled helium gas and in vacuum.

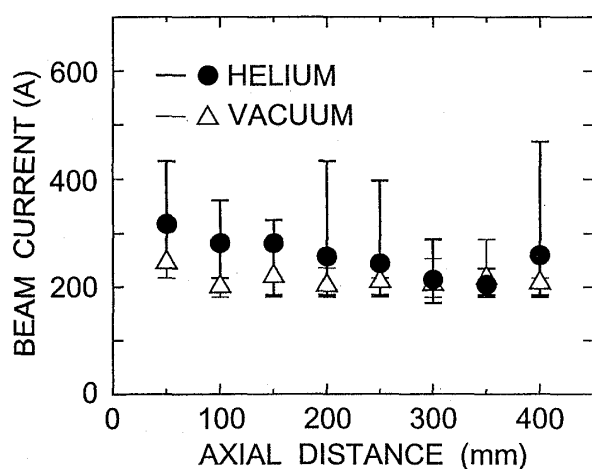


Fig. 6 Peak current of the beam vs. axial distance in the cases of vacuum (triangles) and helium gas of 40mTorr (solid circles). Beam energy is 60keV, respectively.

値を測定した結果を示す。横軸は陰極からの距離、縦軸はビーム電流値である。陰極印加電圧は60kVである。各距離につき20発ずつ測定した。黒丸は40mTorrのHeガスを満たした場合、三角印は真空の場合である。誤差バーは、最大・最小各2発ずつを除外して求めた結果を示す。距離が450mm以上では、均一磁場ではなくなってい

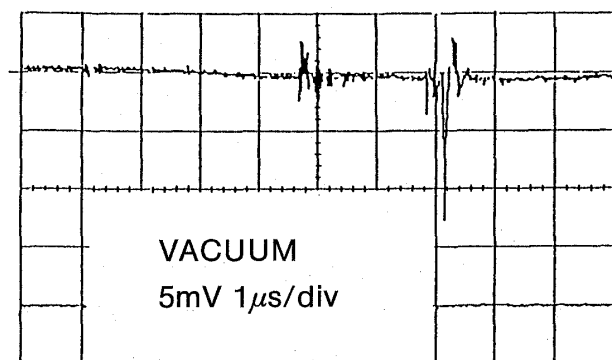
る。以上の結果から、ビームは遅波導波管の終端部まで伝播できることがわかる。また、ビーム電流値は真空の場合約200Aで、Heガスを満たした方が若干大きい。すなわちプラズマが存在する場合ビーム電流が流れやすくなる。ビーム電流値に関する限り、プラズマの影響はあまり大きくないが、次に述べるようにマイクロ波出力は大きな影響を受ける。

3.2 マイクロ波出力測定および周波数測定

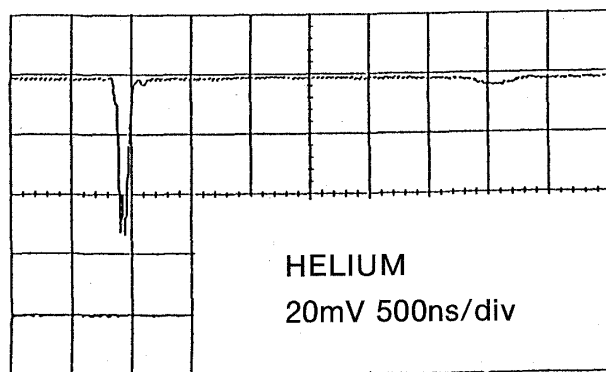
初めに、さまざまなモードや周波数が混じったままのマイクロ波出力信号パルスの測定を行った。出力窓からの放射を観測する。オシロスコープはシールド・ルームの中に置き、検波器や接続のケーブル類はアルミ箔等で覆いシールドした。これらの対策により、比較的きれいなマイクロ波波形を観測できた。測定には、真空容器のステンレス・パイプ内を真空に保った場合と、Heガスを満たした場合の両者を比較した。受信用ホーン・アンテナは、ガラス窓から100mmの位置で、装置の中心軸上で測定した。マイクロ波の出力波形の例をFig. 7に示す。遅波構造は30周期、陰極印加電圧は60kVである。上側が真空の場合、下側が40mTorrのHeガスの場合である。マイクロ波出力は、ショット毎にかなりのバラつきがあった。これは、冷陰極を用いる場合避けられない現象である。マイクロ波出力は、単一のパルスであり、電流の最初のピーク時だけにBWOの発振が起っている。Fig. 7の真空の場合(5mV/div)とHeガスの場合(20mV/div)のマイクロ波出力ピーク値を比較すると、後者では3dBの同軸マイクロ波減衰器を用いているが、プラズマBWOでは出力電力が約10倍大きくなっている。

次に、ArおよびHeガスの圧力を変化させ、Fig. 7と同様の測定を行った場合のマイクロ波出力を測定した結果をFig. 8に示す。Arガスは約3~4mTorr付近で、Heガスでは40mTorr付近で最大出力が得られた。Fig. 6と比べると明らかなように、ショット毎のビーム電流のバラつきよりも、マイクロ波出力は更に大きくバラつく。Fig. 8では、最大値を包絡線で示してある。20GHzのネットワーク・アナライザを用いてマ

30 PERIODES 60kV



(a)



(b)

Fig. 7 Output microwave pulses for 30 period corrugations and applied voltage of 60kV to the beam cathode; (a) the case in vacuum and (b) the case in 40mTorr helium gas.

マイクロ波検波器を含む測定回路の較正を行い、マイクロ波出力の観測波形を絶対出力電力に換算し、電子ビームの入力と比較すると、最大発振効率は0.17%になった。

Fig. 9 に、遅波導波管の長さに対するマイクロ波のピーク電力の測定結果を示す。陰極印加電圧は、65kVである。黒丸で示したのはHeガス(40mTorr)の場合で、三角印で示したのは真空の場合である。遅波回路の周期数を0, 30, 50, 70と変えて測定した。また、周期数0は波管の平均半径を半径とする直円管を使用した場合である。マイクロ波のピーク電力にはバラつきが見られたので、その平均値を取って黒丸と三角印で示している。測定点はバラついているが、いくつかの興味ある結果が得られていることを次節で考察

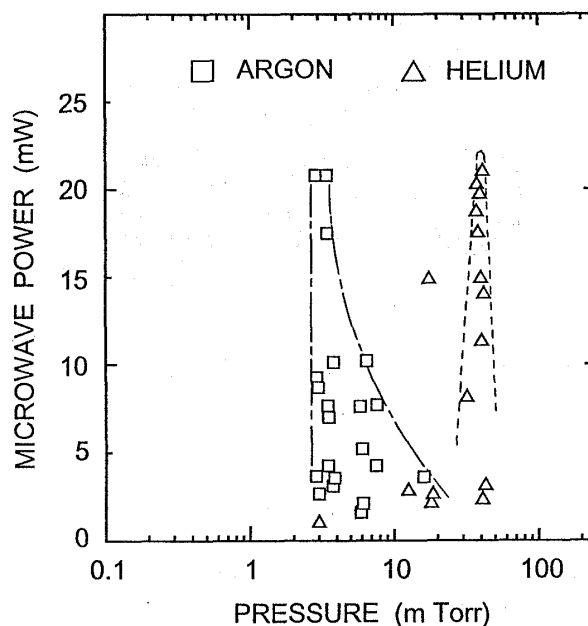
30 PERIODS 60kV $B=0.39$ (T)

Fig. 8 Microwave power vs. filled gas pressure for helium (triangles) and argon (squares).

する。

Fig. 10 に、陰極印加電圧の変化に対するマイクロ波ピーク電力の測定結果を示す。Heガス(40mTorr)の場合と、真空の場合を示した。両者とも50周期で測定した。Heガスを詰めた場合は、陰極印加電圧が大きくなると出力が増大するが、真空の場合は変わらず、BWO動作をしていない。

次に、マイクロ波の周波数を調べるために、第2節のFig. 4で述べた導波管遅延線路を用いて、出力を遅延させた。信号の遅れを観察するために、遅延線路の前後の波形を同時にオシロスコープで観測した。遅延線路の長さとして8.4mを用いた。Fig. 11に測定結果の一例を示す。図の上段の波形CH1が線路に入る前の波形、下段CH2が遅延した波形である。図中に、遅延時間から計算した周波数の目盛りが示してある。波形の遅れから、周波数目盛りを見ると、およそその発振周波数がわかる。一番大きい出力成分は、18~21GHzである。設計した発振周波数24GHzに較べて、測定された発振周波数はやや低い。その理由は次節で検討する。

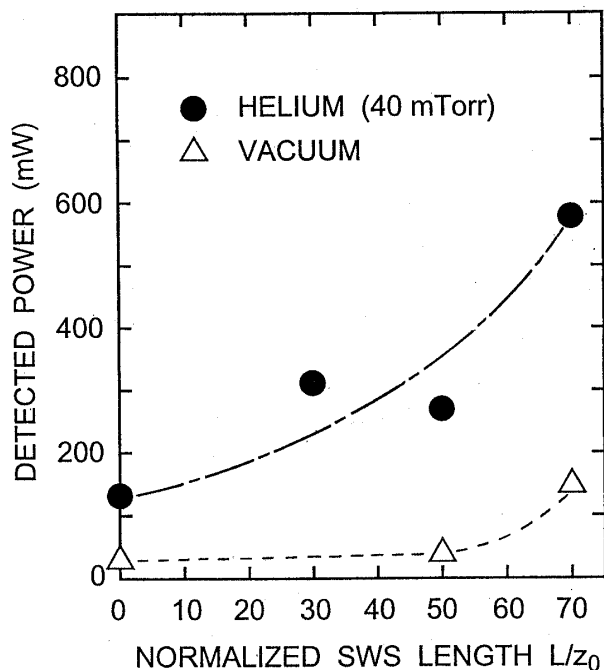


Fig. 9 Detected microwave power vs. normalized slow wave structure length for the cases of vacuum (triangles) and of helium gas of 40mTorr (solid circles).

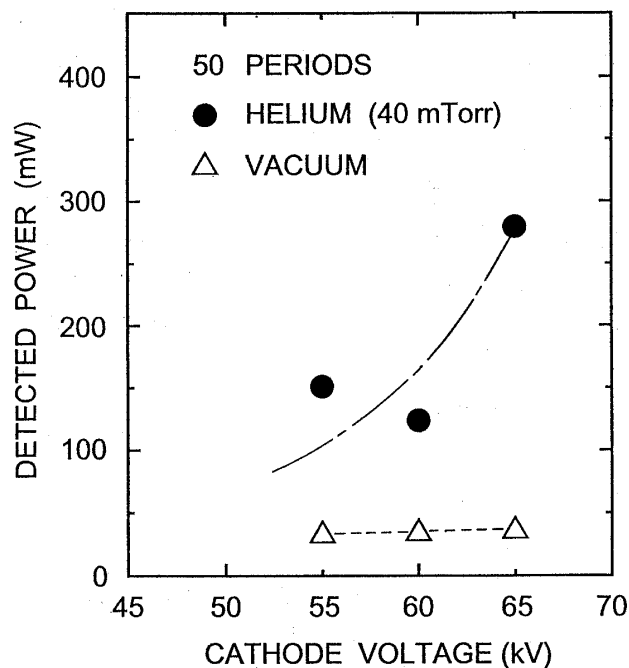


Fig. 10 Detected microwave power vs. cathode voltage for the cases of vacuum (triangles) and of helium gas of 40mTorr (solid circles).

4. 考察および検討

まず, Fig. 5 で, 気体を満たした場合, 断面形状が大きく広がった理由は, 電子ビームにより気体が電離してプラズマが生成し, それが比較的長時間存在するために, ダメージ・パターンが大きく見えたと考えられる. 電子ビームの測定では, Fig. 6 でわかるように, プラズマがある場合, ビーム電流値がやや大きくなった. この上昇は, 気体がプラズマ化し, 電子ビームの荷電中和, 電流中和が起きたためと思われる. この場合, 電子ビームの質的改善が行われる結果, ビーム電流は逆方向に流れる電流を差し引いても, 更に上回るようになる. しかし, He ガスの場合, 距離の増大と共に少し減っているのは, 管壁への損失或いは拡散が起こっているのかもしれない.

Fig. 8 は, マイクロ波出力とガス圧力の関係である. Ar ガスと He ガスの場合ともに, 特定の圧力でマイクロ波出力の最大値が存在する. この我々の実験結果は, メリーランド大学[11]および UCアーバイン[13]の X バンド・プラズマ BWO の結果と定性的に一致した. Fig. 8 で, Ar の場

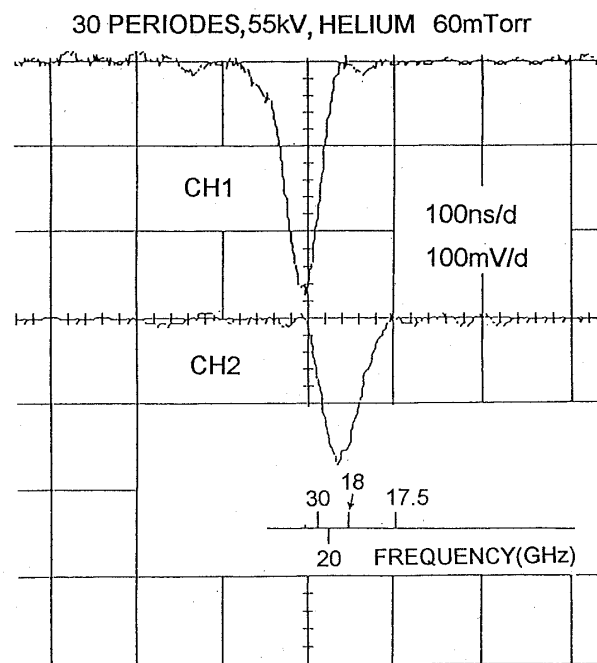


Fig. 11 A typical microwave output signal from the large diameter plasma filled BWO. Upper and lower waveforms are prompt and delayed signals, respectively. From both signals, one can measure the oscillation frequency.

合の方が He よりも低い気圧で出力が増大するが、ガスの種類に比較的無関係なプラズマ密度の最適値があると想像される。カラム研究所のデータによると、電子ビームのエネルギー60keVにおける衝突電離断面積は Ar では $2 \times 10^{-18} \text{cm}^2$, He では $3.5 \times 10^{-19} \text{cm}^2$ であって、前者は後者より10倍近く大きい[18]。ビームによるプラズマ密度 n_p の生成のレート方程式は、電離断面積 σ , ビーム速度 v , ビーム密度 n_b およびガス密度 n_0 に比例し、次式で表される。

$$\frac{dn_p}{dt} = n_0 n_b \sigma v \quad (2)$$

Fig. 8 で、マイクロ波発振効率は0.17%以下と低いため、考察には線形理論が適用できると仮定する。また、生成されたプラズマの磁場による閉じ込めは完全であると仮定する。そこで、(2)式で σ , v , n_b および n_0 はすべて一定で、右辺は一定である。したがって、プラズマ密度 n_p は時間的に直線的に増大する。仮に、Fig. 5 において、円環状ビームの幅を、Ar, He の両方の場合に1.4mm と仮定し、エネルギー60keVの電子ビームの立ち上がり時間を考慮する。プラズマ密度は、入射後100nsでは、Arの場合 $1.3 \times 10^{10} \text{cm}^{-3}$, Heでは、 $2.6 \times 10^{10} \text{cm}^{-3}$ となる。すなわち、出力の最大値を与える気圧では両者のプラズマ密度は大体等しいようである。しかし後述のように、この推定密度は、プラズマ BWO の線形空間成長率から推定される値よりもはるかに小さい。もっと大きな推定密度を得るためには、(2)式の右辺で生成されたプラズマによる増殖の効果、すなわち $n_0 n_p \sigma v_t$ をつけ加える必要がある。ただし v_t はプラズマの電子熱速度である。この効果は、プラズマの電子温度を測定していないので、具体的には計算出来ない。しかし、Fig. 8 の実験結果は、我々が設計・製作した大口径 BWO においても、マイクロ波出力に対して最適なプラズマ密度が存在することを示している。

遅波構造の周期数とマイクロ波出力の関係を、Fig. 9 の結果から考察する。まず第一に、周期数0の場合は、BWO としての発振はあり得ない。

それでも若干出力が見られるのは、電子ビーム自体からの電磁放射、または、バルカトル（仮想陰極管）動作[1,4]によるものと考えられる。プラズマが存在する場合の方が、数倍出力が大きいことから見て、後者である可能性が強い。第2に、三角印で示す真空の場合は、70周期でようやく BWO 動作が始まっている。一方、黒丸で示したように、プラズマがある場合は30周期以上で BWO の動作が起こり、出力も数倍以上大きくなり、プラズマの効果により空間的成長率が增大している。プラズマ BWO では、空間的成長率が大きくなり、遅波構造の軸方向の長さを短くでき、装置のコンパクト化が可能であると推測される。

Fig. 9 のプラズマ BWO の出力は、周期数に対して飽和しておらず、発振状態は線形成長の段階にあると思われる。この場合、プラズマによる出力増大機構は、次のようである。Ali らが行った線形解析[16,19]によれば、遅波回路中に局在する擾乱は絶対不安定であって、空間的・時間的に単調増大する。その時間的・空間的成長率は無限次元の行列方程式の鞍部点の複素周波数および複素波数の虚数部で与えられる。プラズマ密度の上昇と共に後進波の群速度が減少し空間的成長率が増大するが、ある密度以上では時間的成長率が負となる[16]。すなわち発振が停止して進行波管となる。この境界が π モードの発振状態であり、Fig. 8 における出力のピーク値を与えると考えられる。

Fig. 10 における、ビーム・エネルギーに対するマイクロ波出力の測定結果を考察する。ビーム・エネルギーが高くなると、マイクロ波出力は、He ガスを満たした場合は増大したが、真空の場合はほとんど変化がなかった。プラズマがある場合、ビーム・エネルギーの増大と共にマイクロ波出力が増大する理由は、ビーム・エネルギーと共にプラズマ密度が増大し、ビーム・モードと TM_{01} モードとの交点付近で後進波の群速度が下がり、相互作用時間が長くなる[16]。次に述べるように、発振領域が π モードに近づき空間的成長率が大きくなるからである[17,19]。Fig. 9 のプラズマ BWO の出力増大（一点鎖線）から、線

形空間成長率を求めてみると, 0.06cm^{-1} である。Fig. 12 には, 絶対不安定のサドル点解析により求めた線形空間成長率のプラズマ密度依存性の理論曲線を示す。実線が幅1.4mmの円環状ビームおよびプラズマを仮定した場合, 点線は極端な場合として幅0.2mmを仮定した場合である。実線の方が対応するプラズマ密度が小さく, 本実験に近いと思われるので, この場合について考える。線形空間成長率 0.06cm^{-1} に対する密度は約 $5 \times 10^{13}\text{cm}^{-3}$ となり, これを黒丸で示す。この密度は, 先に(2)式より求めた値よりも2000倍程度大きい。すなわち, (2)式のレート方程式では不十分であって, ビームにより生成されたプラズマ自体による電離の増殖過程を考慮しなければならない。

Fig. 11 からわかるように, 観測された発振周波数は18~21GHzである。設計周波数24GHzに較べて, 測定された周波数はやや低い。その理由としては, 次のようなものが考えられる。Fig. 13 (a) には, TM_{01} モードの分散式とビーム直線(電流は0A)を示す。両者の交点が予想される発振周波数である。まず, 設計ではビーム・エネルギー100keVを想定したが, 実験は60~65keVで行ったため, 発振周波数は24GHzよりもやや低くなった。また, ビーム・モードに空間電荷効果, すなわち電流が0でない影響を考えると, Fig. 13 (a) よりも更に発振周波数は下がる。Fig. 13 (b) に, ビーム・エネルギーと発振周波数の関係を示す。実線は, Fig. 13 (a) の交点から求めた。点線は, 発振に寄与するスロー・ビーム・モードの空間電荷効果による周波数低下を示す。更に周波数低下の原因として, 垂直速度成分 v_{\perp} の存在が考えられる。理論解析では, 磁界が十分大きいと仮定してこれを無視した。実験では, Fig. 3 の電極配置からくる v_{\parallel} の20%程度の v_{\perp} が存在する。BWOの発振に寄与するのは, 磁界方向の速度 v_{\parallel} であり, v_{\perp} が大きいと磁界方向のビーム・エネルギーが等価的に減ったことになる。以上の理由により, 観測周波数が20GHz程度に低くなったと思われる。

Fig. 13 でわかるように, TM_{01} モードとビーム・モードの直線の交点における前者の群速度は

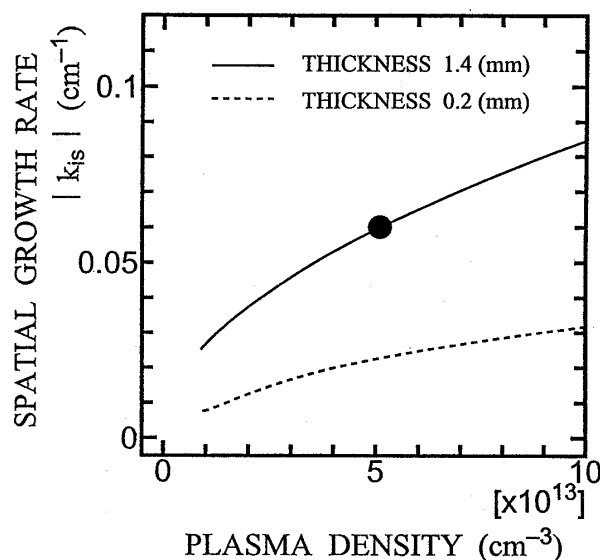


Fig. 12 Spatial growth rate vs. plasma density with the thickness of 1.4mm (solid curve) and of the 0.2mm (dashed curve) of the annular beam.

負であって, ビーム・エネルギー100keVのとき0に近く, これが π モード発振である。ビーム・エネルギーが低下するにつれて, 群速度の絶対値が大きくなって, ビームとマイクロ波の相互作用時間が短くなり, ある長さのBWOを考えた場合, 発振出力が低下する。プラズマが存在すると, 群速度が0に近づくので出力が増大する[16]。

Fig. 8 に関して述べたように, マイクロ波の最大発振効率 η は0.17%である。低効率であった主な理由は, 実験で用いた電子ビームのエネルギーは65keVであり, 設計値100keVに比べて低かったためと思われる。本実験で用いた大口径BWOでは, ビーム・エネルギーが下がると, 真空の場合の線形空間成長率の変化, つまり100keVで 0.25cm^{-1} (Table 1) が予想されたが, 65keVでの実測値はFig. 8からわかるようにプラズマが存在する場合でも, 0.06cm^{-1} となり, ビームとマイクロ波の結合が弱くなっている。発振効率を向上させるには, ビーム・エネルギーを上げるか, ビームとマイクロ波の相互作用を増大させるための別の機構, すなわち, 異常ドップラー・サイクロトロン波によるポジティブ・フィードバックを利用する必要がある。別の報告で述べるように, ビーム・エネルギーを上げた場合, 大口径BWO

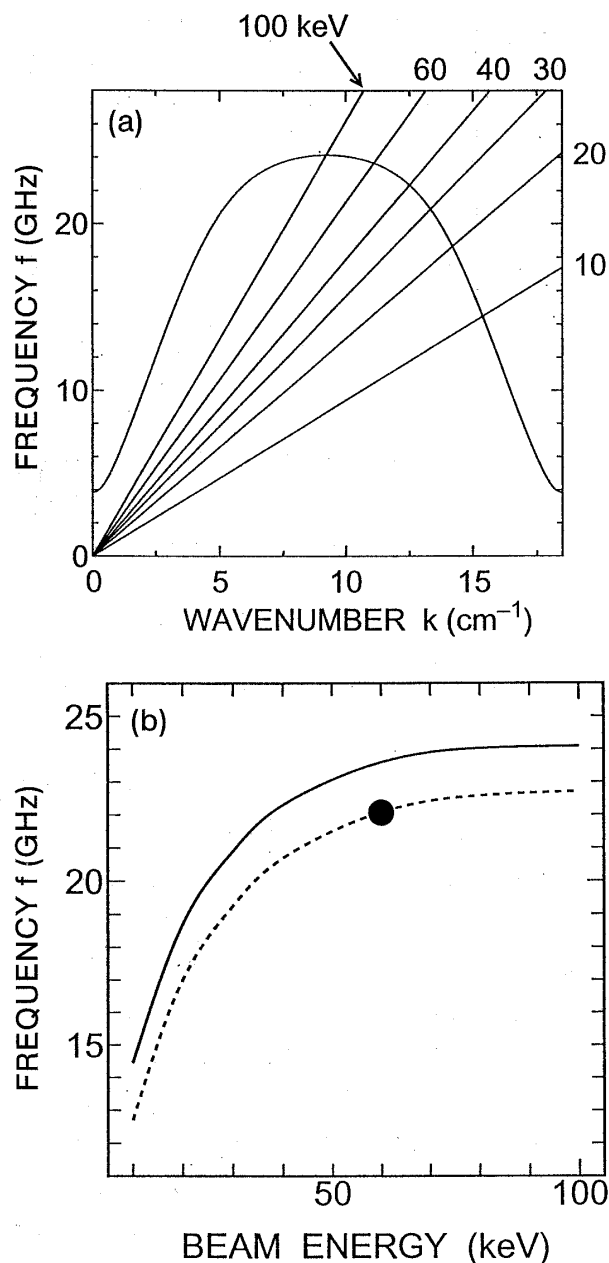


Fig. 13 (a) Dispersion curves of slow wave structure. Straight lines are beam modes with respective energy and zero currents. (b) Expected oscillation frequency vs. beam energy. Solid and dashed curves are, respectively, for the cases with zero and 200A beam currents. Black circle shows an expected oscillation frequency.

の発振が大きくなる結果を得ている。また、本実験では印加磁界を十分強くとしたが、特定の共振条件を満たす場合、更に効率が增大する。これらの実験結果については、次の機会に発表する。

一般に、プラズマ BWO の発振出力が飽和する

理由として、いくつかの物理的機構が提案されている。Lin と Chen [20] の計算機実験では、プラズマの存在により電磁波の位相速度が減少し、マイクロ波に変換できるビーム・エネルギーが増加すると述べている。また Botton と Ron [21] は、プラズマ BWO の出力増大は Distributed Feedback (DFB) 機構であると提案している。これは、発振したマイクロ波の定在波のポンデロモータイブ力によりプラズマが密度変調され、これが回折格子の働きをして、マイクロ波をポジティブ・フィードバックして発振を強める。小椋らは、遅波回路の中に中心軸付近だけにプラズマ柱があると、電気力線が管壁に押しやられ、ビームとポインティング・ベクトルの相互作用が強くなることを報告している [22]。本実験では、発振効率が小さいため飽和出力が得られなかったが、いずれの飽和機構が支配的であるかを調べるのは、今後の実験的研究課題である。

5. まとめ

著者らは、従来より高い周波数で高出力の発振を得るために、大口径の遅波導波管を設計・製作し、BWO の実験を行った。100keV のビーム・エネルギーで、24GHz 付近で発振する遅波導波管を製作し、65keV のビーム・エネルギーを用いて実験した。発生した電子ビームは、半径 26.3mm でありピーク電流値は 200A 程度が得られた。Figs. 5, 6 に示したように、プラズマの存在によってビーム伝播が改善できた点を強調したい。更に、BWO によるマイクロ波の発振に対して、プラズマの存在が有効であることを確認した。後進波発振器としてのマイクロ波出力は、真空の場合よりも適当な圧力のガスを満たし、プラズマを生成した場合、約 3~10 倍大きくなった。この場合のマイクロ波出力の最大発振効率は 0.17% であった。従来の X バンドのプラズマ BWO の効率は 40% に達しており、これに比べて本実験の効率は低い。ただし、陰極印加電圧を上げると、Fig. 10 のように、プラズマ後進波発振器の発振出力が大きくなったので、今後は、ビーム・エネルギーを 100keV 以上に上げて実験を行うことが

課題である。発振周波数は65keVの低い電圧を用いたため、18~21GHzであり、予想した計算値よりも小さかったが、それはビームの空間電荷やビーム速度の垂直方向成分の存在の影響で説明できる。

結論として、本論文は大口径プラズマ後進波発振器を製作して実験を行い、マイクロ波出力を測定した。プラズマが存在すると、マイクロ波出力や性能が向上することを確認した。

最後に、本研究は核融合科学研究所における共同研究として行ったものである。遅波構造の設計・製作に御援助をいただいた大久保邦三教授、久保伸博士、杉戸正治技官をはじめ関係各位に深く感謝致します。

参考文献

- [1] V. L. Granatstein and I. Alexeff, *High-Power Microwave Sources*, (1987) Artech House, Boston.
- [2] *Special Issue on High-Power Microwave Generation* IEEE Trans. Plasma Sci. **PS-18**, 3 (1990).
- [3] T. J. Orzechowski, B. R. Anderson, J. C. Clark, W. M. Fawley, A. C. Paul, D. Prosnitz, E. T. Scharlemann, S. M. Yarema, D. B. Hopkins, A. M. Sessler and J. S. Wurtele, Phys. Rev. Lett. **57**, 2172 (1986).
- [4] M. Yatsuzuka, Y. Hashimoto, M. Sato, I. Ohta, T. Kaneko, S. Nobuhara and T. Tazima, J. Phys. Soc. Jpn. **60**, 352 (1991).
- [5] 南 一男: プラズマ・核融合学会誌 **69**, 210 (1993).
- [6] S. P. Bugaev, V. A. Cherepenin, V. I. Kanavets, V. I. Koshelev, V. A. Popov and A. N. Vlasov, IEEE Trans. Plasma Sci. **PS-18**, 518 (1990).
- [7] S. P. Bugaev, V. A. Cherepenin, V. I. Kanavets, A. I. Klimov, A. D. Kopenkin, V. I. Koshelev, V. A. Popov and A. I. Slepikov, IEEE Trans. Plasma Sci. **PS-18**, 525 (1990).
- [8] R. A. Kehs, A. Bromborsky, B. G. Ruth, S. E. Graybill, W. W. Destler, Y. Carmel and M. C. Wang, IEEE Trans. Plasma Sci. **PS-13**, 559 (1985).
- [9] R. A. Kehs, Y. Carmel, V. L. Granatstein and W. W. Destler, Phys. Rev. Lett. **60**, 279 (1988).
- [10] Yu. V. Tkach, N. P. Gadetskii, Yu. P. Bliokh, E. A. Lemberg, M. G. Lyubarskii, V. V. Ermolenko, V. V. Dyatlova, S. I. Naisteter, I. Magda, S. S. Pushkarev and G. V. Skachek, Fiz. Plazmy **5**, 1012 (1979) [Sov. J. Plasma Phys. **5**, 566 (1979)].
- [11] K. Minami, W. R. Lou, W. W. Destler, R. A. Kehs, V. L. Granatstein and Y. Carmel, Appl. Phys. Lett. **53**, 559 (1988).
- [12] Y. Carmel, K. Minami, R. A. Kehs, W. W. Destler, V. L. Granatstein, D. Abe and W. L. Lou, Phys. Rev. Lett. **62**, 2389 (1989).
- [13] X. Zhai, E. Garate, R. Prohaska and G. Benford, Appl. Phys. Lett. **60**, 2332 (1992).
- [14] J. A. Swegle, R. A. Anderson, J. F. Camacho, B. R. Poole, M. A. Rhodes, E. T. Rosenbury and D. L. Shaeffer, IEEE Trans. Plasma Sci. **21**, 714 (1993).
- [15] K. Minami, Y. Carmel, V. L. Granatstein, W. W. Destler, W. L. Lou, D. K. Abe, R. A. Kehs, M. M. Ali, T. Hosokawa, K. Ogura and T. Watanabe, IEEE Trans. Plasma Sci. **18**, 537 (1990).
- [16] M. M. Ali, K. Minami, K. Ogura, T. Hosokawa, H. Kazama, T. Ozawa, T. Watanabe, Y. Camel, V. L. Granatstein, W. W. Destler, R. A. Kehs, W. R. Lou and D. Abe, Phys. Rev. Lett. **65**, 855 (1990).
- [17] M. M. Ali, K. Minami, S. Amano, K. Ogura and T. Watanabe, J. Phys. Soc. Jpn. **60**, 2655 (1991).
- [18] R. L. Freeman and E. M. Jones, *Atomic Collision Process in Plasma Physics Experiments*, Culham Laboratory, Abingdon Berkshire (1974).
- [19] M. M. Ali, K. Ogura, K. Minami, T. Watanabe, W. W. Destler and V. L. Granatstein, Phys. Fluids **B4**, 1023 (1992).
- [20] A. T. Lin and L. Chen, Phys. Rev. Lett. **63**, 2808 (1989).
- [21] M. Botton and A. Ron, Phys. Rev. Lett. **66**, 2468 (1991).
- [22] K. Ogura, K. Minami, M. M. Ali, Y. Kan, T. Nomura, Y. Aiba, A. Sugawara and T. Watanabe, J. Phys. Soc. Jpn. **61**, 3966 (1992).