乱流プラズマ計測用光励起遠赤外レーザー

中村政太郎, 佐野一也, 築島隆繁

(名古屋大学工学部)

(55年4月4日受理)

Optically Pumped Far Infrared Laser for Plasma Diagnostics

Masataro NAKAMURA, Kazuya SANO, and Takashige TSUKISHIMA

(Received April 4, 1980)

Abstract

A CW FIR Laser pumped by a CO₂ Laser is constructed. Eleven Oscillation lines are obtained in the range from 70 μm to 700 μm . Both CH₃OH and HCOOH are used as operating gases. A Michelson-type interferometer is designed for density measurements of a linear turbulently heated plasma.

§ 1. はじめに

電磁波による散乱干渉放射などのプラズマ計測は高温プラズマに有効であるが、プラズマの高密度化に伴い用いる電磁波の波長は4mm, 2mmと短くなっており、核融合を目指すプラズマ実験装置においては遠赤外つまりサブミリ波を用いた診断計測が注目されている。これはサブミリ波によって次のような測定が可能となるためである。1) 透過干渉法による密度測定。2) 遠赤外レーザー散乱によるイオン温度又は密度揺動の測定。3) サイクロトロン放射測定。4) ファラデー回転法による電流分布測定。

サブミリ波領域の光源として, レーザーでは放電励起によるものと光励起によるものが考えられる。放電励起によるものでは H_2O レーザー, HCN レーザーがあり数本の発振線が得られている。これに対し光励起によるものでは現在サブミリ波領域で約千本の発振線が得られており現在も開発が進められている。

光励起による遠赤外レーザーとは, CH_3OH などの分子を CO_2 レーザーなどのコヒーレントな光により励起しその励起振動状態における回転準位間の遷移によりサブミリ波の発振を得るものである。つまり, コヒーレント光による励起の場合には放電励起では反転分布が得られないような準位間にも反転分布の形成が可能となるのでこのように多くのラインでの発振が得られることになる。光励起による方式では励起に用いるガスの種類およびレーザーの周波数をかえることによりFIRの共振器には変更を加えることなく異なった波長の発振が可能となる。

そこで, 本研究では直線型乱流加熱装置 (THE NU-1) で得られる乱流プラズマの診断に適用することを目的として光励起による遠赤外レーザーの試作を行なった。また, このレーザーを用いた干渉法による密度測定について検討を行なった。以下2章では光励起遠赤外レーザーの試作, 3章では密度測定への応用について述べる。4章ではまとめとして本研究において得られた結果と今後の課題について述べる。

§ 2. 光励起遠赤外レーザーの試作

2.1 動作原理および試作装置^{1, 2)}

光励起による遠赤外レーザーは1970年Changらが CH_3F から $496\mu\text{m}$ の発振を得て以来急速な発展をとげている。光励起レーザーでは低圧力のガス分子に赤外光をあて分子を基底振動状態から励起振動状態に励起する。励起振動状態には多くの回転準位があり, それらの常温における分布確率密度は非常に小さいので容易に反転分布が形成されることになる。光励起遠赤外レーザーとはこの励起振動状態の回転準位間の遷移によりサブミリ波の発振を得るものである。

試作したレーザーの概略図を図1に示す。励起用のレーザーにはアポロ社の550B型 CO_2 レーザーを用いた。このレーザーの出力は連続発振で約30Wで, ライン選択のための回折格子および共振器長調整のためのPZTを備えている。遠赤外 (FIR) 共振器は, 導波管とアルミ蒸着のフラットミラーより成っている。導波管としては長さ1.3m内径が24φ又は36φのバイレックスチューブを用いた。

乱流プラズマ計測用光励起遠赤外レーザー

図 1. 光励起遠赤外レーザー概略図

一般に中空円筒誘電体導波路の損失は次式で与えられる。³⁾

$$\alpha_{nm} = \left(\frac{u_{nm}}{2\pi} \right)^2 \frac{\lambda^2}{a^3} R_e(\nu_n) \quad (1)$$

$$\nu_n = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{\nu^2 - 1}} & \text{for TE}_{0m} \\ \frac{\nu^2}{\sqrt{\nu^2 - 1}} & \text{for TM}_{0m} \\ \frac{1}{2} \frac{(\nu^2 + 1)}{\sqrt{\nu^2 - 1}} & \text{for EH}_{nm} \end{cases}$$

ここで a は導波管の内径, λ は波長, u_{nm} は $J_{n-1}(u_{nm}) = 0$ の m 番目の根, ν はバイレックスガラスの複素屈折率である。

損失が少なく直線偏光の出力が得られる EH_{11} モードについて, 内径が 24ϕ および 36ϕ の場合についての波長に対する減衰定数を図 2 に示す。(1)式を用い, ν は $\nu = 2.55 + i0.25$ とし虚数部を無視して $\nu = 2.55$ で計算を行なった。⁴⁾

図 2. EH_{11} モードの減衰定数

CO_2 レーザ光は焦点距離 25 cm の NaCl レンズで絞リミラー中心にあけられた穴より入射する。FIR 共振器の一方のミラーは縦モード調整のため差動マイクロメータヘッドに取り付けられており微動できるようになっている。FIR の取り出しにはホールカップリング法を用いた。FIR 出力側の窓にはテフロンを用い CO_2 レーザ光をカットしている。サブミリ波の検出には焦電型検出器を用いた。

2.2 発振特性

発振波長は FIR 共振器の一方のミラーを微動させて同調曲線を描くことにより知ることができる。図 3 (A) は励起ガスとして CH_3OH を用い CO_2 レーザ 9 μm バンドの P36 ライ

乱流プラズマ計測用光励起遠赤外レーザー

図 3. 同 調 曲 線

ンで励起した時のもので $118\mu\text{m}$ の発振を示している。図 3 (B) はガスとして HCOOH を用いた時のもので $432\mu\text{m}$ の発振を示している。

(A) 発振出力対ガス圧 この方式のレーザーに用いる導波管の内径は小さいもののほうが振動脱励起を促進し効率がよくなることが知られている。そこで、本研究ではパイレックスチューブの内径を 36ϕ および 24ϕ の 2 種類とし使用波長によって使いわけた。図 4 (A) は CH_3OH $118\mu\text{m}$ について導波管の内径を 36ϕ および 24ϕ とした時の励起ガスの圧力に対する FIR 出力の変化を示したものである。この波長では EH_{11} モードの損失は

図 4. FIR 出力の圧力変化

36φで0.1%/m，24φで0.4%/mと非常に小さい。最適圧力は36φを用いた場合150mtorr 付近にあるが，24φの場合には300mtorr 付近と高くなっている。得られた出力は24φのほうが10倍程大きな出力が得られている。これは最適圧力の増加

による利得の増加と24φの場合の出力の取り出し率が大きくなっているためと思われる。同じく圧力変化をHCOOHの432μmについて示したのが同図(B)である。この場合最適圧力はやはり管径の小さな24φのほうが高くなっているが得られた出力は24φのほうが小さくなっている。波長432μmでは導波管の損失が36φで1.5%/m, 24φで5.0%/mと大きくなっている。つまり、波長432μmでは、圧力の増加による利得の増加よりも導波管の損失の増加の方が大きく出力に影響していると思われる。

(B) 発振モードの推定 次に得られた同調曲線より発振モードの推定を行なった。パイレックチューブの低損失なモードについて各モードの位相速度より内径36φ長さ1.3mの場合についてモード間隔を計算より求め、実験より得られた同調曲線と比較を行なった。⁴⁾

各モードの位相速度は、複素屈折率の虚数部を無視して、

$$\beta_{nm} = \frac{2\pi}{\lambda} \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{u_{nm}\lambda}{2\pi a} \right)^2 \right] \quad (2)$$

とあらわされる。

nmモードの共振条件は、

$$\beta_{nm} L_{nmq} = (q+1)\pi \quad (3)$$

であらわされる。ここで、 L_{nmq} はミラー間の定在波の節がq個ある時の共振器長である。

(2)式と(3)式より、低次のモード($u_{nm} \leq 10$)に対して、 $(u_{nm}\lambda/2\pi a)^2 \ll 1$ を用い、

$$L_{nmq} = \frac{\lambda}{2} \left[(q+1) + \frac{L\lambda}{a^2} \left(\frac{u_{nm}}{2\pi} \right)^2 \right] \quad (4)$$

となる。ここで、 $L = \frac{\lambda}{2} (q+1)$ である。

(4)式より、 $2a = 36\text{mm}$, $L = 1.3\text{m}$, $\lambda = 303\mu\text{m}$ の場合についてEH₁₁モードと各モードとの間隔を計算より求めた。図5にHCOOHの303μmについて得られた同調曲線を示した。図中の矢印は計算より求めた各モードの位置で、矢印の上には各モードの共振器一往復あたりの損失を示した。

もっとも大きな出力が得られたのは、損失の小さなEH₁₁モードである。EH₁₂は損失

図 5. 発振モードの推定

が大きいにもかかわらず, TE_{01} , EH_{21} 等より大きな出力が得られているのは, EH_{11} および EH_{12} は導波管の中心付近で大きな強度をもつモードであるのに対し, 他のモードは中心付近で小さな強度しかもたないためと思われる。

CO_2 レーザのラインの中心周波数と分子の吸収ラインは完全には一致していない。そこで有効な光励起を行なうためには, PZTにより CO_2 レーザの共振器長を調整し, CO_2 レーザの発振周波数を吸収ラインに合わせる必要がある。図6はPZTに電圧を加え CO_2 レーザ共振器長を変化させた時の CO_2 レーザの出力とFIRの出力を示したものである。共振器長の変化 ΔL に対する発振周波数の変化 $\Delta \nu$ は, 次の同調方程式で示される。

$$-\frac{\Delta \nu}{\nu} = -\frac{\Delta L}{L} \quad (5)$$

ここで, ν および L は CO_2 レーザの発振周波数および共振器長を示す。図より, $HCOOH$ $432 \mu m$ のポンプラインは CO_2 レーザ9R18ラインの中心より約16 MHz 高いところにあることがわかる。

本研究では励起ガスとして, CH_3OH および $HCOOH$ を用いた。表1にこれらのガスより得られた発振線とそのポンプラインおよび各発振線の相対強度を示す。 CH_3OH の $118 \mu m$ と $HCOOH$ の $432 \mu m$ では同程度の強さの発振が得られた。 $He-Ne$ レー

図6. PZT印加電圧対CO₂ レーザおよびFIRレーザ出力

ザ光について校正した焦電検知器により測定したところ2つのラインの出力は約3mWと推定される。

2.3 光音響効果の利用⁵⁾

光励起が可能となるのはガス分子の吸収ラインがCO₂ レーザの発振ラインとドップラー幅内で一致しているからである。つまり、光励起を行なうためには、吸収のおこるラインを見つけなくてはならない。そのために、光音響効果を用いた。これは、ガスを満たしたセルにチョップした光を入れると吸収に応じた圧力変化が生じるので、それをコンデンサーマイクの信号として取り出し、吸収の目やすとするものである。実験では、ガスセルとしてFIR共振器そ

中村，佐野，築島

VAPOR	WAVELENGTH (μM)	PUMP LINE	RELATIVE INTENSITY	
<chem>HCOOH</chem>	303	9R2	7	36 ϕ PYREX TUBE COUPLING HOLE 1.5MM ϕ
	394	9R18	85	
	432	9R20	100	
	447	9R22	8	
	458	9R34	4	
	530	9R28	14	
	743	9R36	1	
<chem>CH3OH</chem>	70	9P34	25	24 ϕ PYREX TUBE COUPLING HOLE 1.5MM ϕ
	96	9R10	25	
	118	9P36	100	
	570	9P16	10	

表 1. 得られた発振線

図 7. 光音響効果の利用

のものを用い、共振器内にコンデンサーマイクをセットした。図7はこの時のようすを示したもので、マイクの信号が大きな所はFIRのポンプラインと一致している。

つまり、FIRの発振を得るには、CO₂ レーザの回折格子の角度を変化させ、マイクの信号によりポンプラインを見つけ(図7(A)で鋸歯状波的に観測されている発振ラインの一つに固定)さらにPZTによりドップラー幅内でCO₂ レーザの発振周波数を変化させ、吸収の中心にセット(図6参照)した後、ガス圧およびFIRの共振器長を調整すればよい。光音響効果を利用することにより、HCOOHでは波長303 μmから743 μmまで7本、CH₃OHでは70 μmから570 μmまで4本の発振線を容易に確認することができた。

§ 3. 密度測定への応用

3.1 測定対象と使用波長

試作したFIRレーザーによるプラズマ計測への応用として、直線型乱流加熱装置THE NU-1の密度測定について検討を行なった。測定対象となるTHE NU-1プラズマは、初期密度が $10^{12} \sim 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ 、直径が3cm、現象のtimeは約30 μsecとなっている。

一般に、プラズマの半径をaとして、プラズマの電子密度分布をパラボリックと仮定すると、密度分布は $n_e(r) = n_{e0}(1 - r^2/a^2)$ で示される。ここで n_{e0} は中心の密度である。波長 λ_b のプローブ光がプラズマの中心を通った時の位相シフト $\Delta\phi$ は次式で示される。⁶⁾

$$\frac{\Delta\phi}{2\pi} = \frac{1}{\lambda_b} \int_{-a}^{+a} \left[1 - \left(1 - \frac{n_e(r)}{n_{c0}} \right)^{\frac{1}{2}} \right] dr \quad (6)$$

ここで、 n_{c0} はcutoffのプラズマ密度である。 $n_{e0} \ll n_{c0}$ の時には

$$\left(\frac{\Delta\phi}{2\pi} \right)_{n_{e0} \ll n_{c0}} = \frac{2}{3} \frac{a}{\lambda_b} \frac{n_{e0}}{n_{c0}} \quad (7)$$

となり、位相シフト量は中心密度に対して線形となる。図8は、プラズマの直径を3cmとし、電子密度分布をパラボリックと仮定した時の中心密度、使用波長に対するフリンジ数を示したものである。

検出器として焦電検知器を用いた時、レーザーの出力としては、できるだけ大きなものが要求される。そこで、今回得られた発振線ではCH₃OHの118 μmかHCOOHの432

図 8. 中心密度, プローブ波長対フリンジ数

μm が考えられる。このうち, 適当なフリンジ数が得られるものとして, HCOOH の432 μm を用いることにした。波長432 μm のプローブ光を用いた場合, 中心密度 6×10^{13} で0.23フリンジとなる。

3.2 試作干渉計

焦電検知器を用い, 今回試作したレーザの出力で, どれだけのS/N比で干渉信号が得られるかが問題となる。そこで, THE NU-1への適用が可能な大きさで干渉計を組み予備実験を行なった。図9に試作した干渉計の概略を示す。予想フリンジ数が小さいため, 干渉計としてはダブルパスのマイケルソン型を採用した。FIRレーザからのビームの変換用, および, 焦電検知器の直径2mmの素子への集光用として, ポリプロピレンのレンズを用いた。ミラーはアルミ蒸着のフラットミラーで, 一方は微動できるようになっている。ビームスプリッターとしては, 厚さ25 μm のマイラーフィルムを用いた。FIRレーザからの出力は直径4mmの結合孔より取り出す。この時, 出力のビームは大きな広がり角をもっているため, レンズによって適当なビームに変換する必要がある。

一般に $Z=0$ でwaistをもつガウシアンビームの位置 Z でのspotサイズ $\omega(Z)$ と波面の曲率半径 $R(Z)$ は次式で示される。⁷⁾

乱流プラズマ計測用光励起遠赤外レーザー

D : PYROELECTRIC DETECTOR
L : POLYPROPYLENE LENS
M₁, M₂ : FLAT MIRROR
BS : BEAM SPLITTER
(25μm MYLAR FILM)

図9. 試作干渉計

$$\omega^2(Z) = \omega_0^2 \left(1 + \frac{Z^2}{Z_0^2} \right) \quad (8)$$

$$R(Z) = Z \left(1 + \frac{Z_0^2}{Z} \right)$$

ただし、 $Z_0 = \pi \omega_0^2 / \lambda$ 、 $\omega_0 = \omega(0)$ で、スポットサイズは電界が中心軸上の値の $1/e$ になる半径として定義されている。

直径4mmの結合孔からのFIRビームは、出力ミラーの位置で $\omega_0 = 1.4\text{mm}$ のwaistをもつガウシアンビームとした時測定値とよく一致した。図10はこのビームが焦点距離27cmのレンズにより変換されるようすを示したものである。実線は計算により求めたスポットサイズを示している。黒丸は、焦電検知器により測定した強度分布の $1/e$ となる巾を $\sqrt{2}$ 倍し、電界分布に直した値を示している。レンズによって変換されたビームは、レンズより83cmの位置で約6mmのwaistをもつビームとなっている。図で参照ビームが検出器の前の集光用レンズに入る位置はD₁、もう一方のビームが集光用レンズに入る位置はD₂で示した。予備実験を行なった配置では、2つのビームの集光用レンズでのスポットサイズは異なっており、ミス

図 10. レンズによるガウシアンビームの変換

マッチングとなっている。実際の使用には，配置を変更し，モードマッチングを行なう必要がある。

3.3 焦電型検出器による結果および検討

前節で述べた干渉計に試作した F I R レーザを用い予備実験を行なった。検出器には，焦電型検出器を用いた。焦電素子にはモレクトロン社の P 1 - 1 2 を用い，電圧モードで使用した。負荷抵抗 R_L は $1\text{ M}\Omega$ ，初段 F E T アンプの帯域は 3 MHz となっている。焦電型検出器の応答速度は焦電素子の容量 C_s と負荷抵抗 R_L による時定数で決まる。今回用いた素子では $C_s = 30\text{ pF}$ であり， $\tau = R_L C_s = 30\text{ }\mu\text{sec}$ となる。応答速度を速くするには R_L を小さくすればよいが，感度は R_L に比例して小さくなる。

干渉計の一方のミラーを微動させた時の検出器の出力電圧の変化を図 11 に示す。二つのビームが同相および逆相の時の差として，検出電圧 70 mV が得られた。これが 0.5 フリンジの位相シフト量に相当する。この時，検出器のノイズは 3 mV であり，これは初段の F E T によるものである。これより，最少読み取りフリンジ数は 0.025 フリンジとなる。

T H E N U - 1 の密度測定のためには，検出器の応答速度として最低 $1\text{ }\mu\text{sec}$ 程度が必要と思われる。焦電型検出器でこの応答速度を得ようとするとき， R_L として $1\text{ M}\Omega$ の $1/30$ のものを使わなくてはならず，その時，感度は $1/30$ となり，現在得られている F I R レーザの出力では使用不可能となる。現在得られている出力で使用する場合には， InSb や Ge:Ga

図 1.1. 焦電型検出器による結果

等の光伝導型の検出器，又は，ショットキーバリアダイオード等，他の検出器を用いる必要がある。

§ 4. ま と め

4.1 本研究で得られた結果

- i) サブミリ波領域における有力な光源である光励起による遠赤外レーザーの試作を行ない，波長 $70 \mu\text{m} \sim 700 \mu\text{m}$ で 11 本の発振線を得た。
- ii) 干渉法による密度測定について検討を行ない，現在得られている F I R レーザの出力で，焦電型検出器を用いた場合，応答速度 $30 \mu\text{sec}$ ，最少読み取りフリンジ 0.025 フリンジで使用可能なことが明らかとなった。

4.2 今後の課題

i) F I R レーザ出力の増大

本研究において得られた F I R レーザの出力は，もっとも強力な発振線で，ポンプ入力 30 W に対し，約 3 mW であった。現在この型の C W レーザで最も大きな出力が得られて

いるのは， CH_3OH の $118\ \mu\text{m}$ で，入力 60 W で 400 mW の F I R 出力が得られている。⁸⁾ これは， 2 m の F I R 共振器を用い， CO_2 レーザの入力方法および出力の取り出し方法の改良が行なわれた結果である。今回試作した F I R レーザにもこれらの改良を行なうことにより，出力の増加が可能であろう。

さらに，大きな F I R 出力を得るには，励起用の CO_2 レーザのパワーを大きくする必要がある。このためには，regenerative amplifier が有望であると思われる。

ii) F I R レーザ出力の安定化

F I R レーザの出力の変動の原因としては， CO_2 レーザおよび F I R レーザの共振器長の熱的な変動がある。 CO_2 レーザは，適切な励起周波数に安定化する必要がある。これには，stark 効果を利用する方法や出力のドップラーブロードニングの傾きを利用する方法⁹⁾ などがある。F I R 共振器の安定化としては，共振器間隔をネオセラムやインパール等の熱膨張係数の小さな材質をスペーサに用いることで充分と思われる。

iii) 密度測定について

THE NU-1 の密度測定を焦電型検出器を用いて行なうとすると，F I R レーザの出力としては現在の 30 倍程度のものが必要となる。現在の F I R レーザ出力で THE NU-1 の密度測定を行なうには，他の検出器を用いなくてはならない。光伝導型の検出器では， $118\ \mu\text{m}$ では $\text{Ge}:\text{Ga}$ ， $432\ \mu\text{m}$ では InSb の使用が可能である。

謝 辞

本論文を終わるにあたり，遠赤外レーザ試作について御教示いただきました，大阪大学の山中正宣氏，東京理科大学の長坂啓吾氏，ならびに，装置製作にあたりガラス管加工等で御協力いただきました。本学の森光雄氏に感謝いたします。本研究は文部省科学研究費補助金による援助を受けて行なわれた。

参 考 文 献

- 1) T.Y.Chang, IEEE MTT-22, 983 (1974)
- 2) M.Yamanaka, I. Opt. Soc. Am., 67, 952 (1977)
- 3) E.A.Marcatili, R.A.Schmeltzer, Bell. System. Tech. J., 43, 1783 (1964)
- 4) P.Belland, D.Veron, L.B.Whit bourn, J.Phys. D, 8, 2113 (1975)
- 5) 長坂啓吾, 堀場 一郎, レーザー研究, 7, 311 (1979)
- 6) P.Brossier, R.A.Blanken, IEEE MTT-22, 1053 (1974)
- 7) H.Kogelnik, T.Li. Appl. Opt., 5, 1550 (1966)
- 8) D.T.Hodges, F.B.Foote, R.D.Reel, Appl. Phys. Lett., 29, 662 (1976)
- 9) M.W.Lund, J.N.Cogan, J.A.Davis, Rev. Sci. Instrum., 50, 791 (1979)