二 波 長 干 渉 計

有本英樹, 長田昭義, 佐藤紘一, 平野恵一

名古屋大学プラズマ研究所

(54年12月6日受理)

Interferometry Using Two Lasers with Different Wavelength

H. Arimoto, A. Nagata, K. Sato and K. Hirano

(Received December 6, 1979)

Abstract

A Michelson type interferometer using two different wavelength, $10.6\ \mu\text{m}$ (CO_2 laser), $0.633\ \mu\text{m}$ (He Ne laser), has been investigated for plasma density measurement of STP-2 apparatus. It is demonstrated that the two different beams enable to cancel effects of mechanical oscillations which appear between the optical paths. Consequently, fringe shifts due to plasma density variation up to $1/100$ can be discriminated.

§ 1. 序 論

レーザーを光源とした干渉計を用いてプラズマの密度を測定する方法は最近の遠赤外レーザーの発達に伴って長足の進歩をとげている。例えば TFR や ALCATOR などではシアンレーザー, アルコールレーザーを用いてプラズマ密度の時間変化を近接二波長の変調処理により

Institute of Plasma Physics, Nagoya University,
Nagoya 464, Japan

直読に成功している。^{1, 2)}

プラズマの密度が高い場合, 使用するレーザーの波長が短くなるがその場合, 機械的振動による測定精度への影響が問題となる。特に閉じ込め時間が長くなり観測時間が長い場合の計測への影響は深刻である。機械的振動を除去する方法としては干渉計に防震対策を施すこと, 又は二波長干渉計を用いてプラズマの屈折率と機械的振動の波長依存性の違いを利用する方法が考えられる。前者は干渉計の装置が大がかりとなり適用性を損うおそれがある。一方, 後者について弱電離プラズマの中性粒子密度とプラズマ密度を分離するために用いられている³⁾が我々は振動の影響を除去の可能性に重点を置いてプラズマ研 S T P 装置⁴⁾で実験を行って来た。^{5, 6, 7)}最近 G . A でも炭酸ガスレーザーとヘリウムネオンレーザーを用い, D oublet III トカマクプラズマに適用, 機械的振動の除去に成功した例が報告されている。⁸⁾

S T P - 2 はピンチ装置のため通常のトカマクプラズマと違い, プラズマ密度の時間変化が速く, 時間応答は $0.1 \mu s$ 程度を必要とする。このためレーザー発振波長を変調してデジタル処理を行う方式は特に変調の方法 (10 MHz 以上の変調周波数必要) や検出器に技術的問題があり従来どおりの簡単なアナログ解析方法を採用した。

ここでは二波長干渉計で S T P - 2 プラズマを測定した結果, 機械的振動が除かれ更に $10.6 \mu m$ では 1 フリンジ以上の Phase Shift のある高密度領域では Turning Point が判別でき, データ解析の際の任意性を除くことが出来た様子を報告する。

§ 2. 二波長レーザー干渉計

(i) 原 理

角周波数 ω_0 (rad/sec) の電磁波に対するプラズマの屈折率 μ_p は

$$\mu_p = \left[1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2 (1 + \omega_{ce}/\omega_0) (1 + i\nu/\omega_0)} \right]^{1/2} \quad (1)$$

であらわされる。但し, ω_p は電子プラズマ振動数で

$$\omega_p = \left(\frac{4\pi n_e e^2}{m_e} \right)^{1/2} = 5.64 \times 10^4 n_e^{1/2} \text{ rad/sec} \quad (2)$$

ω_{ce} は電子サイクロトロン周波数, ν は衝突周波数である。S T P - 2 プラズマの場合,

二波長干渉計

$n_e = 10^{14} \sim 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, $T_e \approx 10 \text{ eV}$, $B = 1 \text{ T}$ 故, $1.06 \mu\text{m}$ で $\nu/\omega_0 = 10^{-5} \ll 1$, $\omega_{ce}/\omega_0 = 10^{-3} \ll 1$, $(\omega_p/\omega_0)^2 \approx 10^{-5} \ll 1$ で(1)式は

$$\mu_p = \{ 1 - (\omega_p/\omega_0)^2 \}^{1/2} \approx 1 - 1/2 \cdot \omega_p^2/\omega_0^2 \quad (3)$$

と近似出来る。

プラズマの屈折率測定に用いられる干渉計は主としてマイケルソン型とマッハツェンダー型があるが、簡便なためと感度がマッハツェンダーの2倍になることからマイケルソン型を採用した。使用したマイケルソン型二波長レーザー干渉計の原理図を図1に示す。光源Aの光(波長 λ_A (m))で、半透明鏡(ビームスプリッター)HM₁, 反射鏡M₁, M₂を用いてマイケルソン干渉計を構成する。即ち、光源Aの光を半透明鏡で等分に分け、二つの等しいOptical Pathを形成し片方にプラズマを入れる。各々の分けられた光は反射鏡M₁,

図1. マイケルソン型二波長干渉計原理図

HM_{1,2,3} はビームスプリッター

M_{1,2,3} は反射鏡

M_2 で各々反射されて半透明鏡 HM_1 に戻り光路長の違いにより干渉パターンを描く。この干渉波形を検出器で測定する。これを二波長干渉計とするには別の光源 B の光 (波長 $\lambda_B(m)$) を反射鏡 M_3 及び半透明鏡 HM_2 を用いて光源 A の光軸に一致させてやればよい。又, 検出も半透明鏡を用いることで解決できる。但し, この事が可能なためには光学系, 特に半透明鏡が二つの波長の光に対し, 反射率, 透過率が同じ様な特性を持っていることが望ましい。(透過 50%, 反射 50% であれば最適)

波長 λ , プラズマ屈折率 μ_p , プラズマ中の中性粒子の屈折率 μ_N , 機械的振動によって生じる光路長の変化を Δx とすると, フリンジシフトは

$$P = 2 \int_{-a}^a \frac{\mu_p - 1}{\lambda} dl + 2 \int_{-a}^a \frac{\mu_N - 1}{\lambda} dl + \frac{\Delta x}{\lambda} \quad (4)$$

となり振動によるフリンジシフトはプラズマ及び中性粒子によるフリンジシフトに加えられる。積分は光の透過パスに沿って行う。 μ_N は

$$\mu_N = 1 + A / \rho_0 \cdot N_n \quad (5)$$

但し, A はガスの種類により決まる定数, ρ_0 はロシュミット数である。

従って(4)式より波長 λ_A , λ_B の光に対するフリンジシフト P_A , P_B は

$$P_A = -8.92 \times 10^{-14} \lambda_A \int n_e dl + \Delta x / \lambda_A + 2A / \lambda_A \rho_0 \cdot \int N_n dl \quad (6)$$

$$P_B = -8.92 \times 10^{-14} \lambda_B \int n_e dl + \Delta x / \lambda_B + 2A / \lambda_B \rho_0 \cdot \int N_n dl \quad (7)$$

(6), (7)式よりプラズマの密度に関する量を求めると

$$\int n_e dl = \frac{P_A \lambda_A - P_B \lambda_B}{8.92 \times 10^{-14} (\lambda_B^2 - \lambda_A^2)} \quad (8)$$

を得るなり振動項及び中性粒子の項が消去出来る。

平均密度 $\bar{n}_e$ を次式で定義すると

二波長干渉計

$$\bar{n}_e \ell = \int n_e d\ell \quad (9)$$

$$\bar{n}_e = \frac{P_A \lambda_A - P_B \lambda_B}{8.92 \times 10^{-14} (\lambda_B^2 - \lambda_A^2) \ell} \quad (10)$$

但し、 ℓ は光が透過するプラズマ長である。

(ii) 光学材の選定

干渉計の光源として、ヘリウムネオンレーザーと炭酸ガスレーザーを用いた。炭酸ガスレーザー発振光 ($\lambda = 1.06 \mu\text{m}$) に対して光学材として用いられる物質はゲルマニウム、塩化ナトリウム、塩化カリウム、フッ化バリウム、セレン化亜鉛などである。ゲルマニウムは $1.8 \mu\text{m}$ 以下では不透明であり $0.633 \mu\text{m}$ の光には使えない。又、 NaCl 、 KCl は光学的性質からは好適であるが潮解性を考慮して除外した。更に放電管の干渉用の窓を高速写真撮影の窓としても使用するため、可視光領域でより透明なフッ化バリウムを用いることとした。更に半透明鏡の選定を行った。フッ化バリウム、セレン化亜鉛を候補として選び、光軸に 45° 傾けたときの両者の反射率を測定した。半透明鏡としては $1.06 \mu\text{m}$ 、 $0.633 \mu\text{m}$ の光に対する反射率が等しく、かつその値が 50% に近いことが好ましい。測定結果を表 I に示す。

表 I

	BaF_2	ZnSe
$1.06 \mu\text{m}$	20%	46%
$0.633 \mu\text{m}$	~5%	40%

この結果より、半透明鏡はセレン化亜鉛を用いることとした。図 2 にセレン化亜鉛、フッ化バリウムの光学特性表を示す。⁹⁾

図 2. 光学特性図

上図は BaF_2 , 下図は ZnSe の特性で任意の波長におけるそれぞれの透過率 (T) , 反射率 (R) を示す。

(iii) 二波長干渉計の設計製作

使用した二波長干渉計の光学系を図 3 に示す。炭酸ガスレーザーは日本科学製, ヘリウムネオンレーザーは日本電気製で性能を表 II に示す。又, 検出器には $0.633\mu\text{m}$ に対しては光電子増倍管 RCA 6810-A を用い, $10.6\mu\text{m}$ に対しては日本電子製, 液体チッ素冷却型 HgCdTe の検出器を用いた。口径 $1\text{mm}\phi$, 感度 2A/W , 時間応答 10ns である。半透明鏡は AR コーティングをした口径 $1.0''\phi$, 厚さ $0.120''$ International Incorporated 製 II-V を用いた。フィルター F_1 は $10.6\mu\text{m}$ の光をカットするフィルターで石英を用い, F_2 は $10.6\mu\text{m}$ の光量を減衰させるための $100\mu\text{m}$ のメッシュのフィルターである。 HgCdTe の検出器の感度領域 (波長) ではプラズマ光に対する S/N 比は 10^3 以上で問題とならない。又, F_3 はプラズマ光及び $10.6\mu\text{m}$ のためのもので中心波

二波長干渉計

表 II

	ヘリウムネオンレーザー	炭酸ガスレーザー
発振波長	0.633 μm	10.6 μm
発振出力	5 mW	1 W
モード	TEM ₀₀	TEM ₀₀
拡がり角	1×10^{-3} rad	2×10^{-3} rad
ビーム径	1 mm ϕ	2 mm ϕ
その他	封じ切り, 直線偏光	ガスフロー型 (混合ガス)

図 3. 製作した二波長干渉計の光学系

He-Neレーザーでアライメントされた干渉計にビームスプリッター(HM₂)を通してCO₂レーザー光をHe-Neレーザー光に重ね合わせて二波長干渉計を構成する。それぞれの干渉光はHM₃で分けられ各検出器(0.63 μ , 10.6 μ)に入り各フリンジ信号を取り出す。測定点はトラスプラズマ(STP)断面(垂直)を2.2 cm間隔で水平方向に7チャンネル、スキャンする。

長 $0.6328\mu\text{m}$ 、巾 $50\text{\AA}$ の干渉フィルタである。更にスリット S_6 はプラズマの屈折効果による $1.06\mu\text{m}$ 、 $0.633\mu\text{m}$ のパスのずれを制限するためのもので口径 3mm である。

放電管の観測窓は電子密度の径方向分布が観測出来る様、垂直方向に間隔 2.2 cm 毎に 7 個ある。図 3 に示した光学系は径方向にスキャンが可能な光学台に置かれている。これにより一度の光学系の調整で 7 チャンネルのスキャンが可能である。

§ 3. プラズマ発生装置

用いたプラズマ発生装置は S T P - 2 (Symmetric Toroidal Pinch) と呼ばれる
Pinch Tokamak 装置である。 図 4 に装置図を示す。

図4. S T P装置及び回路図

Fast Mode Operation 及び Slow Mode Operation がトロイダル、インダクションについて行える様に設計された装置。

二波長干渉計

測定は Slow Mode Operation 及び Fast Mode Operation と呼ばれる二種類の放電で行った。Slow Mode Operation は大容量低電圧バンクを変流器を通して放電するモードで、Fast Mode Operation は低インダクタンスのコンデンサーバンクを使った電流立ち上がり時間の短い放電モードである(図4)。Slow Mode 及び Fast Mode Operation の放電 Time Sequence を図5に示す。即ち、高真空に引かれたセラミックス製の放電管(主半径 25 cm, 副半径 9 cm)に重水素ガスを Puff Injection する。Gas Injection と同時に高周波で予備電離を行う。放電管内のガス圧が一定となる時刻で磁場が最大となるようにゆっくりした周期 ($T/4 \cong 1.2 \text{ ms}$) の Bias 磁場放電を行い、磁場最大近くでインダクションコイルに交番電流 ($T/4 \cong 1.0 \mu\text{s}$, $I_{\text{max}} = 12 \text{ KA}$) を流し予備電離を行う。この放電後約 $50 \mu\text{s}$ で予備加熱放電を行う ($T/4 \cong 0.5 \text{ ms}$, $I_{\text{max}} = 40 \text{ KA}$)。そして約 $70 \mu\text{s}$ 後にトロイダルコイル及びインダクションコイルに主放電を行う。この時の最大

図 5. STP-2 の放電 Time Sequence

P_0 は Filling Pressure (0.3~50 mT) を任意に設定出来る Fast Acting Valve (図4) によって、Puff Injection された場合の圧力波形。 B_z 及び I_z はトロイダル及びインダクションコイルに流れる放電電流の波形。

トロイダル磁場 12 KG, 最大インダクション一次電流は 200 KA である。なお, 初気圧 0.3 m T の場合の予備電離は高周波予備熱の代りに Electron Gun で行う。これに対し Fast Mode Operation は図 5 に示した如く Time Sequence は予備放電に関しては Slow Mode Operation と同じだが主放電は Fast 電流を使うため主放電電流及び磁場の立ち上がりが $6 \mu s$ と Slow Operation の $350 \mu s$ と比べて速いところが違う (図 5 点線部分)。

§ 4. 実験結果

製作した二波長干渉計が $1.06 \mu m$, $0.633 \mu m$ の二波長で機械的な振動のある状態でも干渉計として働いていることをスピーカーで反射鏡 M_5 (図 3) に強制振動を与えることで確認した。この時のフリンジシフトの代表的なものを図 6(a) に示す。これより同一時刻の両フリンジシフトの関係を求めたのが図 6(b) である。(6), (7) 式より, 両フリンジシフトの比 P_A/P_B は,

$$P_A/P_B = \frac{\Delta x / \lambda_A}{\Delta x / \lambda_B} = \lambda_B / \lambda_A$$

となる。実験値は $\lambda_B / \lambda_A = 1.06 / 0.633$ の直線上にのっている。

実際にプラズマ発生装置に大電流を通じて放電を行った場合, 干渉計の構成部品, 特に反射鏡に与える振動が大部分でありそれによって生じる光路長の変化がプラズマによる変化に重ねられて誤差の原因となる。

次に実験的に強制振動が加えられている場合についてプラズマ密度の測定を行い, 機械的振動が除去出来ることを示す。測定は § 3 に述べた Slow Mode Operation のプラズマで特に振動の影響が無視出来るような放電条件でプラズマを上述したと同じ強制振動を与えて行い強制振動のない場合と比較した。結果を図 7 に示す。放電条件はトロイダル磁場 6 KG, プラズマ電流 30 KA である。図 7(i) はトロイダル磁場及びボロイダル一次電流, 図 7(ii) はプラズマがない場合について, 図 7(iii) にはプラズマがある場合について, それぞれ強制振動のない場合 (A), ある場合 (B) のフリンジシフトを示す。これより (6), (7) 式を用いてプラズマの密度変化 $\int n_e dl$ を求め, 強制振動のない場合の $\int n_e dl$ を比較したのが図 8 である。両者はプラズマの再現性の範囲内で一致する。この事は図 7(ii) - B に示した様な大きな機械的振動 ($t = 450 \mu s$ で, λ_B について 0.4 フリンジ) が存在しても二波長で同時測定を行うことによって

二波長干渉計

図 6. a) それぞれの検出器の出力信号をオシロスコープに描かせたもので λ_A は He-Ne レーザーによるフリンジシフト, λ_B は CO_2 レーザーによるフリンジシフトの波形である。

図 6. b) λ_A , λ_B の同一時刻におけるフリンジ数の関係を示す。

図 6. 二波長干渉計に強制振動を与えた場合のフリンジ測定。

図 7. 二波長干渉計によるプラズマ密度測定

- (A) 強制振動を干渉計に与えない場合の信号波形。
- (B) 強制振動を与えた場合の信号波形。
- (i) Slow Mode Operation による I_z , B_z の放電電流波形。
- (ii) プラズマがない場合 (Puff Injection をしない場合) の二波長干渉計のフリンジシフトの信号波形。
- (iii) プラズマがある場合のフリンジシフトの信号波形 (Filling Pressure 5 mT)。

二波長干渉計

図 8. 図 7 において強制振動のある場合 (B-III) とない場合 (A-III) の二波長干渉計信号の解析結果。

$$\bar{n}_e l = \frac{P_A \lambda_B - P_B \lambda_A}{8.92 \times 10^{-14} (\lambda_B^2 - \lambda_A^2)}, \quad \begin{aligned} \lambda_A &= 0.633 \mu\text{m} \\ \lambda_B &= 1.06 \mu\text{m} \end{aligned}$$

振動の影響を除去出来ることを示している。更に振動分を除去した場合の干渉計の感度を求めるため、低プラズマ密度の測定を行った。図 9(a) は初気圧 0.3 mT, トロイダル磁場 8 KG, プラズマ電流 18 KA の放電の時の干渉計のシグナルである。但し、この場合は強制振動は与えていない。つまり λ_A は振動のみのフリンジシフトとなり λ_B に変換すると破線 (図 9(a) - λ_B) の様な放電による振動がプラズマによるフリンジシフト (λ_B の実線) に重なっていることがわかる。この時の誤差は、低密度のため、干渉光のプラズマによる屈折効果などの影響は無視出来て、オシロ上の波形の読みとり誤差が最大となる。ビーム巾は 1 mm で感度の良いところで 9×10^{-3} フリンジに対応する。測定は $|\theta| \leq 50^\circ$ (但し θ は位相差) で行っており誤差 Δp は、 9×10^{-3} フリンジ $\leq \Delta p \leq 1.3 \times 10^{-2}$ フリンジとなる。従って $\pm 1/100$ フリンジの測定が可能である。これは $1.06 \mu\text{m}$ で $\int n_e d\ell = 2.1 \times 10^{-14} \text{cm}^{-2}$ に対応しプラズマの平均の長さを 10 cm とすると $n_e \sim 10^{13} \text{cm}^{-3}$ のプラズマ密度の測定が可能であることを意味する。図 9(b) に求めた $\int n_e d\ell$ を示す。同様に他のチャンネル (図 9 は 5 チャンネル) をスキャンして得られた $\int n_e d\ell$ の分布を図 10 に示す。プラズマがトーラス

a) Slow Mode Operation でプラズマ (Filling Pressure 0.3mT) を測定した場合の二波長干渉計のフリンジシフト波形。 λ_B 中での破線は λ_A の信号を λ_B に変換した場合のフリンジシフトで放電による振動のフリンジシフトを示している。

b) a) の二波長干渉計信号を解析した場合の line density の時間変化を示す。測定点はチャンネル5である。

図 9. 二波長干渉計の感度 (強制振動は与えていない)。

内側から中心に移動する様子がよくわかる。この様にこの干渉計測定は Pinch Tokamak プラズマの運動とプラズマパラメーターとの関係を知る上で重要な測定手段となった。

次に Fast Mode Operation のプラズマ密度測定でフリンジシフトの Turning Point が二波長干渉計による同時測定で判定出来ることを示す。図 11 は初気圧 10mT, トロイダル磁場 12 KG, プラズマ電流 30 KA の場合の干渉計のシグナルである。0.633 μm の場合, $1/4$ フリンジ以上のフリンジシフトがないため, 直ちに Turning Point が判読出来る (図 11 $\triangle$ 印)。又, 各 Turning Point でのフリンジシフト数は波長の比 0.633 / 1.06 になっている。

二波長干渉計

図10. 二波長干渉計によるプラズマ密度の空間分布測定。

図9の同一プラズマで他のチャンネルも含めてMain放電時から $100\mu\text{s}$ 間隔でプロットした場合の密度分布。

但し $0\mu\text{s}$ 時の密度分布は初期プラズマ(予備電離加熱プラズマ)の密度である。

図11. Turning Point の決定。

上図の写真は高密度プラズマ ($\int n_e dl \sim 4 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$) を生成した場合の放電電流波形。

下図のトレースは、その時の二波長干渉計のフリンジシフト信号波形。

§ 5. 結 論

炭酸ガスレーザー光 $10.6\ \mu\text{m}$ ，ヘリウムネオンレーザー光 $0.633\ \mu\text{m}$ の二波長を用いたマイケルソン干渉計でプラズマ密度を測定した結果，機械的振動のフリンジシフトへの影響が除去され $10.6\ \mu\text{m}$ で $1/50 \sim 1/100$ フリンジの測定が可能になった。これは $\int n_e d\ell = 2.1 \times 10^{14}\ \text{cm}^{-2}$ に対応し，プラズマの長さ $10\ \text{cm}$ とすると $n_e \sim 10^{13}\ \text{cm}^{-3}$ のプラズマ密度の測定が可能であることを意味する。

これらの精度はシグナルをアナログ処理することによる感度の非直線性に制約されており，シグナルのデジタル処理を行うことにより $1/100$ フリンジ以下の微小フリンジの測定が可能となることが予想される。

参 考 文 献

- 1) D. Veron et al EUR-CEA-FC-799 (1975)
- 2) S.M. Wolfe et al Proc of 2nd international Conf.
and winter school on Submillimeter Waves
and their applications. p. 204 (1976)
- 3) R.A. Alpher and D.R. White, Phys. Fluids 2, 162 (1959)
- 4) Hirano.K., et al in Plasma Physics and Controlled Nuclear
Fusion Research (Proc. 6th Int. Conf.
Berchtesgaden, 1976) 1, IAEA, Vienna
(1977) 503.
- 5) 有本他 物理学会 (秋) 予稿集 P135 (1977)
- 6) 有本他 物理学会 (春) 予稿集 P20 (1978)
- 7) Arimoto et al Annual Review of I.P.P. (1978)
- 8) Dan R. Baker et al GA-A1 4388 (1977)
- 9) 工藤恵栄 “分光学的性質を主とした基礎物性図表” 共立出版