

第2章

遠赤外レーザーによるプラズマ計測

遠赤外レーザーを利用したプラズマ計測では、干渉法、偏光法、散乱法によって重要なプラズマパラメーターである電子密度 n_e 、内部磁場 $B_{p\parallel}$ 、電流密度 j 、イオン温度 T_i などが測定される。本章では、プラズマ計測用光源として用いるレーザーに要求される条件と干渉、偏光、散乱計測の測定原理と次期大型プラズマ装置における計測プローブ光源としての短波長遠赤外レーザーの必要性について述べる。

2.1 プラズマ計測と遠赤外レーザー

プラズマ計測に限らず遠赤外レーザーを計測光源として使用する場合、以下の特性が要求される [25]。

1. 最適波長で単一周波数発振し、必要に応じて直線偏光であること。
2. 計測の可能性を広げ高 S/N 計測を可能にし、検出器に対する負担を軽減するために高出力であること。
3. 計測精度を上げるために単一モード（セルフビートが無い）で、高安定（周波数及び出力に対して長時間・短時間共に）で、低雑音であること。
4. 計測データの解析のために必要な光源としての特性（周波数、出力、安定性など）が分かっていること。
5. 取り扱いやすく、安全（使用者、装置、周りの環境に対して）で、運転経費が安価で、メンテナンスが容易であること。
6. パルスレーザーの場合は、計測目的に合ったパルス幅、パルス波形が得られること。

また、より良い計測を行うためには、以下のことも考慮する必要がある。

7. レーザーを専門としない研究者の使用にも適していること。
8. フリーランニングで安定なレーザーであること（フィードバック制御で安定化する場合も、フリーランニングで安定なレーザーでなければならない）。

表 2.1 赤外・遠赤外レーザーによるプラズマ計測

Diagnostics system	Parameters to be measured	Methods	IR and FIR lasers	
Interferometer	$n_e(r, t)$	Beat modulation	CW	10- μm CO ₂ laser
	$\tilde{n}_e(r, t)$			119- μm CH ₃ OH laser
Polarimeter/ interferometer	$B_{p\parallel}(r, t)$	Beat modulation		195- μm DCN laser
	$j(r, t)$	Polarization modulation		337- μm HCN laser
				447- μm CH ₃ I laser
Scattering	$\tilde{n}_e(k, \omega, r, t)$	Homodyne detection	CW	10- μm CO ₂ laser
	$T_i(r, t)$	Dual-homodyne detection		119- μm CH ₃ OH laser
		Heterodyne detection		337- μm HCN laser
		Fraunhofer-diffraction		447- μm CH ₃ I laser
	$T_i(r, t)$	Heterodyne detection	Pulse	10- μm CO ₂ laser
	α -particles			385- μm D ₂ O laser

表 2.1 に、磁場閉じ込めの高温・高密度プラズマ計測に使用される代用的な赤外・遠赤外レーザーと測定法及び測定される量について示す [26]。プラズマ中に電磁波を入射すると、プラズマの密度や電磁波の周波数に依存して電磁波の透過、屈折、散乱、反射などの現象が起こる。赤外・遠赤外レーザーを利用した計測では、干渉法や散乱法により、電子密度分布 $n_e(r, t)$ 、内部磁場分布 $B_{p\parallel}(r, t)$ 、電流密度分布 $j(r, t)$ 、イオン温度分布 $T_i(r, t)$ などの重要なプラズマパラメーターが計測される。また、プラズマの閉じ込めや加熱機構を知るために必要な電子密度揺動計測や核融合生成 α 粒子の計測を目的として利用されている。プラズマ計測のプロブ光としてレーザーを使用する場合は、以下のことを考える必要がある。

- 測定されるプラズマの規模（プラズマ径、電子密度など）、
- プラズマ装置の種類、運転形態、
- プラズマによるプロブ光の屈折効果や光路中に含まれる機械的振動の影響、
- 計測する物理量の種類や概略値とその計測精度（空間分解能、時間分解能など）、
- 適用する計測法、

更に、計測に最適なレーザー波長、レーザー特性（発振形態、パルス幅、スペクトル幅、偏光方向、出力、安定性など）、光学素子、検出器、メンテナンスの容易さ、運転経費を考慮してプロブ光を決定する。本研究も以上のことを考慮して、NIFS の LHD や次期大型プラズマ装置の ITER での計測を視野に入れて電子密度分布計測用のプロブ光として 57- μm 、48- μm CH₃OD レーザーを選択した（詳細 2.4 節）。

次に、プラズマ計測用のプロブレザーに要求される条件を前出の 1～8 に加えて、以下の i)～iii) にまとめる。

- i) シングルモードで、定まった方向に直線偏光したガウス型分布をした広がり少ないレーザービームであること。
- ii) 大型・中型のプラズマ装置では、通常、実験は1日中（約12時間）一定周期（3分～20分）の短時間（ $\leq 1\text{s}$ ～数10s）での放電を繰り返す方法で行われるため、レーザーにはプラズマ計測中の短時間に対して十分な計測精度が得られる程度に出力及び周波数共に安定であり、実験中の長時間に対して再調整をする必要のない程度に安定であることが必要である。ただし、LHDにおいては、1分を越える長時間での放電実験も行われており、今後は更に長時間での実験も計画されていることから長時間に対する安定性も重要となる。双子型レーザーによるヘテロダイン法で計測するときは、ヘテロダインビート周波数や出力が要求される計測精度を十分満たす程度に高い安定性を有していること。
- iii) 周波数スペクトルを測定する散乱計測に対しては、スペクトル幅が十分に狭く、関係する周波数領域で低雑音であること。

また、レーザー計測装置を設計したり、その性能を評価する（分解能や信頼性を見積もったりする）場合や計測データを解析する場合に使用するレーザーの性能が正確に分かっていることも重要である。更に、プラズマ計測の現場は多くの計測器やプラズマの追加加熱装置が混み合い、しかも、プラズマ装置からの漏れ磁場、加熱用高周波数やX線、各種雑音（電氣的雑音や機械的振動など）が多く、レーザーを非常に悪い環境下に設置しなければならない場合が多い。従って、レーザー装置を強固なものにするとともに、計測システム全系に対して十分な雑音対策や安全対策を施さなければならない。また、プラズマ観測窓からのレーザー光の戻り光（バックトーク）に対する対策も必要である。

2.2 計測原理

2.2.1 干渉計測

干渉法は、プラズマの基本パラメーターの1つである電子密度 n_e の測定で最も汎用されている方法である。この方法は、入射するレーザーの屈折率がプラズマの電子密度に依存することを利用して真空中とプラズマ中でのレーザーの位相変化を測定することによって、電子密度を求めるものである。

ここで、プラズマ周波数 ω_{pe} 、電子サイクロトロン周波数 ω_{ce} とすると、完全電離の無衝突プラズマの場合、プラズマ磁場 B と垂直方向に伝搬する直線偏光するプローブ光（角周波数 ω 、電場 E ）の正常波および異常波の屈折率 (N_o 、 N_x) は、次式で与えられる。

a. 正常波 ($E \parallel B$) の場合

$$N_o^2 = 1 - \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega} \right)^2 \quad (2.1)$$

b. 異常波 ($E \perp B$) の場合

$$N_x^2 = 1 - \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega} \right)^2 \frac{\omega^2 - \omega_{pe}^2}{\omega^2 - \omega_{pe}^2 - \omega_{ce}^2} \quad (2.2)$$

異常波の屈折率は、電子密度と磁場の関数となり解析が複雑となるために電子密度を計測する干渉計には正常波が使用される。今、正常波でプラズマ中を伝搬するプローブ光の波数および真空中での波数を k_p 、 k とし、伝搬するプラズマの長さを $L(z)$ とすると、プラズマ有無による位相差 $\Delta\phi$ は、次式で与えられる。

$$\Delta\phi = \int_0^L (k - k_p(z)) dz \quad (2.3)$$

プローブ光がプラズマを通過するための条件は、 $\omega > \omega_{pe}$ または $\omega > (n_e e^2 / \epsilon_0 m_e)^{1/2}$ であり、 $\omega = \omega_{pe}$ のときプローブ波長はカットオフとなる。このときのプラズマの電子密度をカットオフ密度 n_c とすると、プローブ波長 λ に対するプラズマのカットオフ密度は次式のように定義される。

$$n_c = \omega^2 \frac{\epsilon_0 m_e}{e^2} = \frac{4\pi c^2}{\lambda^2} \frac{4\pi c^2}{e^2} \quad (2.4)$$

$$= \frac{1.11}{\lambda^2} \times 10^{15} \quad (\text{m}^{-3}) \quad (2.5)$$

また、 $n_e \ll n_c$ の条件であれば、(2.1) 式は、

$$N_o \approx 1 - \frac{n_e}{2n_c} = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{2\omega^2} \quad (2.6)$$

と近似できる。このとき、(2.3) 式は、次式のようにになる。

$$\Delta\phi \approx \frac{\pi}{\lambda} \frac{1}{n_c} \int_0^L n_e(z) dz = \left(\frac{\lambda e^2}{4\pi c^2 \epsilon_0 m_e} \right) \int_0^L n_e(z) dz \quad (2.7)$$

$$= 2.82 \times 10^{-15} \lambda \int_0^L n_e(z) dz \quad (2.8)$$

図 2.1 にビート変調法による干渉計の例を示す。この方法では電子密度の時間変化を高感度、高分解能で直読することが可能である。2つのレーザー光の周波数に一定の差 $\Delta\omega$ をつくり、2組の干渉計を構成して、その一方をリファレンス側、他をプローブ側とし、その位相差の時間変化を計測する方法である。図 2.1 のような双子型の遠赤外レーザーを使用する場合のビート周波数は、レーザーの利得幅内で任意に選ぶことができるがよく使用されるのは 1MHz ~ 2MHz 程度である。リファレンス側とプローブ側のそれぞれのビート信号を検出器で受け、プラズマを通過し位相シフトを受けたプローブ側ビート $I_p \propto \cos(\Delta\omega t + \phi)$ とリファレンス側ビート $I_R \propto \cos \Delta\omega t$ の間の位相 ϕ の時間変化を測定する。また、この方法は、レーザー光の出力変動に対し影響を受けにくい特徴を有している。この双子型レーザー方式以外のビート変調方法として、遠赤外レーザーの場合は回転グレーティング方式、CO₂ レーザーや He-Ne レーザーの場合は音響光学素子を用いる方式がある。

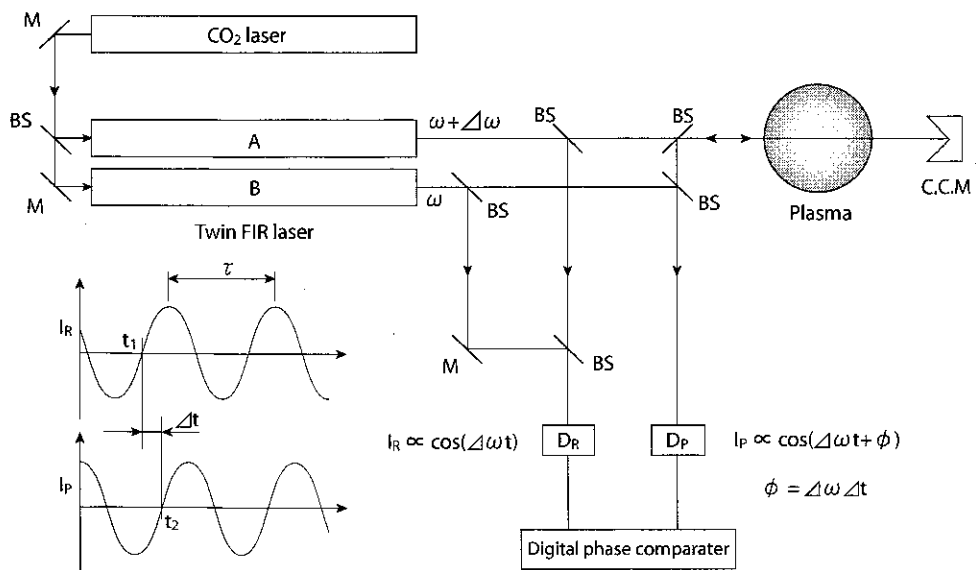


図 2.1 双子型遠赤外レーザーを用いたビート変調法によるプラズマ計測

2.2.2 偏光計測

偏光法は、入射レーザーの偏光面が電子密度とレーザー伝搬方向に平行な磁場成分の積に比例して回転するファラデー効果を測定する方法である。先の干渉計測では、磁場に垂直方向に伝搬する電磁波を考えたが、一般に閉じ込め装置での磁場は三次元の磁場成分から構成されている。したがって、伝搬方向に沿った磁場成分を持つことになる（図 2.2）。磁場中に閉じ込められたプラズマ中を磁場方向に進む直線偏光したプローブ光は、右回りと左回りの偏光に対する屈折率の異方性から、その偏波面が回転（ファラデー回転）する。このとき、右回りと左回りの偏光に対する屈折率（ N_+ , N_- ）は、次式で与えられる。

$$N_{\pm} = \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \frac{\omega}{\omega \pm \omega_{ce}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.9)$$

このとき、 $\omega_{ce} = eB_{\parallel}/m_e$ である。 $\omega_{pe}^2 \ll \omega^2$ 、 $\omega_{ce} \ll \omega$ のとき (2.9) 式は、

$$N_{\pm} = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{2\omega^2} \left(1 \mp \frac{\omega_{ce}}{\omega} \right) \quad (2.10)$$

のように近似される。図 2.2 に示すようにトカマクプラズマ中をプローブ光がトロイダル磁場 B_t に対して垂直方向に伝搬する場合、偏波面の回転角 Ω は、

$$\Omega = \frac{\pi}{\lambda} \int_{z_1}^{z_2} (N_+ - N_-) dz \quad (2.11)$$

$$= 2.62 \times 10^{-13} \lambda^2 \int_{z_1}^{z_2} n_e B_{\parallel} dz \quad (2.12)$$

となる。この式より回転角の大きさは電子密度と磁場成分の積に比例することが分かる。したがって、偏光計と干渉計を併設することで、電子密度分布とトロイダル磁場分布の測定が可能となる [27]。また、トカマク装置等ではトロイダル磁場分布から電流密度分布の時間変化を求めることができる [28]。トロイダル磁場分布が詳細に分かっている装置の場合、偏光計測から電子密度分布を測ることが可能になる。一般に、ビート変調型干渉計を利用して、回転角 Ω は、プローブ光のファラデー回転によるビート信号の強度変化や位相変化から測定される。干渉計の位相変化より求める方法は、過去の位相の履歴に依存しているために、プラズマ密度の急激な変化などによって起こるフリンジ跳びをなくすことは難しい。それに比べ、磁場分布の分かっている場合の偏光法による電子密度計測は計測精度は劣るが、原理的にフリンジ跳びが起らないので信頼性の高い計測も可能になる。

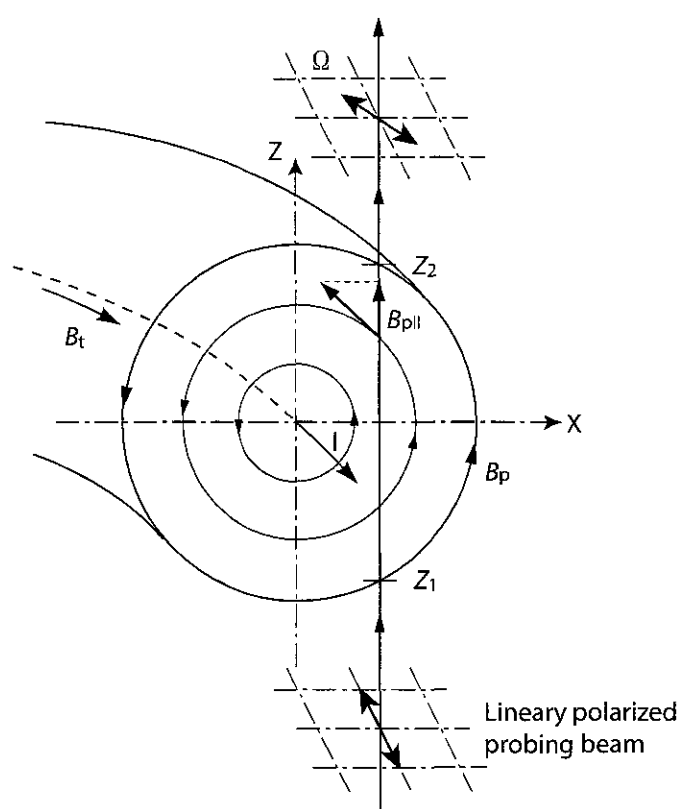


図 2.2 直線偏光のプロープ光を用いたプラズマ磁場測定

2.2.3 散乱計測

電子は入射レーザーの電場により振動し、入射レーザーと同じ周波数の散乱波を放射する。これをトムソン散乱と呼ぶ。プラズマは電子とイオンの混合体であり、これらの荷電粒子はその中で熱運動している。すなわち、入射波や観測波に対して相対運動しており、散乱波のスペクトル幅はドップラー効果で広がる。この散乱波スペクトルの幅や強度の測定により、電子温度 T_e 、イオン温度 T_i 、電子密度 n_e 等を求めることができる。また、入射電磁波は非熱的なプラズマの密度揺動やプラズマ中の波動によって散乱される。その散乱光の周波数や波数スペクトルを測定することによってもプラズマ内の様子を知らることができる。プラズマにおける散乱は、波長 λ_0 、散乱角 θ_s 、デバイ長 λ_D で決まる次の散乱パラメーターの大きさによって2つに区別される。

$$\alpha_e = \frac{\lambda_0}{\left(4\pi\lambda_D \sin\left(\frac{\theta_s}{2}\right)\right)} \quad (2.13)$$

$\alpha_e \ll 1$ の場合は、個々の電子による散乱が支配的であることから非協同トムソン散乱（インコヒーレント散乱）という。このとき、散乱波のスペクトルは電子の熱運動を反映したドップラー広がりを持ちその広がりから電子温度が求められる。また、散乱強度から電子密度も求められる。この測定には、波長の短いレーザー（ルビーレーザーや YAG レーザー）が使用される。

$\alpha_e > 1$ の場合は、散乱波のスペクトルはプラズマの集団的振る舞いを反映したものであることから協同トムソン散乱と呼ばれる。この測定では、大出力パルスレーザーを使用したイオン温度測定や cw のレーザーを使用した電子密度揺動計測がある。いずれも赤外・遠赤外レーザーが使用される。CO₂ パルスレーザーによる α 粒子計測も研究されている [29]。

ここでは、遠赤外レーザー計測で用いられている非熱的な電子密度揺動計測について述べる。プラズマ中にそれぞれの電子密度揺動 $\tilde{n}_e$ があり、プラズマの中で自然発生するもの、外部から入射した波動によって励起されるものがある。前者はプラズマの不安定性が原因となるもので、密度勾配によるドリフト型不安定振動や、MHD 振動がある。後者は、高温プラズマ生成のための波動加熱（ICRF 加熱や LHW 加熱等）によるものである。そのとき、プラズマ中に励起される静電波動はイオン・バーンシュタイン波（ICRF 加熱時）ロー・ハイブリッド波（LHW 加熱時）等である。プラズマ中にこのような不安定な波動による密度揺動 $\tilde{n}_e$ があれば $\alpha_e > 1$ の条件下で、散乱波はその密度揺動 $\tilde{n}_e$ を反映した周波数スペクトルを示す。最近プラズマの閉じ込めとの関係で不安定性の研究が盛んに行われており、そのために、散乱法による電子密度揺動計測が重要になってきている。このような密度揺動の散乱計測では、散乱信号は熱的なゆらぎの場合にくらべて桁違いに大きくなり、プローブ光の出力は cw の赤外・遠赤外レーザー程度で足り、前方散乱が用いられる。時間分解波数スペクトルを一度に得る多チャ

ンネル受信方式、空間的に異なった局所部分からの散乱波を一度に得る多チャンネル入射方式や、プラズマの断面を二次元的に掃引する方式 [30] がある。一般にはホモダイン検波法で散乱波の周波数スペクトルや波数スペクトルが測定されているが、この検波法では入射波を中心とした上下側波帯が重なってきてしまう。この散乱波の周波数スペクトルの上下側波帯を分離して測定できれば密度揺動の伝搬方向が同定できる。そのためには、二本のレーザーを用いるヘテロダイン検波 [31] や、散乱波を二つに分割し、両者の位相関係を距離の違い [32][33] やポリエチレン位相シフター [34] 等を用いて互いに 90 度ずらせた二組のホモダイン検波システムで構成されるデュアルホモダイン法が用いられる。また、長波長領域の密度揺動を知る方法をして、入射波と散乱波のフラウンホーファー回折領域での干渉パターンから測定する超小角散乱法 [35][36] もある。これらの計測に用いるレーザーは干渉計用と同じ cw の CO_2 レーザーや遠赤外レーザーである。特に、縦・横シングルモード、低雑音、きれいなガウス型分布の発振が要求される。多チャンネル計測のためには高出力のレーザーが、高 S/N のためには高速で低雑音の検出器と高帯域での超低雑音のアンプが必要である。

2.3 LHD におけるプラズマ計測

ここでは、現在 LHD にて稼動中のプラズマ電子密度分布計測用の $119\text{-}\mu\text{m}$ CH_3OH レーザー干渉計と、 $10.6\text{-}\mu\text{m}$ CO_2 レーザー偏光計について述べる。

2.3.1 $119\text{-}\mu\text{m}$ 遠赤外レーザー干渉計

図 2.3 に、13 チャンネルの $119\text{-}\mu\text{m}$ レーザー干渉計 [37][38] の全体構成を示す。レーザー本体は厚さ 2m の壁で仕切られた計測室に設置され、干渉計は大型の架台に取り付けられ LHD 本体下に干渉光学系（ミラー、検出器など）を、架台上部にコーナーキューブを設置している。LHD 本体までのレーザービームの伝送にはアクリルパイプの導波管（直径 4.7cm ）が使用され、その距離は約 40m である。遠赤外光が通るレーザービーム整形部、レーザービーム伝送系及び干渉計を収容した箱体等はすべて乾燥空気を送って除湿されている。

安定化も含めた $9\text{P}(36)\text{CO}_2$ レーザー励起の $119\text{-}\mu\text{m}$ CH_3OH レーザーシステムを図 2.4 に示す。励起用 cw CO_2 レーザーは内部鏡方式で、共振器長は約 2.1m （放電管は 2 分割、4 電極放電方式）である。共振器は波長選択用の回折格子と球面鏡で構成されている。回折格子（銅のオリジナル格子に金メッキ）は、格子定数 150本/mm でブレイズ波長 $10.6\mu\text{m}$ のもので、その 0 次光は周波数安定化や出力モニターに使用される。レーザー出力鏡（反射率 55% 、曲率半径 20m の ZnSe ミラー）は、PZT に取り付けられており、共振器長を微動することで共振周波数が微調される。フリーランニング動作での周波数の安定化のために共振器長は熱膨張率の小さい（ $-1 \times 10^{-7}/^\circ\text{C}$ ）4 組のネオセラムガラスロッドで固定されている。レーザー

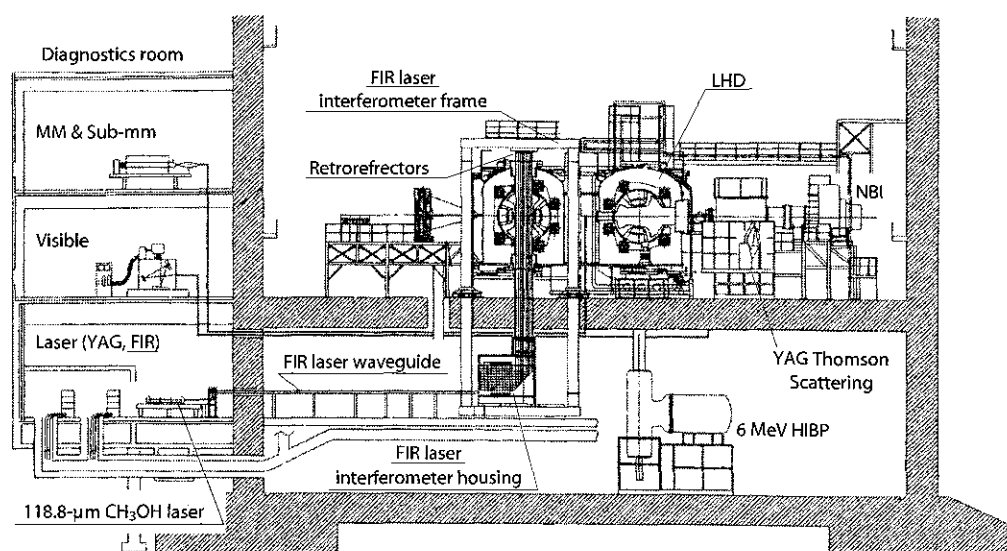


図 2.3 LHD における遠赤外レーザー干渉計によるプラズマ電子密度分布計測システム

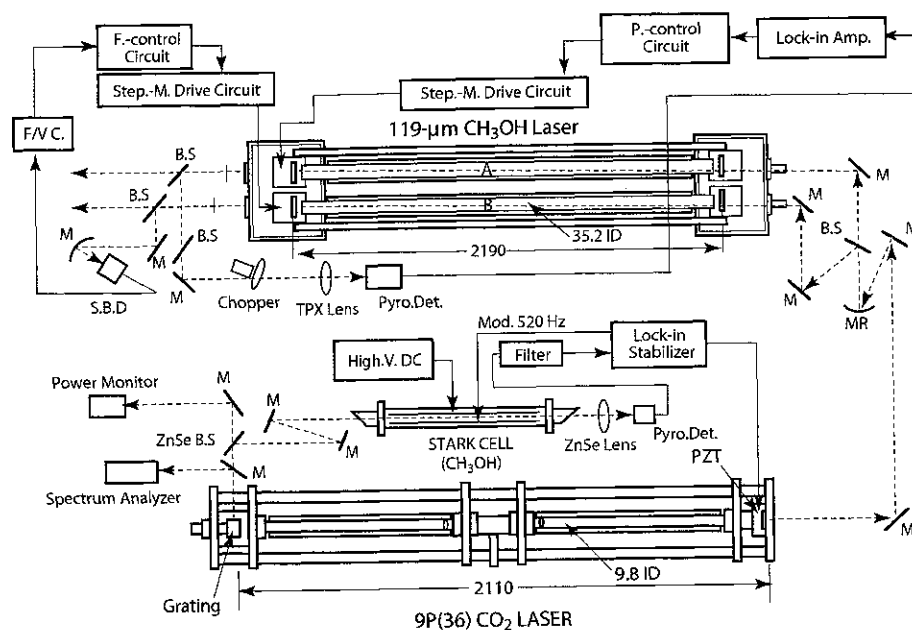


図 2.4 安定化も含めた 9P(36) CO₂ レーザー励起の 119-μm CH₃OH レーザーシステム

管は内径 9.8mm で、水冷されている（約 21℃ に設定した冷却水を循環、0.1℃ の精度で水温を制御）。高次横モード発振を抑える目的で光軸と同芯の電極兼用のニッケルリングが使用されている。また、レーザー管の曲がりを見調できる構造にしている。CO₂ レーザー周波数は CH₃OH（レーザー分子と同じ）の外部スタルクセルを用いてスタルク変調方式により安定化される [59]（出力ミラーを取り付けた PZT にロックインスタビライザーを用いて帰還制御）。CO₂ レーザーガスには、混合比 1:2 の CO₂/N₂ 混合ガスと He を用いており、独立にボンベからマスフローコントローラーを通してレーザー管内に供給される。レーザー電源は負の高電圧で、リップルを含むすべての変動が $\pm 10^{-3}$ 以下に抑えられている。

遠赤外レーザーは双子型で、共振器長は約 2.2m である（レーザー管の内径は 35.2mm）。レーザー共振器は、軸外しの入射結合孔を持つ（遠赤外レーザー共振器からの励起光のバックトークを抑える目的で）金コートの銅ミラーと中心に 11mm の出力結合孔を持つシリコンのハイブリッドカップラーで構成されている。共振器長は 2 組のスーパーインバーロッドで固定されている。遠赤外レーザー管や高出力の CO₂ レーザー光が照射される光学ミラーは全て水冷されている。双子レーザーの一方のレーザー出力はレーザーの同調曲線のスロープを使ってステップモーター制御で安定化され（ピーク出力に対して 80%~90% の位置で）、他方のレーザー周波数は、出力を安定化したレーザーに対して計測周波数である 1MHz 離れた周波数（ビート周波数）を維持するように共振器長をステップモーターで制御することで安定化される。これ等の制御は、常に追いかけるのではなく設定値を越えた場合に元に戻すようにしている。例えば、ビート周波数は $\pm 5\text{kHz}$ 以内になるように制御されている。遠赤外レーザーのガスの流量や圧力はマスフローコントローラー（ガス導入側）やピエゾバルブ（ガス排

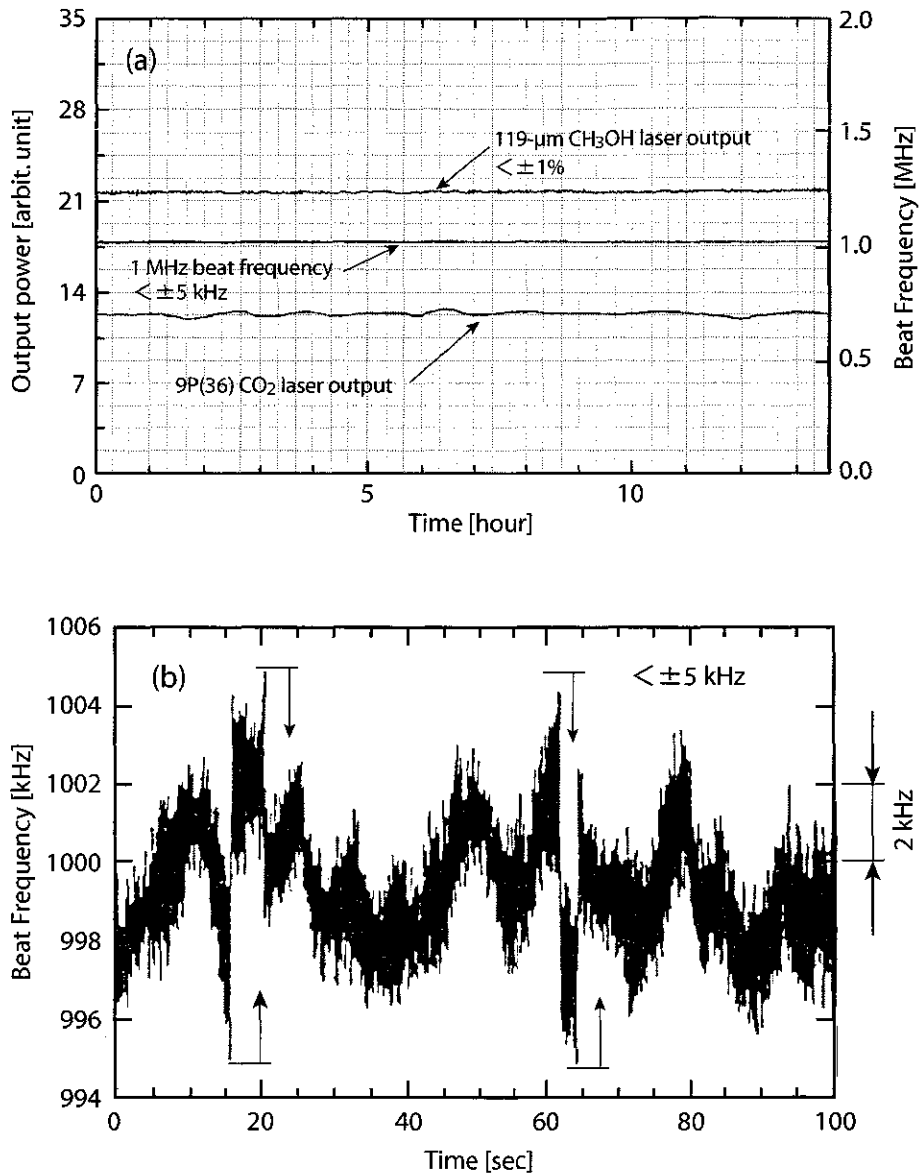


図 2.5 励起用 9P(36) CO_2 レーザー出力、119- μm CH_3OH レーザー出力、1MHz ビート周波数の (a) 長時間及び (b) 短時間での安定性

気側)を用いて制御されている。遠赤外レーザーの CH_3OH ガスは温度制御のメタノールバス (約 40°C) から供給される。以上の制御により、図 2.5 に示されるように 10 時間以上の長時間においても数秒以内の短時間においてもレーザー出力の変動は $\pm 1\%$ 以内に、1MHz のビート周波数の変動は $\pm 5\text{kHz}$ 以内に抑えられている。

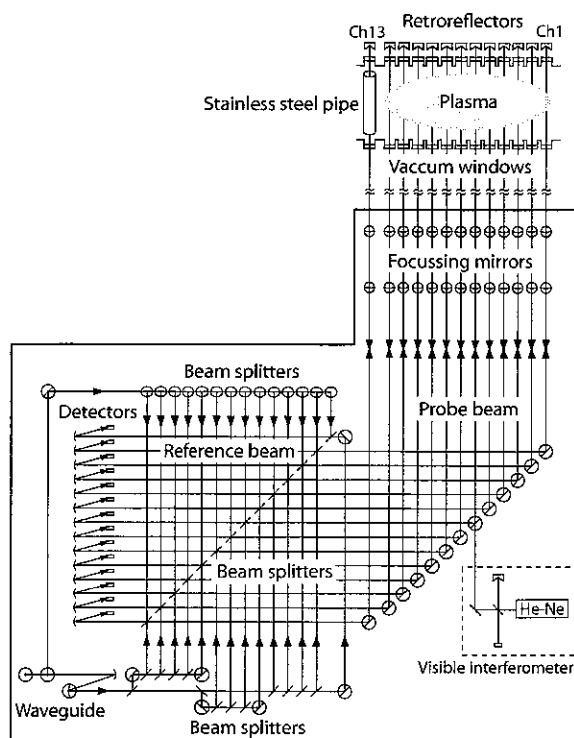


図 2.6 プラズマ電子密度分布計測用の 13 チャンネル 119- μm CH_3OH レーザー干渉計

図 2.6 はレーザー干渉計の心臓部の概略を示す。干渉計は 13 チャンネルのマイケルソンタイプである。干渉計のビームスプリッターやプラズマ観測窓には結晶水晶エタロンが使用され、各計測チャンネルの検出器への入射パワーが均等になるように高精度の光学定数を用いて設計されている。検出器には 2.5 THz 用の GaAs ショットキーバリアダイオードが室温で用いられている。検出器への入射パワーは μW オーダーであるが 50 dB 以上の S/N が得られている。1MHz のビート信号と参照信号との位相差は、位相検出器（位相分解能 3.6° ）により測定される。また、干渉計の光路に含まれる機械的な変動を検出するために、632.8-nm He-Ne レーザー干渉計と一番外側に位置する干渉コード（ch13）にて振動成分のみによる干渉信号を検出している。図 2.7 に干渉計にて測定されデータの一例を示す。測定される位相差は、電子密度を光路にわたり積分した線電子密度に比例している。線密度の分解能は位相検出器の計測精度で決まっており、1/100 フリンジ程度となっている。多チャンネル干渉計により測定された線密度分布は、軸対称をもつ密度分布の場合は、アーベル変換によって密度分布が求められる。しかし、LHD で得られるようなプラズマに対しては、アーベル変換は確立した手法になっていない。この計測システムでは、磁気面を 10 個程度にスライスし、それぞれのスライスにおける線平均電子密度を外側のスライスから順に求める手法を用いている [40]。

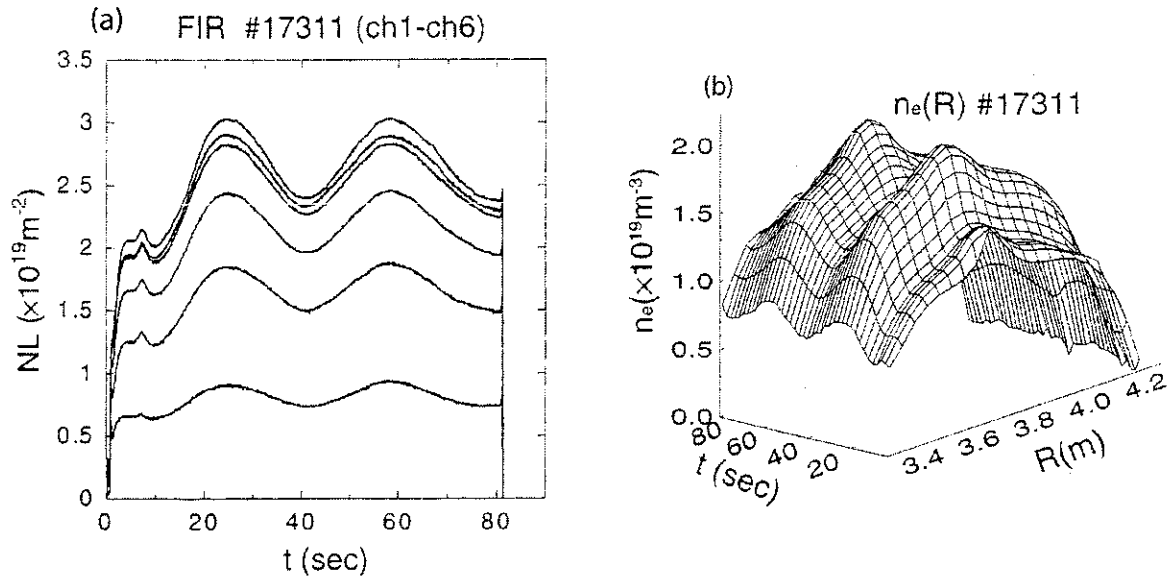


図 2.7 多チャンネル干渉計により測定された電子密度分布の一例: (a) 線密度分布; (b) それを変換して求めた電子密度分布 [39]

2.3.2 CO₂ レーザー偏光計

前小節で述べたように 119- μm CH₃OH レーザー干渉計は、高い時間分解能を持ち、高い密度分解能での計測が可能である。しかし、干渉計測では、測定する位相変化が過去の履歴に依存しているために、放電途中にフリンジジャンプが発生すると以降の測定ができなくなる問題がある。特に、高密度プラズマや長時間放電においてはその可能性が高まる。一方、偏光計測は原理的に過去データに依存しない瞬時計測法であり、振動による影響が小さいことからペレット入射のように急激な変化の起こるプラズマ実験や長時間プラズマ実験時の計測に対して有用である。ただし、干渉計の位相変化（数百～数千度）と比較してファラデー回転角の変化（数度）は小さいために測定精度に関しては干渉計よりも劣る。偏光計測で測定されるファラデー回転角は、プラズマ中の磁場 $B_{\parallel}$ と電子密度 n_e との積で与えられる。LHD のようなヘリカル型のプラズマ装置では、内部磁場がほとんど外部磁場コイルの電流で決まり、磁場の空間分布を計算で求めることができるので、ファラデー回転角から電子密度を測定することが可能となる。ファラデー回転角は波長の 2 乗に比例することから密度分解能を上げるためには、波長の長いレーザーを使用すればよい。しかし、波長が長いとプラズマによる屈折の影響が大きくなる。球状のプラズマでは、光源として波長 10 μm から 100 μm の赤外・遠赤外レーザーが適していると考えられる。本研究の対象である 57- μm CH₃OD レーザーがプローブ波長としては最適であるといえるが本論文で述べるように計測システムを含めてまだ開発中である。ファラデー回転角は小さいものの、高出力が得られ、計測システムに必要な光学素子や検出器等がすでに確立している 10.6- μm CO₂ レーザーが偏光計の光源として採用され、計測が

行われた [41][42]。

図 2.8 に LHD で用いられた $10.6\text{-}\mu\text{m}$ CO_2 レーザー偏光計の光学系を示す。本計測システムでは、偏光面回転ヘテロダイン方式 [27] が採用されている。光学台 1 には、レーザー本体、周波数偏移させるための音響光学素子 (AOM)、レーザー偏光面の回転やビームの合成に使用する光学素子、ビームエキスパンダー等が設置されている。光学台 2 には、ビームスプリッターや検出器等が設置されている。二つに分割されたレーザー光は、それぞれ AOM によって異なる周波数に偏移され、片方のレーザー光を $1/2$ 波長板に通過させることでお互いに直交した直線偏光とし、再び両レーザー光を合成させる。次に、 $1/4$ 波長板を通過させお互いに反対向きに回転する円偏光にして、リファレンス光と 3 つのプロブ光に分割し、プラズマに入射させる。対向面に取り付けたコーナーキューブによって反射されたプロブ光を偏光子に通過させ検出すると、ファラデー回転角をビート信号の位相変化として検出することができる。このシステムの特徴として、機械的振動の影響やレーザー発振周波数変動の影響を、光路長を同じくする両回りの円偏光レーザーのビートを取ることで取り除いていることである。この計測システムにおいて、位相差の抽出にロックインアンプを使用した場合は時定数 10ms で 0.015° の角度分解能が得られ、デジタル処理の場合は 0.01° の角度分解能が応答時間 3ms で得られている [43]。図 2.9 は、遠赤外レーザー干渉計との比較を示している。 $119\text{-}\mu\text{m}$ CH_3OH レーザー干渉計によって得られた電子密度分布を用いたファラデー回転角の数値計算と偏光計により測定された値とを比較したものである。図 2.9 に示すように、各チャンネルに対して計算値

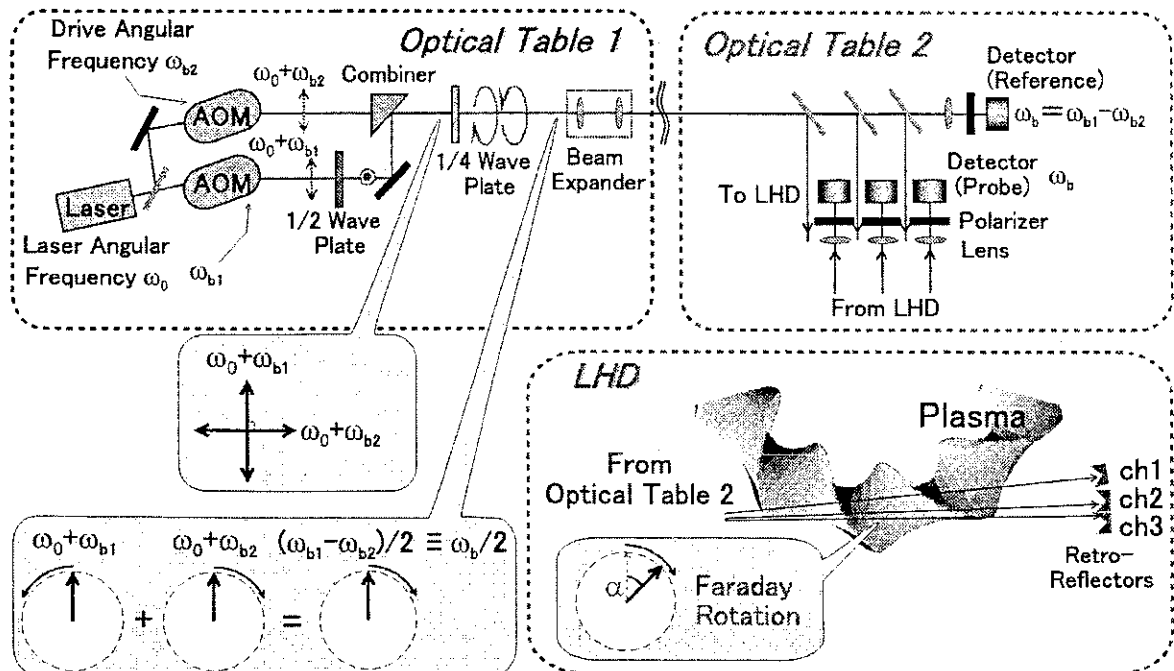


図 2.8 偏光面回転ヘテロダイン方式による偏光計の光学系 [43]。

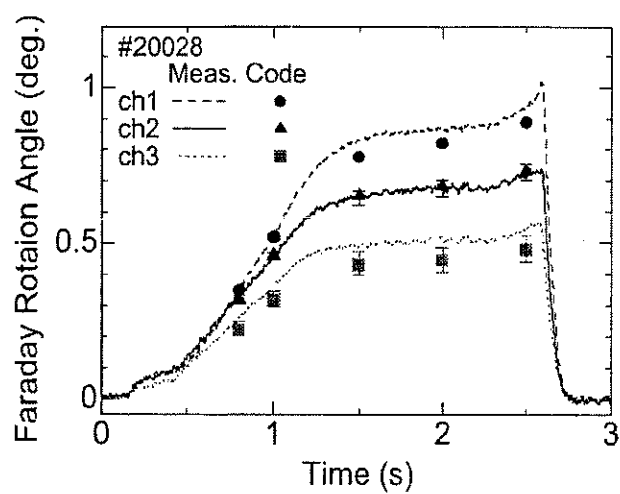


図 2.9 FIR レーザー干渉計で計測した密度分布を用いて表したファラデー回転角の計算値と計測値の比較。●▲■が計算値を示している [43]。

とほぼ一致していることがわかる。

2.4 短波長遠赤外レーザーの必要性

現在、多くのプラズマ装置で用いられている干渉・偏光計測用の赤外・遠赤外レーザーを表 2.2 に示す。今後計画されている LHD の更なる高密度定常実験や ITER のような大型プラズマ装置に対しては、干渉計の光源として 119- μm CH_3OH レーザーでは波長が長すぎるのが指摘されている。しかし、波長の短い 10- μm CO_2 レーザーでは短すぎて問題がある。ここでは、上述のプラズマ装置に対する最適なプローブ波長について言及する。

干渉計測用光源として適切なプローブ波長を選択する場合、

- 適したフリンジ数であるか、
- 屈折効果による影響はどの程度か、
- 機械的振動による影響はどの程度か、

などを考慮する必要がある。

屈折効果とは、プラズマ中の密度勾配による屈折率の変化により、図 2.10 のように入射ビームが屈折させられるものである。この屈折効果は、プローブビーム強度の減少や光学系からのズレを引き起こす。特に、多チャンネル計測では隣り合うチャンネル間でのクロストークなどの現象を引き起こすこともある。今、プラズマ半径 a 、中心電子密度 n_0 のパラボリックな電子密度分布をしているプラズマを考えると、プローブビームはプラズマの中心から約 $a/4$ の位置で最も曲げられ、その最大ふれ角 α_m は、次式で与えられる [44]。

$$\alpha_m = \sin^{-1} \frac{n_0}{n_0} \simeq \frac{n_0}{n_0} = 8.97 \times 10^{-16} n_0 \lambda^2 \quad (2.14)$$

(2.14) 式が示すようにビームの屈折角は、波長の 2 乗に比例して大きくなることから、これ以下の条件を加えてプローブビームの波長の上限を決定する。即ち、屈折によるビームの変位がビームの直径よりも小さいとした場合を仮定すると、プラズマ観測窓の位置 Z_0 におけるプローブビームのビームの直径 d は、

$$d = 2 \left(\frac{\lambda Z_0}{\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.15)$$

表 2.2 干渉・偏光計に使用されている遠赤外レーザー [39]

Laser	Power (W)	Plasma device	Detector
337- μm HCN (discharge)	0.5	CHS, TEXTOR	S.B.D., Pyro.D.
195- μm DCN (discharge)	0.8	JET, ASDEX	InSb, S.B.D.
119- μm CH_3OH (optically pumped)	1.25	JT-60, LHD	Ge-Ga, S.B.D.
10.6- μm CO_2 (discharge)	250(10) ^a	JT-60, LHD, C-MOD	HgCdTe

^a generally used

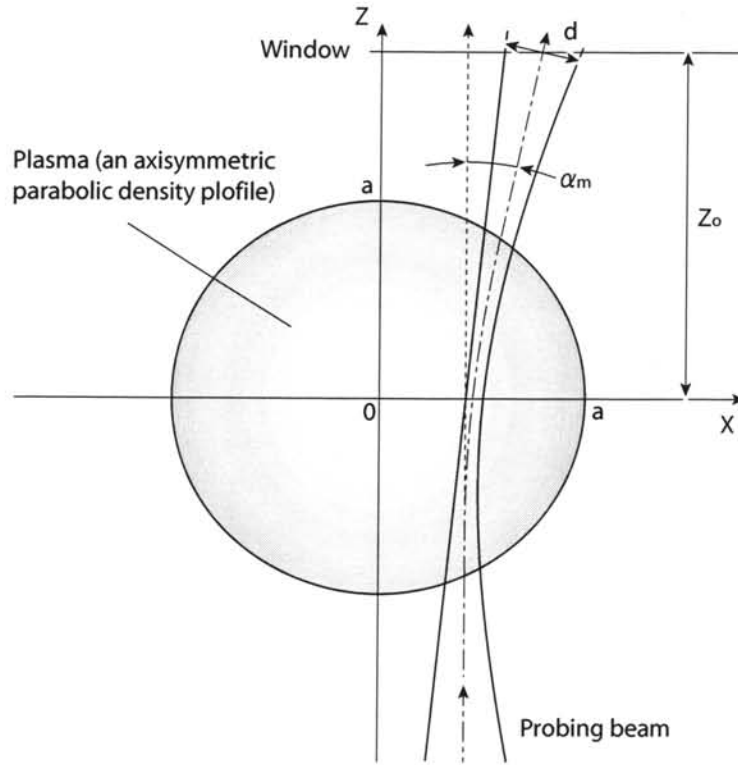


図 2.10 プラズマによる凹レンズ効果

で与えられるので、波長の上限の条件式 (2.16) となる。

$$Z_0 \alpha_m \leq 2 \left(\frac{\lambda Z_0}{\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.16)$$

したがって、このときプローブビームの波長の上限は、次式を満たさなければならない [44]。

$$\lambda \leq 1.16 \times 10^{10} (Z_0 n_0^2)^{-\frac{1}{3}} \quad (2.17)$$

以上の方法により選択するプローブビームの波長の上限を決定する。

フリッジ数 F は、上と同じくパラボリックな電子密度分布をしているプラズマを考えると、

$$F = \frac{1}{(2\lambda n_c)} \int_{-a}^a n_0 \left(1 - \frac{z^2}{a^2} \right) dz \quad (2.18)$$

となり、特に $n_0 \ll n_c/3$ のとき、

$$F \approx \frac{2}{3} \left(\frac{a n_0}{\lambda n_c} \right) = 5.97 \times 10^{-16} a \lambda n_0 \quad (2.19)$$

となる。図 2.11 は、プラズマの軸上の最大電子密度に対するプラズマ半径 1m の場合のフリッジ数と最大屈折角を表している。この図 2.11 のグラフから、適当なフリッジ数が得られ、屈折効果を抑えることができるプローブ波長を選択することができる。

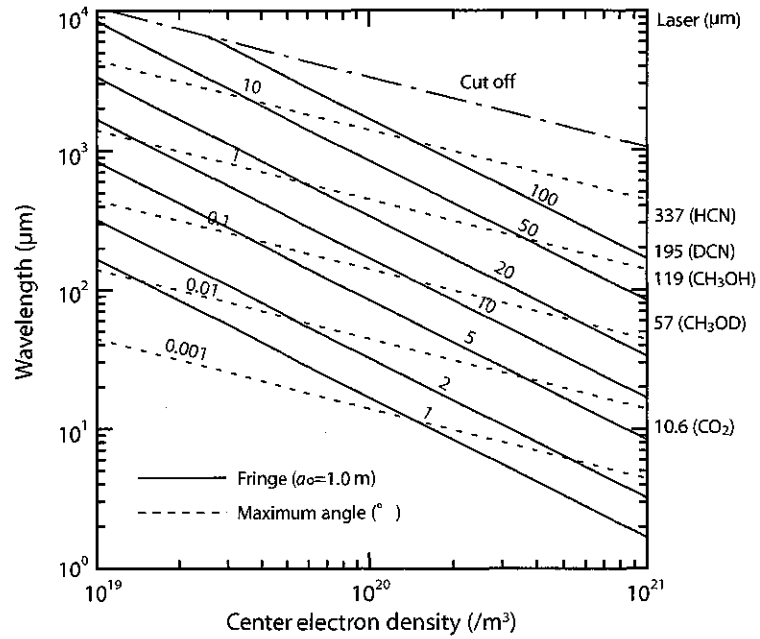


図 2.11 プラズマ半径 1m の場合の、フリンジ数と最大屈折角をパラメーターとしたプローブ波長とプラズマ軸上の最大電子密度の関係

しかし、波長の短いレーザーを使用する場合は、機械的振動による影響を考慮しなければならない。今、干渉計の光学系が振動により光路長で Δl 変化したとすると、フリンジ数の変化は、

$$\Delta F = \frac{\Delta l}{\lambda} \quad (2.20)$$

となり、この ΔF に対する電子密度の変化 Δn_0 は、

$$\frac{\Delta F}{F} = \frac{\Delta n_0}{n_0} \quad (2.21)$$

となる。今、 $\Delta n_0 = \eta \times 10^{-2} n_0$ までの分解能を得ようと思えば、 $\Delta F < \eta \times 10^{-2} F$ でなくてはならない。よって、プローブビームの波長は、次式 (2.22) を満たさなければならない。

$$\lambda > 4.08 \times 10^8 \left(\frac{\Delta l}{\eta a n_0} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.22)$$

例えば、振動による変位 $\Delta l = 1 \mu\text{m}$ 、プラズマによる位相差に対して振動による位相変化を 1% 以内に抑えると仮定すると上式は、次のようになる [44]。

$$\lambda > 4.08 \times 10^5 (a n_0)^{-\frac{1}{2}} \quad (2.23)$$

以上の方法により選択するプローブビームの波長の下限を決定する。

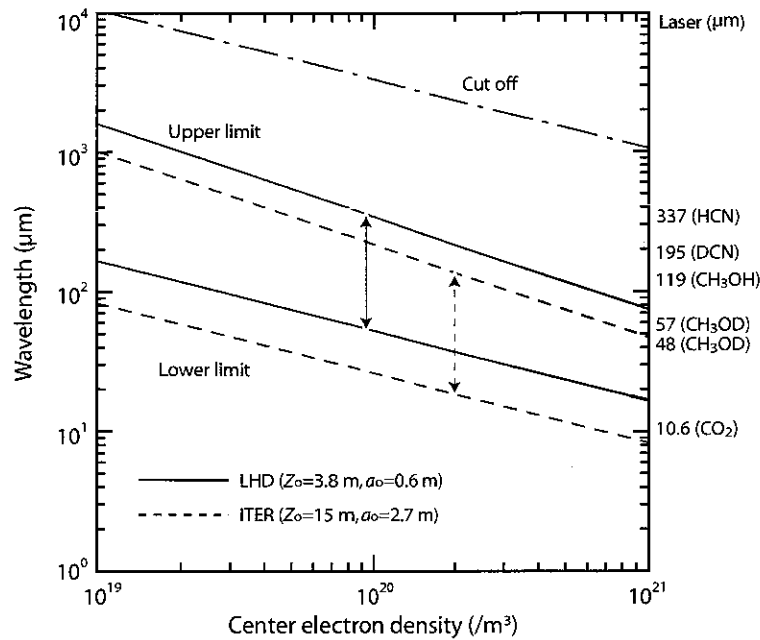


図 2.12 LHD 及び ITER における干渉・偏光計測用のプローブビームの選択

表 2.3 ITER における干渉・偏光計測用プローブ波長の選択

	TFTR		ITER		
Laser wavelength (μm)	118.8	118.8	57.2	47.6	10.6
Pass	Double	Single	Single	Single	Single
Major radius (m)	2.65	7.75	7.75	7.75	7.75
Minor radius (m)	1.1	2.75	2.75	2.75	2.75
Central density ($10^{20}/\text{m}^3$)	1	1.78	1.78	1.78	1.78
Plasma current (MA)	2.5	25	25	25	25
Toroidal field (T)	5.2	6	6	6	6
Faraday rotation (deg.)	15	176	41	28	1.4
Phase shift (fringes)	16	30	15	12	2.7

図 2.12 に、LHD と ITER を対象としたプローブビームの波長の選択について示す。ここでは、波長の上限として (2.17) 式を、下限として (2.23) 式を用いている。それぞれのプラズマ装置のパラメーターは、LHD では $a=0.6\text{m}$ 、 $Z_0=3.8\text{m}$ 、ITER では $a=2.7\text{m}$ 、 $Z_0=15\text{m}$ とした。現在の LHD プラズマに対しては、屈折効果、機械的振動の影響を抑えることを考慮すると波長 $100\mu\text{m}$ 付近のレーザーが望まれるが、ペレット入射時における急激な密度変化やより高密度実験に対しては、波長 $40\sim 70\mu\text{m}$ のレーザーが適していると言える。一方、ITER の場合は干渉・偏光計測用光源として $10.6\text{-}\mu\text{m}$ CO_2 レーザーを候補としている。しかし、この場合は波長が短く、機械的振動による影響が大きくなる。図 2.12 より、ITER に対しても波長 $50\mu\text{m}$ 付近のレーザーが必要であることが分かる。表 2.3 は、ITER における干渉計のフリンジ数、偏

光計のファラデー回転角を考慮した干渉・偏光計測用プローブ光の選択を示している。表では同じトカマク型である TFTR（プリンストン大学）における $119\text{-}\mu\text{m}$ CH_3OH レーザーに対する値を目安として記載している。ITER で計画されている $10.6\text{-}\mu\text{m}$ CO_2 レーザーでは、ファラデー回転角およびフリンジ数が小さすぎるために微小計測が必要となる。それに対して、本研究で対象としている $57\text{-}\mu\text{m}$ 、 $48\text{-}\mu\text{m}$ CH_3OD レーザーは、先の 2 つよりも適した波長であるといえる。

以上のことから、今後の LHD や ITER での高信頼性で高精度のプラズマ電子密度分布計測用光源としては、 $57\text{-}\mu\text{m}$ 、 $48\text{-}\mu\text{m}$ CH_3OD レーザー等が必要であることがいえる。