T2R2 東京科学大学 リサーチリポジトリ
Science Tokyo Research Repository

論文 / 著書情報
Article / Book Information

題目(和文)	高密度核融合プラズマにおける電子密度計測偏光計およびイメージング干渉計の開発
Title(English)	
著者(和文)	秋山毅志
Author(English)	
出典(和文)	学位:博士(工学), 学位授与機関:東京工業大学, 報告番号:甲第5398号, 授与年月日:2003年3月26日, 学位の種別:課程博士, 審査員:
Citation(English)	Degree:Doctor (Engineering), Conferring organization: Tokyo Institute of Technology, Report number:甲第5398号, Conferred date:2003/3/26, Degree Type:Course doctor, Examiner:
学位種別(和文)	博士論文
Type(English)	Doctoral Thesis

Powered by T2R2 (Science Tokyo Research Repository)

高密度核融合プラズマにおける電子密度計測偏光計およびイメージング干渉計の開発

指導教官

飯尾俊二 助教授

提出者

東京工業大学大学院
理工学研究科　博士後期課程
原子核工学専攻
01D19019
秋山毅志

平成 15 年 3 月 14 日

目 次

第 1 章　序論 **1**
1.1　核融合開発の必要性 1
1.1.1　現在のエネルギー事情 1
1.1.2　核融合開発 2
1.2　本研究の背景 4
1.3　本研究の目的 5
1.4　大型ヘリカル装置の概要 6
1.5　本論文の構成 8

第 2 章　密度計測偏光計・イメージング干渉計の位置付け **9**
2.1　はじめに 9
2.2　磁場閉じ込めプラズマにおける電子密度計測の役割と計測法 9
2.3　プローブ法 10
2.4　電磁波法 11
2.4.1　反射法 11
2.4.2　散乱法 13
2.4.3　粒子ビームを用いる方法 15
2.5　干渉法 17
2.5.1　フリンジ計数ミス 19
2.5.2　2 波長干渉計 21
2.5.3　イメージング干渉計 22
2.6　偏光法 26
2.6.1　密度計測偏光計 27
2.6.2　偏光角測定方式 27
2.7　各計測法の位置付け 41
2.8　第 2 章のまとめ 44

第 3 章　偏光法とイメージング干渉法の諸原理 **45**
3.1　はじめに 45
3.2　プラズマ中での電磁波の伝播と屈折率 45

3.2.1 $\boldsymbol{B}_0 = 0$ の場合 . . . 47
3.2.2 $\boldsymbol{B}_0 \neq 0$ の場合 . . . 47
3.3 測定原理 . . . 50
3.3.1 干渉法の測定原理 . . . 50
3.3.2 偏光法の測定原理 . . . 51
3.4 ヘテロダイン干渉法の原理 . . . 52
3.5 位相イメージ法 . . . 53
3.5.1 Fresnel-Kirchhoff の回折式 . . . 53
3.5.2 位相イメージ法の原理 . . . 54
3.5.3 位相イメージ法の問題点 . . . 57
3.6 Slice and stack 法 . . . 58
3.6.1 Slice and stack 法の原理 . . . 58
3.6.2 Slice and stack 法の伝播誤差 . . . 60
3.7 第 3 章のまとめ . . . 61

第 4 章 大型ヘリカル装置 (LHD) への密度計測偏光計の適用 63
4.1 はじめに . . . 63
4.2 数値的検討 . . . 63
4.2.1 有限 β 効果 . . . 63
4.2.2 VMEC を用いた有限 β 時の磁場・磁気面計算 . . . 64
4.2.3 有限 β 効果を取り入れた数値計算 . . . 65
4.2.4 ファラデー回転角・屈折変位量の波長依存性 . . . 65
4.2.5 赤外レーザーの開発状況と波長の選択 . . . 68
4.2.6 炭酸ガスレーザーのファラデー回転角 . . . 69
4.2.7 炭酸ガスレーザーの屈折変位量 . . . 69
4.2.8 Cotton-Mouton 効果による楕円化の検討 . . . 71
4.2.9 入射位置の検討 . . . 72
4.3 計測システム . . . 73
4.3.1 光学系 . . . 73
4.3.2 光学台の仕様 . . . 76
4.3.3 光学素子の仕様 . . . 78
4.3.4 ビーム伝送制御 . . . 86
4.3.5 データ収集系 . . . 91
4.3.6 位相差抽出法 . . . 93
4.4 ファラデー回転角の較正試験 . . . 94
4.4.1 楕円偏光によるファラデー回転の誤差 . . . 94
4.4.2 1/2 波長板を用いた較正試験 . . . 95
4.5 偏光計の性能評価 . . . 96

4.5.1 ビート信号の SNR 97
4.5.2 分解能 98
4.5.3 長時間安定性 102
4.6 プラズマ計測結果 105
4.6.1 干渉計との比較 105
4.6.2 ペレット入射プラズマでの信頼性高い密度計測 107
4.6.3 偏光法による電子密度分布評価の実証 109
4.7 保護円筒付きリトロ反射鏡の問題点と対策 110
4.7.1 平行度の低下 111
4.7.2 戻り光強度の低下 111
4.7.3 オーバーシュート現象 112
4.7.4 リトロ反射鏡のスパッタリング・熱対策 114
4.8 第 4 章のまとめ 115

第 5 章 大型ヘリカル装置 (LHD) へのイメージング干渉計の適用 117
5.1 はじめに 117
5.2 イメージング干渉計の計測位置 117
5.3 数値的検討 117
5.3.1 屈折変位量と位相変位量の波長依存性 118
5.3.2 波長の選択 120
5.3.3 炭酸ガスレーザーの屈折変位量・位相変位量 120
5.4 計測システム 122
5.4.1 干渉配位 122
5.4.2 光学系 123
5.4.3 位相差抽出法 137
5.4.4 データ収集系 138
5.5 炭酸ガスレーザーイメージング干渉計の性能評価 140
5.5.1 結像状態の評価 140
5.5.2 位相・時間分解能と位相差抽出法 146
5.5.3 ２波長干渉計による振動補正実験 150
5.6 プラズマ計測結果 153
5.6.1 FIR レーザー干渉計との比較 153
5.6.2 プラズマ計測における振動補正 156
5.6.3 ペレット入射プラズマでの信頼性ある密度計測 158
5.7 第 5 章のまとめ 160

第 6 章 結論 163
6.1 本研究の結論 163

6.2 今後の課題 166

付 録 A **167**
A.1 ガウスビーム理論とビーム伝送 167
A.2 ディジタル信号処理 170
A.2.1 Complex demodulation 170
A.2.2 ディジタルバンドパスフィルタ 172
A.3 光軸不安定性の要因 173
A.3.1 AOM の駆動用 RF パワーの変動 174
A.3.2 AOM・炭酸ガスレーザーの冷却水温度変化 176
A.4 CH_3OD レーザー偏光計の光学部品 177
A.5 レーザー発振周波数変動に伴う位相変動 177

参考文献 **179**

図 目 次

1.1 (a) 大型ヘリカル装置 LHD の内部構造、(b) 接線カメラによる LHD プラズマの写真 7
1.2 本論文の構成 8

2.1 (a) プローブ法、(b) 電磁波法の計測の概念図 10
2.2 反射計の概念図。a はプラズマ小半径、r_c は周波数 ω_{i} の入射波に対するカットオフ層の位置である。 12
2.3 トムソン散乱の概念図 14
2.4 ITER におけるトムソン散乱計測。(a) コアプラズマ計測用 LIDER システム (Ref.[46] より抜粋)、(b) 周辺プラズマ計測用トムソン散乱システム (Ref.[45] より抜粋) 16
2.5 干渉計の原理図 17
2.6 LHD の 13ch FIR レーザー干渉計。Ref.[62] より抜粋。 19
2.7 FIR レーザー干渉計のフリンジ計数ミスの一例。矢印の時間に固体燃料 (ペレット) が入射されており、ch4 でフリンジ計数ミスが生じている。 20
2.8 フリンジ計数ミス発生の流れ 20
2.9 位相イメージ法の概念図。実際の干渉計では、検出器の手前でローカル光とのミキシングがあるが、図では省略している。 22
2.10 UCLA Microtor tokamak におけるイメージング干渉計の光学系。Ref[75] より抜粋。 23
2.11 (a)TEXT の FIR レーザー干渉計の立面図。(b) 光学系の模式図。Ref.[79] より抜粋。 25
2.12 磁場中のプラズマでのファラデー効果 26
2.13 干渉測定法の光学系 28
2.14 偏光面変調法の光学系 30
2.15 回転楕円偏光法 32
2.16 S. Barry らによる修正回転楕円偏光法 33
2.17 偏光面回転法の光学系 35
2.18 RTP における干渉偏光計 36

2.19 Phase sensitive hererodyne 偏光計の光学系。プローブ光の周波数を ω、ローカル光の周波数を $\omega + \Delta\omega$ とする。Ref.[130] より抜粋。 . . . 37
2.20 PEM を用いた磁場計測器の光学系。Ref.[136] より抜粋。 38
2.21 (a) ファラデー回転角の角度分解能とロックインアンプの時定数の関係。(b) 強度計測誤差から角度誤差への誤差伝播の入射角依存性。(c)SNR の入射角依存性。Ref.[136] より抜粋。 39
2.22 (a) 室温が変化した時の計測される偏光角の時間変化 (b) 室温が変化した時のロックインアンプの各振幅強度出力の時間変化。Ref.[136] より抜粋。 40
2.23 FIR レーザー干渉計、炭酸ガスレーザーイメージング干渉計、密度計測偏光計の用途と適用密度領域の模式図 43

3.1 座標系 46
3.2 (a) ホモダイン干渉計 (b) ヘテロダイン干渉計の原理図 52
3.3 開口 Σ での光の回折 53
3.4 2 枚の無収差レンズを用いた結像光学系 55
3.5 球面収差 57
3.6 アーベル変換の原理図 58
3.7 Slice and stack 法の原理 59

4.1 磁気軸位置 3.60 m とした時の磁気面形状 66
4.2 ファラデー回転角と屈折変位量の波長依存性 67
4.3 扇形入射させたレーザー光と LHD プラズマの位置関係 69
4.4 ファラデー回転角の接線半径依存性。$n_{\mathrm{emax}} = 10^{20}$ m^{-3} としている。 70
4.5 光路長の接線半径依存性 70
4.6 屈折変位量の接線半径依存性。$n_{\mathrm{emax}} = 10^{20}$ m^{-3} としている。 71
4.7 レーザー光の進行方向に直交する磁場によって生じる、電場の正常波・異常波成分間の位相差の最大値 72
4.8 接線半径 3.72 m でのファラデー回転角で規格化した回転角の電子密度分布形・体積平均 β 値への依存性 73
4.9 偏光面回転ヘテロダイン方式による偏光計の光学系 75
4.10 光学台 1 での光学素子の配置図 76
4.11 光学台 2 での光学素子の配置図 77
4.12 計測用中間ステージに設置した光学台 1・2 78
4.13 光学台 1・2 の写真 79
4.14 EMT の安定化機構の原理図 80
4.15 (a) 保護用シャッターとプローブ光の位置関係、(b)7-T 接線ポートに取り付けた真空窓と保護用シャッター 82

4.16 (a)40 mm 垂直方向にずらして反射させる場合の光路。1 が入射点、3 が出射点である。(b) 第 3 サイクル用に開発したアルミ製リトロ反射鏡、(c) 第 3 サイクルで使用し、実験終了後真空容器から取り外したアルミ製リトロ反射鏡 83
4.17 第 4 サイクルで使用した保護円筒付きステンレス鋼製リトロ反射鏡 . 84
4.18 LHD 真空容器内に設置したリトロ反射鏡 (ch1、ch2 のみ) の写真 . . . 85
4.19 出射後の (a) 水平方向、(b) 垂直方向の自由空間でのレーザー光伝播。AOM の有効径から決まるビームスポットサイズ基準値として、ω_1 を□■、ω_2 を△▲で示す。 87
4.20 出射後の (a)AOM-1、(b)AOM-2 を透過したビームの伝播。各光学素子の有効径から決まるビームスポットの基準値 ω_2 も白抜きの点で併せて記している。 89
4.21 (a)II-VI 社製ビームエキスパンダの外観、(b) ビームエキスパンダの模式図と変数 90
4.22 ビームエキスパンダによるビーム径制御 91
4.23 偏光計のデータ収集系の模式図 92
4.24 楕円偏光による見かけのファラデー回転角と真のファラデー回転角の関係 95
4.25 ch3 での 1/2 波長板の回転角とそれによって生じる位相差の関係 . . . 96
4.26 (a) ビート信号のフィルタアンプ出力のスペクトル (b)AOM 駆動用 RF 信号のミキシング信号のスペクトル 97
4.27 ロックインアンプの時定数と角度分解能の関係。角度分解能は、位相出力を 4 で割ったものである。 98
4.28 ファラデー回転角分解能の応答時間依存性 99
4.29 波面のずれによる位相変動 100
4.30 光軸垂直方向へのレーザー光の変位量とファラデー回転角のベースラインの変位量の関係。(a) は実験の模式図、(b) 実験結果 100
4.31 ファラデー回転角のベースラインのスペクトル。(a)LHD に設置していた場合、(b) 除振台を用いた場合、(c)(a)・(b) の場合でのファラデー回転角分解能の応答時間依存性。LHD に設置していた場合の分解能は図 4.28 と同じである。 101
4.32 (a) 長時間放電におけるファラデー回転角の時間変化、(b)FIR レーザー干渉計の計測結果 103
4.33 (a) ロックインアンプを用いて計測したビート信号振幅の平均値に対する変化率とファラデー回転角、(b) 各円偏光のパワーの平均値に対する変化率 104
4.34 LHD プラズマ縦長断面での磁気面とエルゴディック層 106

4.35 (a)FIR レーザー干渉計で計測した密度分布を用いたファラデー回転角の計算値と計測値の比較。●▲■であらわしているのが計算値であり、エラーバーは接線半径の誤差 (± 3 cm) によるもの。(b) プラズマ中でのレーザー光の光路長と接線半径の関係 107
4.36 ペレットが入射された放電の計測例。ペレットは t=0.60、0.68、1.1、1.2 秒で入射されている。 (a) 偏光計の計測結果、(b)FIR レーザー干渉計の計測結果。 108
4.37 (a) 図 4.36 の t=0.75 s での電子密度分布形を $n_{\mathbf{e}} = a\{1 - (\rho/\rho_{\mathbf{B}})^b\}$ と仮定し、偏光計の 3 チャンネルデータから評価した電子密度分布。斜線の部分は、偏光計のベースライン変動を考慮した場合の分布の誤差領域 (b) 分布のピーキングの度合いを示す 1/b の時間変化。矢印の時点にペレットが入射されている。 109
4.38 (a) 第 4 サイクルにおける各チャンネルでの入射光強度に対する戻り光強度比。(b) 第 4 サイクルで使用した保護円筒つきリトロ反射鏡。金蒸着膜が剥離し、ミラー面端部にえぐれたような痕が見られる。 . 111
4.39 (a-1) オーバーシュート現象の一例。特に ch2 で大きなオーバーシュートが生じている。(a-2)ch2 のオーバーシュートによるベースラインのずれを 1 次関数で補正した場合。(b) 総入力加熱エネルギーとオーバーシュート量の関係 113

5.1 炭酸ガスレーザー干渉計の計測断面 118
5.2 (a) 屈折変位量分布、(b) 屈折変位量の最大値と波長依存性 119
5.3 (a) 位相変化量分布、(b) 位相変化量の最大値と波長依存性 119
5.4 (a) 密度分布形 $(1 - \rho^8)$、(b)$(1 - \rho^2)$ の場合の屈折変位量の体積平均 β 値依存性 121
5.5 (a) 密度分布形 $(1 - \rho^8)$、(b)$(1 - \rho^2)$ の場合の位相変位量の体積 β 値依存性 121
5.6 (a) マッハ・ツェンダー干渉計配位、(b) マイケルソン干渉計配位 . . 122
5.7 除振架台と LHD、光学台の配置図。除振架台は空気バネとフレームから構成されている。 124
5.8 LHD と除振架台 125
5.9 トランスミッション光学系を納めた筐体の外観 126
5.10 受光系の外観 126
5.11 トランスミッション光学系の模式図 127
5.12 トランスミッション光学系における炭酸ガスレーザー光のビームスポット 128
5.13 トランスミッション光学系における YAG レーザー光のビームスポット 129
5.14 炭酸ガスレーザーのプローブ光・ローカル光の実測ビームプロファイル 130

5.15 (a) 真空窓形状 (b)LHD に設置した真空窓 133
5.16 受光光学系の模式図 134
5.17 10 チャンネル検出器アレイを用いた場合の炭酸ガスレーザー干渉計の計測視線位置。密度分布形は既存の 13ch FIR レーザー干渉計で計測した分布形であり、○は FIR レーザー干渉計の計測ビーム位置を示す。 136
5.18 位相計出力の模式図 138
5.19 イメージング干渉計のデータ収集系の構成。(a) は位相差抽出に位相計を用いる場合、(b) はディジタル信号処理を利用した場合 139
5.20 オブジェクト面においた点光源の位置。四角枠はシート状プローブ光、●が点光源を示す。点光源に付した番号は、図 5.21、5.22 の点光源の像の番号と対応している。 140
5.21 炭酸ガスレーザー干渉計の点光源の像。各点の回りにある円はエアリーディスクを示す。 141
5.22 YAG レーザー干渉計の点光源の像。各点の回りにある円はエアリーディスクを示す。 141
5.23 炭酸ガスレーザー干渉計の波面収差 143
5.24 YAG レーザー干渉計の波面収差 144
5.25 結像状態を調べるためのテフロンスキャン実験。(a) は実験の模式図、(b) は 10 チャンネル検出器アレイで測定した位相変化の一例を示す。 145
5.26 (a) 各チャンネルでの位相変化ピークの半値幅 FWHM、(b) 各チャンネルの位相変化ピーク位置 146
5.27 位相出力の一例 147
5.28 ディジタル処理を用いて位相差抽出した場合の分解能 148
5.29 (a)NBI ノイズが重畳した 1 MHz のビート信号、(b-1)NBI ノイズが重畳したビート信号のスペクトル、(b-2)NBI ノイズがない場合のビート信号のスペクトル 148
5.30 NBI ノイズによるフリンジ計数ミスの一例。NBI3 号機の加熱ビーム立下り時にフリンジ計数ミスが生じている。 149
5.31 (a) プラズマがないときの炭酸ガスレーザー・YAG レーザー干渉計の位相差信号。(b)YAG レーザー干渉計で計測した振動成分を差し引いた炭酸ガスレーザー干渉計の位相差信号 150
5.32 トランスミッション光学系における炭酸ガスレーザー・YAG レーザー光の異なる光路における振動成分検出のための光学系。点線で囲まれた部分が新たに追加した光学系 151
5.33 トランスミッション光学系での振動計測。(a) 炭酸ガスレーザー・YAG レーザー干渉計の位相差信号。(b)YAG レーザー干渉計で計測した成分を差し引いた炭酸ガスレーザー干渉計の位相差信号 152

5.34 シート状プローブ光の長軸方向の振動成分分布。参照信号には ch4 を用い、距離の変化は t=0 s の時の各チャンネルの位相差信号を基準としている。 154
5.35 FIR レーザー干渉計との比較。(a) 線電子密度、(b)Slice and stack 法で評価した密度分布。 155
5.36 (a) 炭酸ガスレーザー干渉計のみ。(b)YAG レーザー干渉計による振動補正後。t=1.51、1.59 s にペレットが入射されている。 157
5.37 (a) 炭酸ガスレーザー干渉計のデータのみ用いて評価した密度分布。(b)YAG レーザー干渉計による振動補正を行った後に評価した密度分布。 157
5.38 固体水素燃料ペレットを入射した高密度プラズマでの計測例。(a) は炭酸ガスレーザーイメージング干渉計、(b) は既存の FIR レーザー干渉計による計測結果。プラズマ放電条件は、磁気軸位置 R=3.6 m、中心磁場強度 2.8 T である。(1)〜(4) の矢印は図 5.39 の分布形を算出した時間を示している。 159
5.39 Slice and stack 法による電子密度分布形。(a) は図 5.38 に示した矢印での密度分布形、(b) は放電時間中の時間変化を示す。 160

A.1 complex demodulation の計算アルゴリズム 171
A.2 AOM の回折角と AOM 駆動用 RF パワーの依存性 174
A.3 (a)RF パワーの変化率とベースラインのシフトの依存性。パワーの変化率は発振器最大出力に対する減少分で定義。(b)RF パワーの変化率とファラデー回転角のベースラインの同時計測結果。 175
A.4 冷却水温度変化とベースライン変動の関係。水冷温度の基準はいずれも 20 ℃である。AOM と炭酸ガスレーザーはそれぞれ個別のチラーで冷却している。 176

表 目 次

1.1 LHD の主要装置諸元 7
1.2 LHD で達成された最高パラメータ 7

2.1 電子密度計測法の種類とその特徴 41

4.1 赤外〜遠赤外波長領域のレーザー 68
4.2 炭酸ガスレーザーの基本仕様 79
4.3 AOM の諸元 81
4.4 ビームスプリッタの諸元 81
4.5 第 3 サイクルで使用したアルミ製リトロ反射鏡の諸元 84
4.6 第 4 サイクルで使用した保護円筒付きステンレス鋼製リトロ反射鏡の諸元 85
4.7 金属ワイヤーグリッド偏光子の諸元 86
4.8 半導体検出器 PDI-L-2 の諸元 86
4.9 AOM 透過後のビームスポット 88
4.10 AOM 透過後のビームウエスト 88
4.11 アナログバンドパスフィルタの諸元 93
4.12 ロックインアンプの諸元 93

5.1 アルコールレーザー干渉計と炭酸ガスレーザー干渉計の SN 比 123
5.2 CrystaLaser 社の YAG レーザー IRCL-1064-100-S の仕様 131
5.3 ISOMET Corp. の AOM Model 1201E-2 の仕様 132
5.4 炭酸ガスレーザーヘテロダイン干渉計の受光系素子間距離 133
5.5 YAG レーザーヘテロダイン干渉計の受光系素子間距離 134
5.6 炭酸ガスレーザー干渉計用 10ch 検出器アレイの仕様 135
5.7 炭酸ガスレーザー干渉計用 32ch 検出器アレイの仕様。感度、ノイズ密度、比検出能力の値の幅は検出器素子の個体差による。 136
5.8 YAG レーザー干渉計用検出器 C30950 の仕様 137
5.9 CAMAC デジタイザ AURORA 14 の仕様 138

第1章　序論

1.1　核融合開発の必要性

1.1.1　現在のエネルギー事情

18 世紀後半の産業革命以降、先進国の産業構造は大量生産・大量消費へと転換し、それからおよそ 2 世紀半経つ現代においても、その流れはとどまることを知らない。この大量消費社会のおかげで、現在我々は多くの工業製品に囲まれ、便利で快適な暮らしを享受している。しかし、このような社会を根底で支えてきたのは、豊富で安定なエネルギー供給である。エネルギー消費量は産業革命以後は指数関数的とも言える増加を示し、第 2 次世界大戦後、この傾向は特に顕著になった。例えば、日本の一人あたりのエネルギー消費量は、1950 年から 2000 年までの過去 50 年間でおよそ 5.7 倍に増大している。一次エネルギー源のほとんどを輸入に頼っている日本では、第 1・2 次石油危機以降に省エネルギーの必要性が叫ばれ、ビルや工場、家電製品に至るまで省エネルギー技術の開発が進められた [1] が、今後も消費量は増え続けてゆくと考えられる。また、開発途上国での人口の増加も著しく、それらの国々の工業化や生活水準の向上によって、エネルギー需要量は増加の一途を辿ると予想される。

これまで、世界の一次エネルギーの供給で大きな役割を占めてきたのは、化石燃料、すなわち石油や石炭、天然ガスであり、現在でも三者を合わせると全体の 87.5%(1998 年) に上る [2]。しかし、化石燃料は、資源量が有限であることや生態系へ影響を与えること、酸性雨の原因となる NO_x、SO_x を放出すること、排出炭酸ガスによる温暖化といった地球規模の問題を持っているため、これまでと同じエネルギー供給構造は今後許容することできないであろう。そのため、環境と調和する代替エネルギー源を開発し、従来型の化石燃料に依存した経済構造からの転換を図ることが必要である。

代替エネルギー源としては、水力発電や、太陽光や風力などに代表される自然エネルギー、バイオマス等を利用する再生可能エネルギー、原子力などが挙げられる。日本におけるこれらの可能性を考えてゆくと、まず水力発電はダム建設可能な地域はほぼ開発し尽くされており、大幅な供給量の増大は見込めない。また、自然エネルギーや再生可能エネルギーは、現在発電効率の向上やコスト低減の技術開発が進んでいるが、規模が小さいという問題がある。そのため、都市部への大量に集中し

ている人口・エネルギー需要に対しても、安定に供給しなければならない基幹エネルギー源になるとは考えにくく、分散型電源として利用するのが適当であろう。原子力のうち核分裂は、現在日本の一次エネルギー供給量の 12.3%(1996 年)[2]、発電電力量では 34%[3] を担う基幹エネルギー源であり、発電時に炭酸ガスや NO_x、SO_x を放出しない。また、^{235}U の供給可能年数は 50-100 年と見積もられているが、燃料増殖を行った場合はそれを数千年分まで増やすことができ [4]、さらに海水中のウラン採取の経済性にメドが立てば、資源の少ない日本にとっては安定供給が可能になり、その点からも今後果たす役割は大きい。しかし、高レベル放射性廃棄物の適切な管理・処理方法が確立されていながら、過去の原発事故や近年の不適切な情報開示によって公衆の信頼を損ね、過剰な脱原発運動に発展している問題がある。

核融合は高レベル放射性廃棄物をそもそも出さず、廃棄物に含まれる放射性物質の大部分が低レベルのものである。それに加えて、燃料供給を止めると容易に核反応を停止させることができ、炉の暴走がないことなどから、核分裂と比較すると安全面で民意が得やすいと言える。燃料となる重水素や三重水素を製造するためのリチウムは海水中から採取でき、地球には資源的には 1600 万年分存在する [5]。また、核分裂同様、発電時の炭酸ガスや NO_x、SO_x の排出がないことから、環境適合性も高い。DT 反応の場合、核子一個あたりの放出エネルギーは、3.5 MeV(発生エネルギー 17.6 MeV ÷核子 5 個=3.5 MeV) とウランの一核子当たりのエネルギーと比較しておよそ 3 倍であり、エネルギー密度が高いことから、基幹エネルギーとなるのに十分である。これらのことから、核融合は安全性や資源の面から人類の究極のエネルギー源として有望である。

1.1.2　核融合開発

現在、核融合炉で利用可能な核融合反応として、

$$\begin{aligned} \mathrm{D+T} &\rightarrow {}^4\mathrm{He}(3.52)+\mathrm{n}(14.06) && (1.1)\\ \mathrm{D}+{}^3\mathrm{He} &\rightarrow {}^4\mathrm{He}(3.67)+\mathrm{p}(14.67) && (1.2)\\ \mathrm{D+D} &\rightarrow {}^3\mathrm{He}(0.82)+\mathrm{n}(2.45) && (1.3)\\ &\rightarrow \mathrm{T}(1.01)+\mathrm{p}(3.03) && (1.4) \end{aligned}$$

が挙げられる。かっこ内の数値は、生成される粒子に分配されるエネルギーを MeV 単位で示している。D は重水素、T はトリチウム、^{3}He はヘリウム 3 である。式 (1.1) の DT 反応は、核融合反応が起こる温度が低く、また反応の起こり易さを示す核融合反応断面積が高い [6] ことから、当面の核融合研究は DT 核融合炉の実現を目標としている。資源面からは T の生産が必要でない式 (1.3) の DD 反応が、真空容器等の放射化を減らすためには中性子の発生しない式 (1.2) の D^{3}He 反応が魅力的である。

しかし、これらは核融合反応に必要な温度が DT 反応より高いことから、DT 炉完成以降の目標である。

核融合開発は第 2 次世界大戦後にスタートしたが、当初の楽観的予測とは裏腹に、高温プラズマの不安定性という大きな困難にぶつかり、プラズマ物理の基礎研究と国際協力の必要性が認識されるようになった [7]。その後、1968 年に発表されたソビエト連邦共和国クルチャトフ原子力研究所のトカマク装置 T-3 の数千万度のプラズマを数ミリ秒閉じ込めるという衝撃的な実験成果 [8] を契機に、世界各国でトカマク研究が競い合って進められ、着実な進展を遂げた。80 年代には大型トカマク時代を迎え、日本の JT-60、アメリカ合衆国の TFTR、EU の JET の 3 大トカマクが建設された。そして、各トカマク装置において、プラズマ加熱パワーと DT プラズマに換算した核融合反応出力が等しい「臨界プラズマ条件」が達成され、JT-60U においては等価エネルギー倍増率 1.25 という世界記録が達成された [9]。

トカマクがプラズマ中に電流を流すことで閉じ込め磁場に回転変換を与えているのに対し、ステラレーターやヘリオトロンといったヘリカル方式は、外部ヘリカルコイルのみで回転変換を作っている。このため、トカマク方式と異なってディスラプションの問題がなく、実用炉の経済性を高めるために必要な、定常化が原理的に可能という利点がある。ヘリカル方式はトカマク以上に歴史が古く、ステラレーターは 1950 年に Spitzer により考案されている。また、ヘリオトロンは宇尾により提案された日本独自の閉じこめ方式である。これらヘリカル方式は、上記のような優れた特長を持っているが、磁場の軸対称性を持たないため物理的解析が容易でない、プラズマ閉じ込めが誤差磁場の影響を受けやすいというハンディを負っていた。そのため、開発初期においては、トカマク方式より遅れをとっていた。しかし、加工製作技術や計算機能力の向上によって開発が急速に進み、文部科学省核融合科学研究所の大型ヘリカル装置 (Large Helical Device; LHD) やマックスプランク研究所の Wendelstein 7-AS(W7-AS) 等が建設され、精力的な研究が行われている。さらに近年では、準対称性をヘリカル配位に取り入れる先進的ヘリカル磁場配位の研究へと発展している。その例としては、準軸対称性を取り入れた核融合科学研究所の準軸対称コンパクトヘリカル装置 (Compact Helical System - quasi-axisymmetric; CHS-qa)[10, 11, 12] と Princeton 大学プラズマ物理研究所の National Compact Stellarator eXperiment(NCSX)[13]、Wisconsin 大学の HSX プラズマ研究所の準ヘリカル対称性を持つ Helically Symmetric eXperiment(HSX)[14] が挙げられる。

現在、核融合開発は、原理検証の段階から核融合炉技術の実証を示す段階へと移行しつつある。そして、将来の核融合炉を見据えて、JT-60U や JET では実際の炉心プラズマに外挿し得る高温・高密度のプラズマ実験や、ヘリカル方式だけでなくトカマク方式でも定常化への試みが行われている [15]。さらに、D-T プラズマの制御された長時間核燃焼の実証、核融合炉技術の統合システムとしての実証や核融合炉工学機器の総合的試験を目的として、国際熱核融合実験炉 (International Thermonuclear Experimental Reactor; ITER) が、日本・EU・ロシア・米国の協力のもと設計が進

められた。ITER の閉じこめ方式には、現段階では最も高いプラズマ性能が達成されているトカマク方式が採用されている。そして、2001 年 7 月には大幅な建設コスト低減を果たした ITER - FEAT の最終設計がまとめられ、現在建設地の決定を待つ段階にいる。ITER - FEAT ではフラットトップ時間は通常 400 秒、非誘導方式運転では 1000 秒以上、それぞれでの電子密度は 11.3×10^{19} m^{-3}、6.5×10^{19} m^{-3} という高〜中密度領域での運転を目標として設計されている [16]。ここで、本論文においては、1×10^{19} m^{-3} 前後を低密度領域、5×10^{19} m^{-3} 前後を中密度領域、1×10^{20} m^{-3} 前後を高密度領域と呼ぶことにする。

1.2　本研究の背景

前節で述べたように、現在の核融合開発の傾向として、装置の大型化、プラズマの高温・高密度化、長時間化が挙げられる。このような状況は計測にとっては過酷といえるが、そのような環境でも精度や安定性、信頼性が低下しないプラズマ計測器の開発が必要である。特に、エネルギー倍増率 Q に直接関係する電子密度は、高性能プラズマを実現・維持するために能動的な制御が必要であることから、信頼性高い密度計測が不可欠である。また、密度分布は粒子補給やプラズマの粒子閉じこめを反映しており、分布形状や時間変化からプラズマの閉じこめ物理の情報を引き出すことができる。そのため、閉じこめ性能向上を模索する上で、高い空間・時間・密度分解能での密度分布計測が求められている。

しかし、現状の電子密度計測では、必ずしもこれらの要求を同時には満たすことができていない。現在、高温プラズマの密度計測法として、主にトムソン散乱計測、反射法、干渉法が利用されている。トムソン散乱による密度計測は、局所計測という利点があるが、散乱光強度計測であるために絶対較正が必要である。しかし、レーザー光強度や検出器感度が温度依存性を持つため、常に精密な較正をすることは困難である。レーザーの繰り返しも数十 Hz 程度に制限されているために、時間分解能が低いという問題も抱えている。反射法は、トムソン散乱計測と比較して時間分解能は高く、局所計測という利点を持つ。しかし、用いる周波数がカットオフ周波数領域であるために屈折やモード変換、散乱等の考慮すべき要因が多く、現在開発途上の手法である。これらに対し、干渉法は、較正を必要とせず、時間分解能も高い。また、計測値に影響する要因が反射法ほど多くなく、データの解釈が容易である。これらの多くの利点を持つため、干渉法は現在の核融合装置の基本計測法となっている。そして、干渉計の中でも、プラズマの状態を知るための密度モニタや密度分布計測の主力計測器として、多くの核融合実験装置で使用されているのは FIR(Far infrared) レーザー干渉計であり、高い時間・密度分解能を持つ。しかし、以下に列挙する問題点を持つ。

1. 高密度での信頼性に欠ける。

2. 空間分解能が低い。
3. システムが巨大になる。

1 の理由は、位相情報を失い、計測不能になる「フリンジ (周期数) 計数ミス」が高密度プラズマで発生する場合があるためである。次に、空間分解能を高めるためにはプラズマ中を透過させるプローブ光を細くし、チャンネル数を増やせば良い。しかし、レーザー光は、細く絞りすぎるとビーム広がり角が大きくなるという性質があり、入射・出射窓よりビーム径を小さくするためには十分にプローブ光を細くできない。波長が長いほど広がり角が大きいことから、FIR レーザー光ではプローブ光のビーム径が大きくなり、2 の空間分解能の低下が生じる。3 の理由は、次の通りである。干渉計測は機械的振動により光路長が変化すると、それが位相変化となる。そのため、機械的振動の影響を抑えるために、除振架台や振動補正用干渉計の併設などの対策を講じる必要があり、システムが複雑・巨大になる。

これらの問題点は、今後の装置の大型化やプラズマの高密度化・長時間化が進むに従って、一層深刻なものとなる。そのため、高密度領域においても信頼性高く、高い計測分解能を持つ密度計測器の開発が急務となっている。

1.3 本研究の目的

本研究では、上記の問題点のうち、1・3 を解決することを目的として、電子密度計測用炭酸ガスレーザー偏光計を、1・2 の解決のために炭酸ガスレーザーイメージング干渉計を提案する。密度計測用偏光計は、計数ミスがなく、振動の影響も小さいことから、システムが簡素で高密度や長時間放電で信頼性高い密度モニタに適している。炭酸ガスレーザーイメージング干渉計は、振動対策が必要なためシステムは多少複雑になるが、計数ミスを抑制できるために信頼性高く、イメージング手法を取り入れることで非常に高い空間分解能を実現できる。加えて、これらの二つの計測器は、トムソン散乱計測と比較して高い時間分解能を持つことも特長である。

そして、これらの有効性を示すことを目的として、次節に概要を示す LHD に設置する両計測器を開発し、性能評価をした上でプラズマ計測を行った。LHD では密度計測器として 13chFIR レーザー干渉計、トムソン散乱計測が稼動しているが、上で提案した二つの密度計測器を組み込むことで、高い信頼性と計測分解能を持った電子密度計測系を構築することができる。さらに密度計測偏光計では、基本的な性能評価に加えて、ITER で目標とされていながら未だ成功例の報告がなかった、偏光計による密度分布計測の実証も本研究の目的の一つとした。

1.4　大型ヘリカル装置の概要

密度計測偏光計・イメージング干渉計を設置する、文部科学省核融合科学研究所の大型ヘリカル装置 LHD の概要を以下に示す。ヘリカル型磁場閉じ込め装置は、磁力線構造を真空容器外側のヘリカル形コイルとポロイダル磁場コイルのみによって作り、以下の長所を有する。

- 閉じこめ磁場が外部コイルのみで生成されるため、定常運転が容易。
- 大きなトロイダル電流がないため、トカマク装置で問題となるディスラプションが存在せず、安全性が高い。
- 電流駆動の必要がないため、トカマクと比較して循環電力が少なく、効率的。
- (ヘリオトロン型では) 不純物制御に有効なダイバータが自然に備わっている。

また、克服すべき課題としては、

- 非軸対称性のため、高エネルギー粒子の閉じ込めが劣化しやすい。
- コイルと最外殻磁気面の間隔を大きく取りにくい。
- 装置構造が複雑で遠隔保守が難しい。

等が挙げられる。

ヘリカル方式にはヘリオトロン、ステラレータ、ヘリアック、ヘリアス等があるが、LHD は日本独自のアイディアであるヘリオトロン型を採用している。実験の主たる目的は、無電流プラズマの発生と閉じ込めにあり、トカマク方式にはない特徴を明確にし、さらに炉心プラズマのための重要な物理的・工学的研究課題を解明することにある。装置規模では、ヘリカル方式の中で世界最大である。ヘリカルコイル・ポロイダル磁場コイルには共に NbTi の超伝導材を用いており、液体ヘリウムによる冷却を行っている。そのため、ヘリカルコイル 1 本当たりに流せる最大電流は 13 kA、LHD の磁場エネルギーは 1.6 GJ にも及び、これは世界最大の磁場エネルギーである。LHD 内部構造の模式図を図 1.1(a)、生成されたプラズマの写真を図 1.1(b) に、主要装置パラメーターを表 1.1 に示す。[17]

加熱装置には、電子サイクロトロン加熱 (ECH)、イオンサイクロトロン周波数帯加熱 (ICRF)、中性粒子入射 (NBI) が用意されている。計測器は約 30 種類にわたり、クロスチェックを可能にすると共に、各計測器の特徴を活かし、複雑なプラズマの振る舞いを総合的に理解することができる。LHD は平成 2 年度より建設が開始され、平成 9 年度に完成した。そして、平成 10 年 3 月のファーストプラズマ点火に成功した後、平成 14 年度までに計 6 回の実験サイクルでプラズマ生成実験が行われている。平成 13 年度の第 5 サイクルで達成された最高プラズマパラメータを表 1.2 に示す。

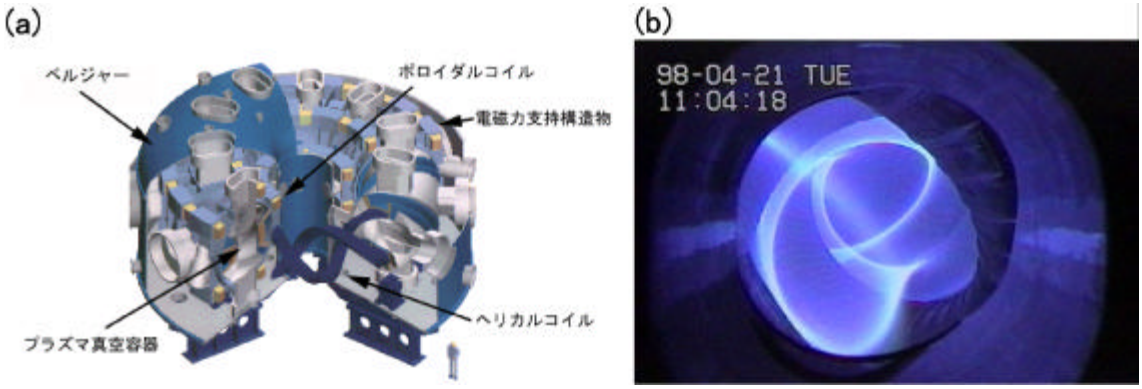


図 1.1: (a) 大型ヘリカル装置 LHD の内部構造、(b) 接線カメラによる LHD プラズマの写真

表 1.1: LHD の主要装置諸元

コイル極数	l=2
ヘリカル周期数	m=10
直径	13.5 m
高さ	9.1 m
コイル小半径	0.975 m
磁場強度	3.0-4.0 T
コイル電流密度	40 A/mm^2
ヘリカルコイル電流	7.80 MA
プラズマ主半径 (標準磁場配位)	3.75 m
プラズマ小半径	0.5-0.65 m
プラズマ体積	20-30 m^3

表 1.2: LHD で達成された最高パラメータ

電子温度 T_e	10 keV
イオン温度 T_i	5 keV
閉じ込め時間 τ_E	0.36 s
蓄積エネルギー W_p	1.16 MJ
体積平均 β 値	3.2% @B=0.5 T
電子密度	1.6×10^{20} m^{-3}

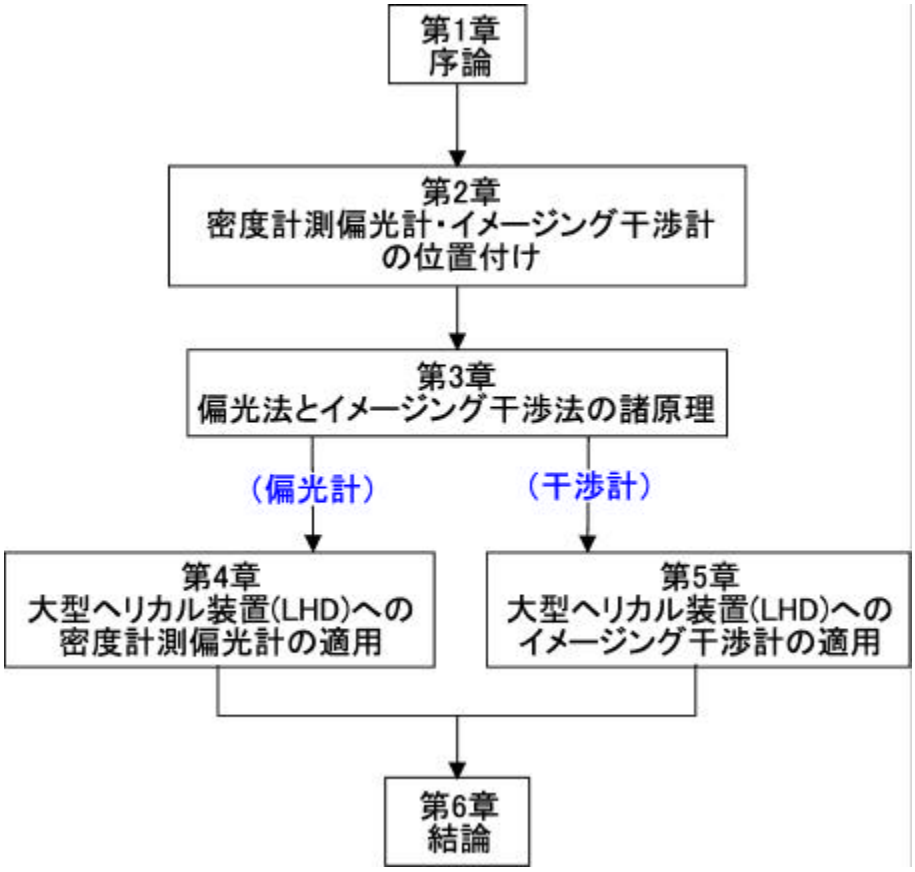


図 1.2: 本論文の構成

1.5　本論文の構成

本論文は 6 章より構成され、その流れを図 1.2 に示す。第 2 章では、磁場閉じ込めプラズマで利用されている電子密度計測器の種類と特徴を示し、現在の電子密度計測系が持つ問題点を明確にする。そして、本研究で提案する密度計測用偏光計およびイメージング干渉計の位置付けを行う。第 3 章では、両計測器やデータ解析が基づく原理や手法について解説する。第 4 章では、まず LHD に設置した密度計測用偏光計の設計のため行った数値的検討を示し、それに基づいて設計した偏光計の仕様を示す。そして、LHD に設置した偏光計の分解能等の性能評価を行い、プラズマ計測結果を示す。第 5 章では、同じく LHD へ設置したイメージング干渉計の光源および光学系決定のため数値的に検討し、それに基づいた光学系の仕様と短波長干渉計で不可欠となる振動対策について述べる。そして、設置後の干渉計の分解能を評価し、プラズマ計測結果を示す。最後に、第 6 章で本研究で得られた成果を総括し、今後の課題を述べる。

第2章　密度計測偏光計・イメージング干渉計の位置付け

2.1　はじめに

第 2 章においては、磁場閉じ込めプラズマの電子密度計測の現状について述べる。まず、2.2 節において磁場閉じ込め核融合装置における電子密度計測の役割とそれを満たすため必要とされる条件について述べる。次に、2.3 節から 2.6 節では現在の電子密度計測法の簡単な原理と性能や適用例を紹介し、それらを基に 2.7 節で本研究で提案する密度計測用偏光計・イメージング干渉計も含めて各計測法の位置付けを行い、本研究の意義を明確にする。

2.2　磁場閉じ込めプラズマにおける電子密度計測の役割と計測法

磁場閉じ込め核融合プラズマにおいて、電子密度は、

1. プラズマの有無等の基本的な状態を示す
2. 密度分布は燃料補給と粒子輸送に依存するため、閉じ込めを議論するためには不可欠な物理情報となる

という重要な役割を持つ。1. から、振動・高密度・長時間等のような計測に不利な条件においてでも、確実に計測できるという高い信頼性を持つことが不可欠である。また、電子密度はエネルギー増倍率に直接関係するため、燃料供給制御のフィードバック制御に使われるなど、将来の核融合炉においては益々その計測信頼性が重要となる。2. の具体的な例として、密度分布の変化より粒子輸送係数の評価 [18, 19, 20] が挙げられる。また、詳細な密度分布変化を数十マイクロ秒オーダーで計測することが求められる例として、ペレット入射時の燃料粒子の「掃き出し」現象が挙げられる。これは、プラズマの高密度化のための固体燃料 (ペレット) 入射後に、コアプラズマまで到達した粒子が数百マイクロ秒でプラズマ周辺に掃き出され、燃料供給効率が落ちるという問題 [21, 22, 23] である。掃き出しの時定数は粒子輸送では説明できず、燃料供給を向上させるため、その機構の解明が必要である。このように、プ

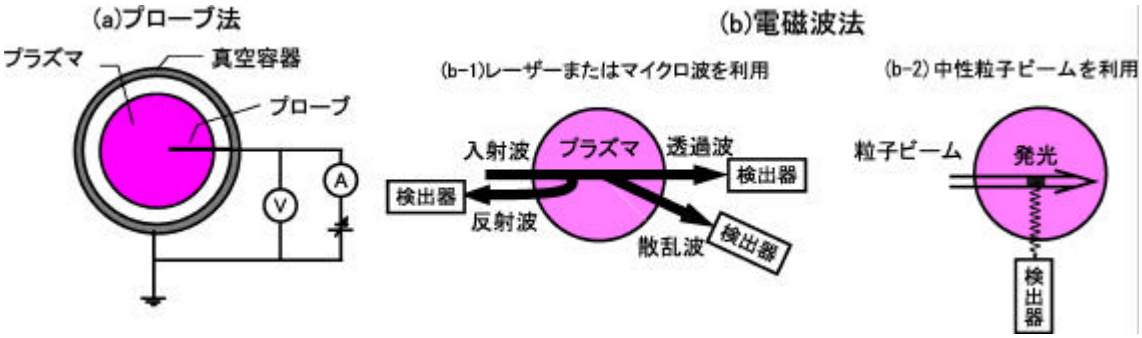


図 2.1: (a) プローブ法、(b) 電磁波法の計測の概念図

ラズマ全体を高い時間分解能・空間分解能を兼ね備えた電子密度分布計測が求められている。

現在、磁場閉じ込めプラズマの電子密度計測法は、大きく分けて、プローブ (探針) を用いる方法と電磁波を用いる方法の二つに分類することができる。図 2.1 にそれらの計測の概念図を示す。しかし、現状では上で挙げた密度計測に対する要求はすべて満たされているとは言い難く、とりわけ高密度プラズマにおいては、計測不能になる場合がある等の問題がある。次節より、従来の電子密度計測法の種類と、各方法の特徴と適用範囲、適用例について述べ、現在の電子密度計測が抱える問題を明らかにする。

2.3　プローブ法

プローブ法は電圧を印加した電極を直接プラズマに挿入し、プラズマの静電応答の結果として流入してくるプローブ電流により、プラズマの密度・温度を計測する方法である [24, 25]。また、電子密度・電子温度に加え、空間電位や荷電粒子を直接捕捉するため、粒子のエネルギー分布の計測も可能である。プローブの種類には、プローブの本数により、シングルプローブ、ダブルプローブ、トリプルプローブがあり、また熱電極を用いるエミッシブプローブ、プローブに RF 電界を重畳する RF プローブなどがあるが、基本的にはいずれもシングルプローブの変形と考えてよい。

プローブ法は、直接プラズマに電極を挿入するために低温のプラズマに限定され、プラズマへ擾乱を与えることが問題である。また、測定されたプローブ特性より、密度や温度などを評価するには、測定対象の密度や温度をある程度知り、その上でその領域に合ったプローブ理論に基づいて解析しなくてはならない。高温高密度となる中型装置以上の磁場閉じ込め核融合プラズマでは、比較的温度が低い周辺プラズマに限定してプローブ法が利用されている。通常の固定型のプローブに加え、より温度が高い領域ではプローブの損傷を避けるため高速掃引プローブ等が使用され

ている。LHD では、ダイバータ板上に固定型静電プローブをアレイ状に配置して、ダイバータ板前面の電子密度・電子温度・粒子束分布の計測を行っている。ダイバータレグ及びヌル点近傍では、高速掃引型静電プローブによる電子密度・電子温度・電位分布・揺動計測を行っている [26]。

2.4 電磁波法

電磁波法とは、プラズマへ電磁波や粒子ビームを入射してプラズマと相互作用した結果を計測、またはプラズマから放射される光を計測し、プラズマの情報を引き出す方法である [27]。特に、前者を能動的測定法、後者を受動的測定法と呼ぶ。前者には、干渉法、偏光法、反射法、散乱法、ビームプローブ分光法、レーザー誘起分光法などがあり、後者の代表としては、可視域制動放射の強度やドップラー広がりの計測、Electron Cycrotron Emission (ECE) 計測、Fast Neutral Analyzer (FNA) 等が挙げられる。電磁波によるプラズマ計測の大きな利点として、プラズマへ与える擾乱が少ないこと、プローブ法と比較して時間応答が速いこと、コアプラズマのような高温・高密度領域でも利用できること等が挙げられる。次節から、これら電磁波法のうち、電子密度計測に用いられる反射法、散乱法、リチウムビームプローブ法の簡単な原理とその特徴について述べる。そして、本研究で取り上げる偏光法・干渉法は、特に詳しく解説するためにそれぞれ 2.6 節・2.5 節で述べる。

2.4.1 反射法

プラズマ中では、正常波ならば電子密度 (異常波であれば電子密度と磁場) と入射波の周波数によって、波が反射されるカットオフ層が決まる。その反射波の時間遅れまたは位相遅れからカットオフ層の空間位置を知ることができ、電子密度分布や密度揺動を求めるのが反射法である。反射計の利点としては、

1. システムが比較的簡単
2. 計測ポートが 1 つでよい
3. プラズマへの接近性がよい

などが挙げられる。このため、現在多くの核融合プラズマ実験装置に設置され、密度分布計測やプラズマ周辺に限定した密度分布・揺動計測に利用されている [29, 30]。特に将来的な核融合装置では、様々な制約で計測ポートが大きく取ることができないことが予想されるため、有力な計測法として期待されている。

図 2.2 に反射計の概念図を示す。電子密度分布が $n_{\mathrm{e}}(r)$ で表せるとき、プラズマ周

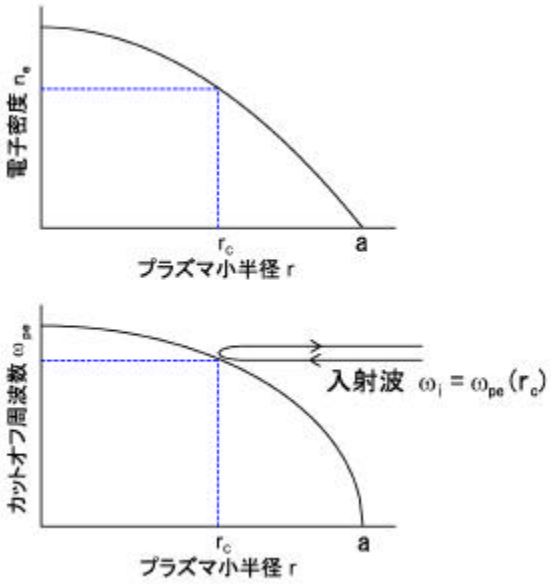


図 2.2: 反射計の概念図。a はプラズマ小半径、r_c は周波数 $\omega_{\rm i}$ の入射波に対するカットオフ層の位置である。

波数 $\omega_{\rm pe}(r)$ は、

$$\omega_{\rm pe}(r) = \left\{ \frac{e^2 n_{\rm e}(r)}{\epsilon_0 m_{\rm e}} \right\}^{1/2} \tag{2.1}$$

と表せる [28]。ここで、e は電子の電荷量、ϵ_0 は真空の誘電率、$m_{\rm e}$ は電子の質量である。密度分布を測定するには、入射する電磁波の周波数を掃引するか、狭帯域発振器を多チャンネルで使用すれば良い。$\omega_{\rm i} = \omega_{\rm pe}(r_{\rm c})$ なる電磁波 (主にマイクロ波域) を入射すると、$r = r_{\rm c}$ で反射され、そのときに生じる位相差 $\phi(\omega_{\rm i})$ は正常波であれば、

$$\phi(\omega_{\rm i}) = \frac{2\omega_{\rm i}}{c} \int_{r_{\rm c}}^{a} \left\{ 1 - \left(\frac{\omega_{\rm pe}(r)}{\omega_{\rm i}} \right)^2 \right\}^{1/2} dr - \frac{\pi}{2} \tag{2.2}$$

と表される [25]。カットオフ層の位置は、式 (2.2) をアーベル変換することで、

$$r(\omega_{\rm pe}) = a - \frac{c}{\pi} \int_0^{\omega_{\rm pe}} \frac{d\phi}{d\omega} \frac{1}{(\omega_{\rm pe}^2 - \omega^2)^{1/2}} d\omega \tag{2.3}$$

と求められる。式 (2.3) 中の $\frac{d\phi}{d\omega}$ は、反射波をヘテロダイン検波したときのミキサー出力のビート周波数より得られる。ここでは、正常波の例を示したが、異常波を用いることで、正常波と同じ周波数帯域でも広い密度範囲で計測することができる [32]。

反射計による密度分布計測の一例として、ASDEX での周波数掃引モード反射計を挙げる。この反射計は、スクレイプオフ層からバルクプラズマまでの密度分布を

計測することが目的であり、広帯域 (16-40 GHz) を 20μs という高速で掃引できるために、高い時間応答で計測できることが特徴である。その特徴を活かした周辺プラズマの密度分布計測では、Edge Localized Mode(ELM) において、スパイク状の Dα 線が発生している最中にセパラトリックスの外の密度が増加して周辺の密度勾配が小さくなり、ELM と ELM の間の時間では勾配が大きくなるという、輸送障壁が破壊・形成される様子を捉えている [31]。

反射計の持つ問題点としては、

1. カットオフ周波数領域であるため、屈折効果が大きい
2. 伝播モードの分離により、二重反射が生ずる
3. 空間位置を精度よく決定するには、ビート周波数の測定などのシステム較正に高い精度が要求される
4. 中窪み型の電子密度分布は密度ピークの内側は計測できない

などが挙げられる。特に 2 に関しては、ヘリカル装置では磁場のシア (磁力線の傾きの変化率) が大きいため、それに伴ってモードが複雑に変化して混在する問題が大きい。トカマク装置と比較して、ヘリカル装置で反射計の適用が進まなかったのがこの要因による。そこで、LHD では、伝播モードを分離して計測ができるパルスレーダー反射計 [33] が適用されている。また、4 は原理的な問題であり、中窪み型の電子密度分布となることが多い LHD では、プラズマ全体の密度分布計測ができないことになる。

2.4.2 散乱法

散乱法は、プラズマ中の電子が入射電磁波の電場によって加速・励起され、電磁波を再放射することを利用している。この荷電粒子による散乱光スペクトルのドップラー広がりは電子温度に、散乱光強度は電子密度によって決まるため、散乱波の計測からこれらの量を知ることができる。

図 2.3 に示すように、入射波の波長を λ、強度を I_0 とすると、波長 λ から $\lambda + d\lambda$ の間の散乱波で θ 方向の立体角 $d\Omega$ への散乱光強度 $I(\lambda, \theta)$ は、

$$I(\lambda, \theta) d\Omega d\lambda = I_0 n \sigma(\lambda, \theta) d\Omega d\lambda \tag{2.4}$$

と表せる。ここで、n は散乱粒子の密度、$\sigma(\lambda, \theta)$ は散乱断面積である。散乱断面積 $\sigma(\lambda, \theta)$ は、電子の熱運動の寄与 $\sigma_{\mathrm{e}}(\lambda, \theta)$ と熱運動するイオンをデバイ遮蔽して追従する電子群の寄与 $\sigma_{\mathrm{i}}(\lambda, \theta)$ の和

$$\sigma(\lambda, \theta) = \sigma_{\mathrm{e}}(\lambda, \theta) + \sigma_{\mathrm{i}}(\lambda, \theta) \tag{2.5}$$

と書け、第一項を電子項、第二項をイオン項と呼ぶ。それぞれの効果が支配的にな

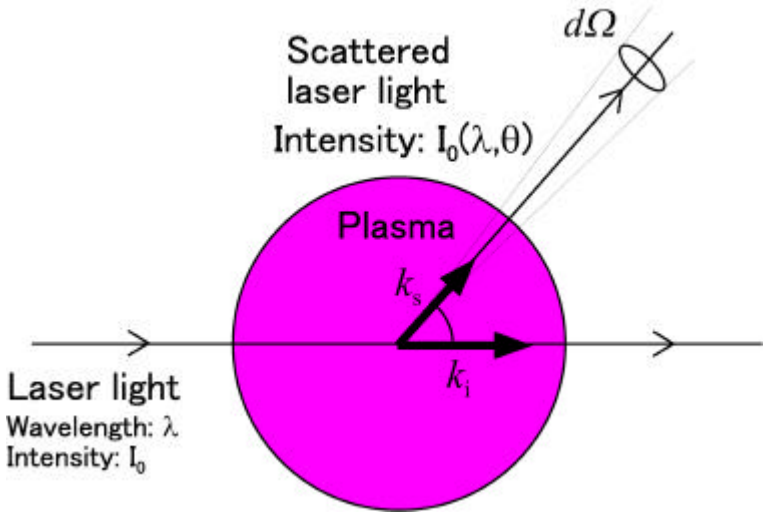


図 2.3: トムソン散乱の概念図

るかは電子温度 $T_{\rm e}$、電子密度 $n_{\rm e}$、入射波の波長 λ で決まる。図 2.3 において、

$$\boldsymbol{k}_{\rm i} - \boldsymbol{k}_{\rm s} = \boldsymbol{k} \tag{2.6}$$

$$\omega_{\rm i} - \omega_{\rm s} = \Delta\omega \tag{2.7}$$

としたとき、散乱の差波長 $\lambda = 2\pi/|\boldsymbol{k}|$ がデバイ長 $\lambda_{\rm D}$ より十分小さい場合、$\sigma_{\rm e} \gg \sigma_{\rm i}$ となって、散乱断面積は電子による寄与が支配的となる。これは非協同的 (インコヒーレント) 散乱と呼ばれている。また、逆に $\lambda \ll \lambda_D$ である場合は、スペクトルの広がりはイオンの速度分布を反映する。非協同トムソン散乱の場合、電子の速度分布がマクスウェル分布に従うとすると、散乱断面積は、

$$\sigma(\lambda,\theta) \;=\; \sigma_{\rm e}(\lambda,\theta) = \frac{K n_e c}{2\omega_{\rm i}\sin(\theta/2)\sqrt{\pi}v_{\rm th}} \exp\left\{-\frac{1}{v_{\rm th}^2}\left[\frac{\Delta\omega_{\rm D} c}{2\omega_i \sin(\theta/2)}\right]^2\right\} \tag{2.8}$$

と書ける。ここで、$\Delta\omega = \boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{v}$、$v_{\rm th} = \sqrt{3\kappa T_{\rm e}/m_{\rm e}}$ であり、K は定数である。式 (2.8) に示されるように、散乱波は個々の電子の速度成分によるドップラーシフトを受けた散乱波の重ね合わせとなる。スペクトルは電子の速度分布を反映した広がりを持ち、散乱強度は電子密度に比例する。

トムソン散乱計測の長所として、局所計測であることが挙げられる。その反面、1〜10 J といった高エネルギーパルスが必要なためにパルスレーザーの繰り返しが遅く、数十 ms と時間分解能が十分ではないことや、迷光・背景光対策が必須であること、密度計測のためには強度の絶対較正が必要であるという欠点も挙げられる。絶対較正にはレイリー散乱などを利用するが、干渉計測の結果を用いて較正することも行われる。

磁場閉じ込め装置での代表的なトムソン散乱計測器として、ルビートムソン、YAG トムソン、TV トムソン、LIDER がある。ルビートムソンが設置されている例としては、JT-60U 等がある [34, 35]。その特徴として、レーザー 1 パルス当たりのエネルギーが大きいため、高い Signal to Noise Ratio (SNR) が得られることが挙げられる。YAG トムソンの例には LHD[36, 37] や CHS[38]、DIII-D[39] があり、レーザーの高繰り返し運転が可能で、比較的高い時間分解能で計測ができることが特長である。TV トムソンは分光器を用いて縦横軸に空間点と波長スペクトルに分けて 2 次元像とし、その後 Carge Coupled Detector (CCD) で一挙に検出する。そのため、10 mm 以下の高い空間分解能が特長である。最初は TFTR において開発され [40]、近年 LHD においても計測が開始された [41]。LIght Detection and Ranging (LIDER) は JET で初めて開発されたもので、数百 ps の極めて短い (波束の長さ 100 mm 程度) レーザーパルスを打ち込み、後方散乱光の到達時間によって空間位置を同定する方式である [42, 43, 44]。この方式の特長としては、レーザーの出入射に計測ポートを一つしか必要としないことや、迷光対策が必要ないことが挙げられる。そのため、計測ポートに大きな制約が生じる ITER 等の将来の核融合炉においては主力計測器として期待されている。その反面、問題点としては、レーザーのパルス長で決まる空間分解能が低いこと (JET ではおよそ 120 mm 程度)、レーザーパルスの繰り返しが遅い (JET では 4 Hz) ために時間分解能が低いことが挙げられる。ITER では、それぞれのトムソン散乱計測の特徴を生かし、コアプラズマの密度・温度計測には LIDER を、X ポイント付近の密度計測には通常のトムソン散乱計測システム (レーザー源は検討中) が適用する予定である (図 2.4)[45, 46]。

2.4.3 粒子ビームを用いる方法

粒子ビームを用いて電子密度を計測する方法には、リチウムビームプローブ法がある [47]。中性粒子ビームとしてプラズマへ入射されたリチウム原子が、電子・イオン衝突や荷電交換等の原子過程によって発光する。それを分光計測することで、密度分布や密度揺動を求めることができる。この計測の特長としては、プラズマへ与える擾乱が少ないこと、多チャンネル計測により密度分布や揺動分布を同時に、かつ高い時間分解能で計測できることなどが挙げられる。また、リチウム原子の電子・イオンとの各種の衝突過程の実効断面積は、リチウムビームの入射エネルギーで決まっているため、エネルギーを適当に選択することで、電子・イオンの情報を分離することができる。

中性リチウムビームはプラズマ中で電離のために減衰し、プラズマが高温・高密度になるほど減衰率は大きくなる。一般的に、ビームエネルギーが大きいほど減衰が小さく、プラズマ中心までビームが到達できる。しかし一方で、高エネルギーになると原子過程に時間を要し、その間の粒子の飛行時間が長くなことから空間分解能が劣化する、密度分布を算出する際の原子過程が複雑になる等の問題が生じる。そ

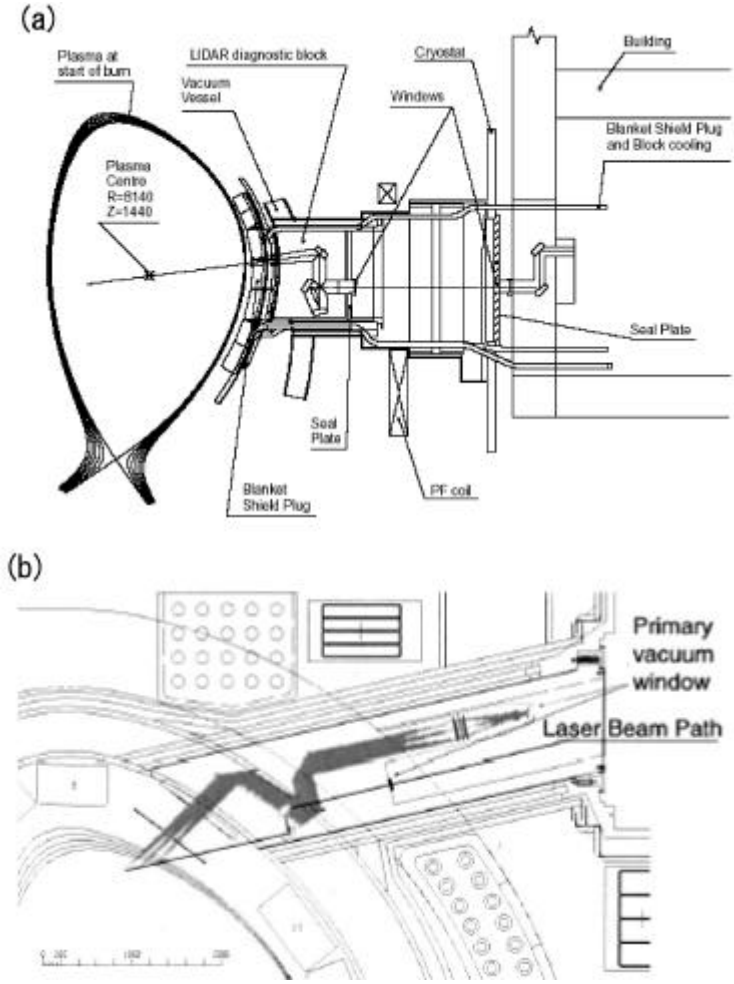


図 2.4: ITER におけるトムソン散乱計測。(a) コアプラズマ計測用 LIDER システム (Ref.[46] より抜粋)、(b) 周辺プラズマ計測用トムソン散乱システム (Ref.[45] より抜粋)

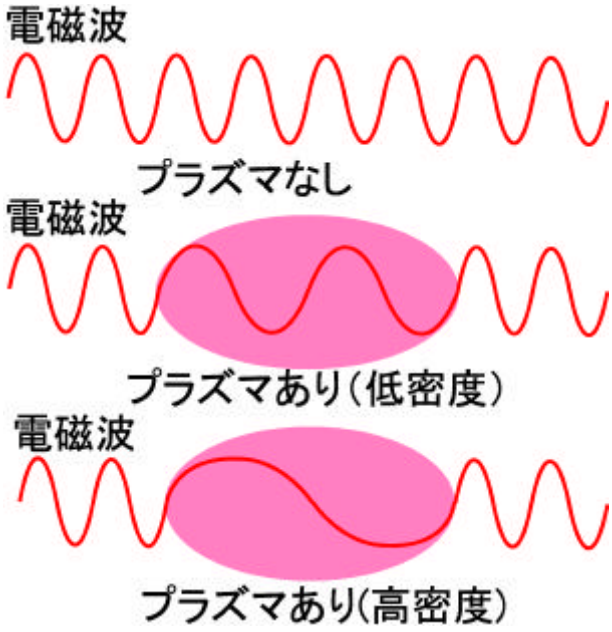


図 2.5: 干渉計の原理図

のため、現在はビームエネルギーを抑え、主に周辺プラズマに限定して計測を行っている。LHD では、高密度放射ダイバータ運転時の周辺プラズマ計測のため、リチウムビームプローブが稼動し始めている。空間分解能 5 mm 以下、計測密度領域 2-3 $\times 10^{19}$ m^{-3}、ビームエネルギーは 5-10 keV となっている [26]。

2.5 干渉法

プラズマ中の屈折率は電子密度に依存するため、図 2.5 に示すように、プラズマ中を透過する電磁波の実効的光路長は密度に応じて変化する。そのため、プラズマ透過波と真空 (空気) 中を伝播する電磁波の間の位相差は変化し、その位相差の変化量から電子密度を求めるのが干渉法である。プラズマ周波数を $\omega_{\rm pe}$、電子サイクロトロン周波数を $\omega_{\rm ce}$ とすると、正常波と異常波のプラズマ中での屈折率 $N_{\rm O}$、$N_{\rm X}$ は、

$$N_{\rm O} = \sqrt{1-\left(\frac{\omega_{\rm pe}}{\omega}\right)^2} \tag{2.9}$$

$$N_{\rm X} = \sqrt{1-\left(\frac{\omega_{\rm pe}}{\omega}\right)^2 \frac{\omega^2-\omega_{\rm pe}^2}{\omega^2-\omega_{\rm pe}^2-\omega_{\rm ce}^2}} \tag{2.10}$$

となる [48]。プラズマ中の光路長を L、透過波と参照波の波数を $k_{\rm p}$、$k_{\rm r}$ とすると、正常波を用いた場合に参照波との間に生じる位相差 $\Delta\phi$ は、

$$\Delta\phi = \int_0^L \{k_{\rm r} - k_{\rm p}(l)\} dl \tag{2.11}$$

$$\sim r_{\rm e}\lambda \int_0^L n_{\rm e}(l) dl \qquad (\omega \gg \omega_{\rm e}) \tag{2.12}$$

$$r_{\rm e} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}\frac{e^2}{c^2 m_e} \tag{2.13}$$

となる。ここで、$r_{\rm e}$ は古典電子半径である。従って、透過波と参照波の位相差より、電子密度の線積分値を得ることができる。干渉法の長所としては、密度分解能が高いことや、連続発振のレーザー光を用いるためにマイクロ秒程度の高い時間分解能を持つこと、絶対較正が必要でないことが挙げられる。その反面、位相差計測であるために光源の高い単一モード発振安定性が必要である。特に FIR 領域では、既成品のレーザーがないため自作する必要があり、開発コストが掛かる場合がある。また、積分計測であるため、局所量を得るには 3.6 節で示す逆変換を行う必要があることや、機械的振動の影響を受けること、そして次節で示す「フリンジ計数ミス」という短所を持つ。

磁場閉じ込め核融合プラズマの干渉計測で使用される電磁波の波長域は、マイクロ波〜赤外領域が一般的であり、装置の規模やコアプラズマの計測か周辺プラズマの計測かなどの用途に応じて使い分けがなされている。適用例として、小〜中型装置の密度分布計測用にはミリ波 (DIII-D[49]、W7-AS[50]) や波長 337 μm の HCN レーザー (CHS[51]、JFT-2M[52]) が使用されている。中〜大型装置のコアプラズマの計測用には 197 μm の DCN レーザー (JET[53]) や 119 μm のメタノールレーザー (JT-60U[54]、LHD[55, 56]、NSTX[126])、10.6 μm の炭酸ガスレーザー (JT-60U[57, 58]、LHD[59]) が、ダイバータ付近の計測にはミリ波 (JET[60]) やマイクロ波 (DIII-D[61]) が用いられている。大型核融合装置に適用されている干渉計の例として、核融合科学研究所の LHD に設置されている遠赤外線干渉計を図 2.6 に示す。LHD の遠赤外干渉計では、光源として双子型の炭酸ガスレーザー励起のメタノールレーザー (波長 119μm) を使用している。PZT による炭酸ガスレーザーの安定化、パルスモータによるメタノールレーザーの制御を行い、高い出力・周波数安定性を実現している。また、振動対策として図 2.6 に見られるように、リトロ反射鏡を取り付けた上部架台と多チャンネル化光学系を据え付けている下部架台を空気バネを用いて設置床面から分離し、機械的振動を抑制している。また、現状ではこの除振構造のために振動の影響はほとんど無視できるが、He-Ne レーザーによる振動検出器も併設されており、振動補正も可能になっている。

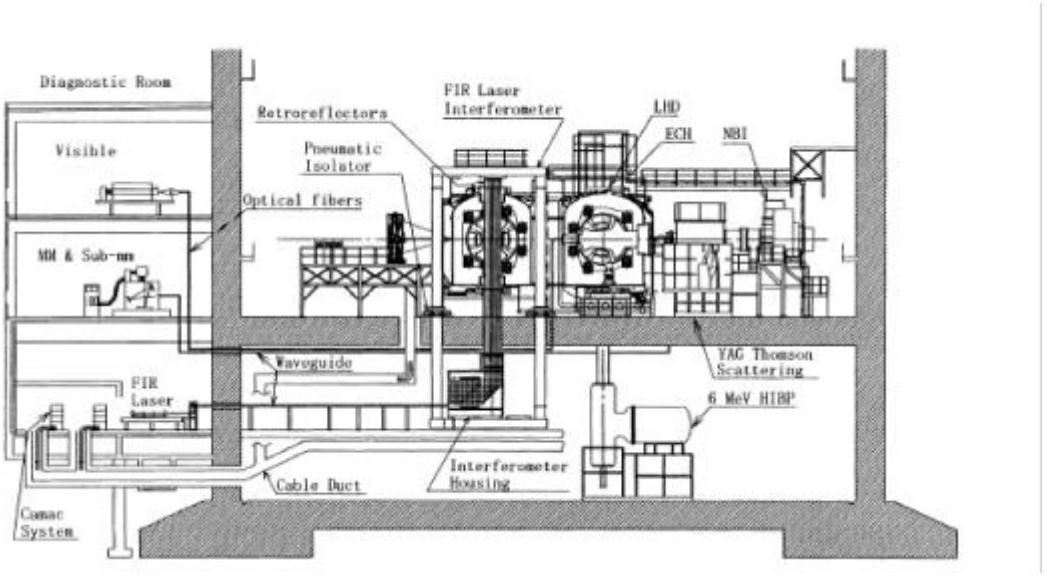


図 2.6: LHD の 13ch FIR レーザー干渉計。Ref.[62] より抜粋。

2.5.1 フリンジ計数ミス

プラズマ中の電子密度分布は勾配を持つことから、屈折率分布にも勾配が生じる。このため、プラズマ中を伝播する電磁波は屈折し、その変位量は波長の二乗と電子密度に比例する。従って、高密度領域においては屈折変位量が大きくなり、電磁波が検出器からそれることで、信号強度低下による位相差計測の一時的な途切れが生じる場合がある。一方、干渉計で計測する位相差は 2π の不確定性を持つ。そのため、位相変化が 2π を超える場合は、位相変化の絶対値を知るには時間変化を追い続けなければならない。そのため、一旦位相差信号が途切れると、復帰しても位相変化の絶対値がわからなくなる。これは「フリンジ計数ミス」と呼ばれており、干渉計の原理的問題である。この他のフリンジ計数ミスの原因には、速い密度変化に位相計が追いつかない、位相計の電気的問題等も挙げられるが、LHD の FIR レーザー干渉計やミリ波干渉計で発生するフリンジ計数ミスの原因のほとんどは、レーザー光の屈折によるものである。図 2.7 に LHD の FIR レーザー干渉計のフリンジ計数ミスの一例を示す。図 2.7 では矢印の時間に固体燃料 (ペレット) が入射されている。正常に計測が行えた ch9 に対し、ch4 においては高密度でフリンジ計数ミスが生じ、正しく密度が計測できていない。ここで述べたフリンジ計数ミス発生の機構を図 2.8 にまとめる。

LHD では、干渉計の信号が密度フィードバック制御に使われるため、フリンジ計数ミスが生じると密度制御ができなくなる。また、分布計測に関しては、フリンジ計数ミスが生じたチャンネルは除いて逆変換を行うため、得られる密度分布の誤差

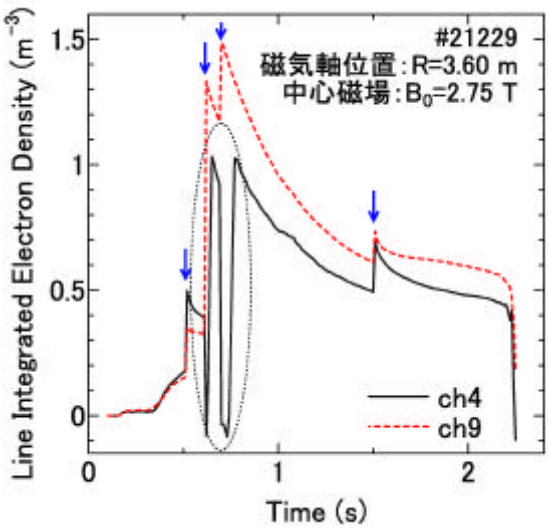


図 2.7: FIR レーザー干渉計のフリンジ計数ミスの一例。矢印の時間に固体燃料 (ペレット) が入射されており、ch4 でフリンジ計数ミスが生じている。

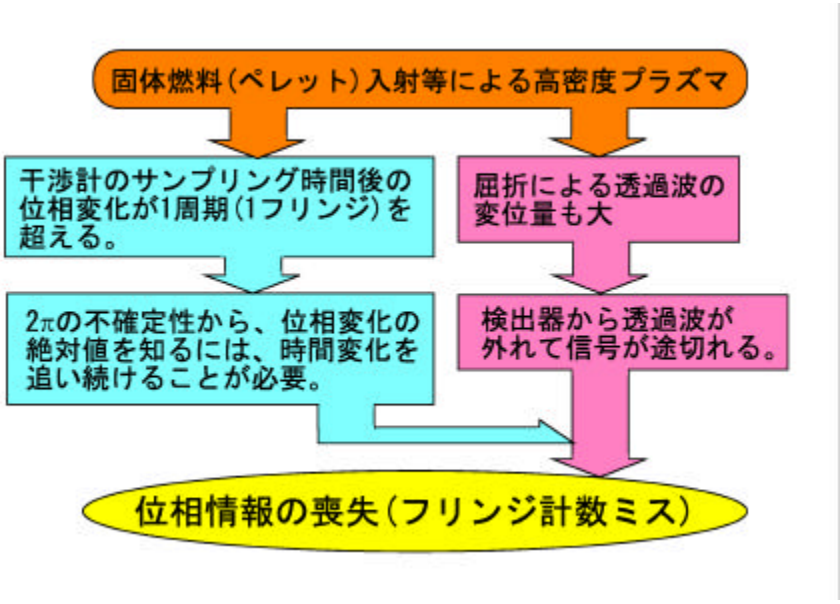


図 2.8: フリンジ計数ミス発生の流れ

が大きくなる問題が生じる。

解決する方法としては、レーザー光の屈折を防ぐことが挙げられる。屈折による変位量は波長の二乗に比例するため、短波長のレーザーを光源に用いることでフリンジ計数ミスが起こり難くなる。前節で示した現在使用されている干渉計光源のうち、炭酸ガスレーザーを用いているものは、フリンジ計数ミスを防ぐことを目的としている。

2.5.2 2 波長干渉計

一般的に、干渉計で計測される位相変化は、プラズマによる位相変化 ($\propto \lambda$) と振動による位相変化 ($\propto 1/\lambda$) の和となる。短波長の炭酸ガスレーザーを光源とすると、フリンジ係数ミスを防ぐことができる反面、プラズマによる位相変化が小さい上に、振動による位相変化が大きくなるため、振動対策が不可欠である。そのため、除振構造を持った架台の使用等の対策が取られるが、炭酸ガスレーザーの波長が 10.6 μm であるため振動補正は μm 以下の性能が必要となり、除振架台だけでは必ずしも十分ではない。そこで、波長の異なる 2 つの干渉計の光路を重ね合わせて計測を行い、それらの連立方程式からプラズマによる位相変化を評価する 2 波長干渉計が従来から行われている。炭酸ガスレーザーとの組み合わせる波長としては、波長 0.63 μm の He-Ne レーザー (Alcator C-Mod[63]、DIII-D[64, 65])、同じく He-Ne レーザーだが赤外領域の 3.39 μm(FTU[66]、MST[67]、ETA-BETA II REP[68])、波長 5.4 μm の CO レーザー (RFX[69, 70, 71])、9.27 μm の炭酸ガスレーザー (CIT[72]、JT-60U[57, 58]) などがこれまで使用されてきた。ITER-FEAT では、接線計測干渉/偏光計に 10.6 μm の炭酸ガスレーザーと、5.3 μm の CO レーザーの組み合わせが計画されている [45, 127]。以上に示したのは、別々のレーザーを用いる方式であるが、半導体励起 Nd:YAG レーザーを 0.532・1.064 μm の 2 波長で発振させ、1 台のレーザーで 2 波長計測する方式も開発されている [73]。

プラズマ計測用・振動補正用の波長をそれぞれ λ_1、λ_2、振動の影響も含めた位相変化を $\Delta\phi_1$、$\Delta\phi_2$ とすると、線電子密度 (電子密度の線積分値)NL は、

$$NL = \frac{1}{r_e}\frac{\Delta\phi_1 - \Delta\phi_2(\lambda_2/\lambda_1)}{1-(\lambda_2/\lambda_1)^2} \tag{2.14}$$

となり、両者の波長はなるべく差がある方が密度評価の精度が高くなる。出力パワーが小さくても波長 3.39 μm や 0.63 μm のレーザー光を用いる理由はここにある。しかし、ITER 等で真空容器内に光学部品を置く必要がある場合、プラズマによるミラー面の損傷による反射率の低下は短波長ほど顕著になるため、ITER における接線干渉/偏光計測の実証を目指した JT-60U の干渉/偏光計では 10.6 μm、9.27 μm の接近した 2 波長を用いている。この場合、両者の波長差が小さいため、僅かな $\Delta\phi$ の誤差が大きな NL の誤差となる。このため、1/10000 フリンジ (0.036 度) という大

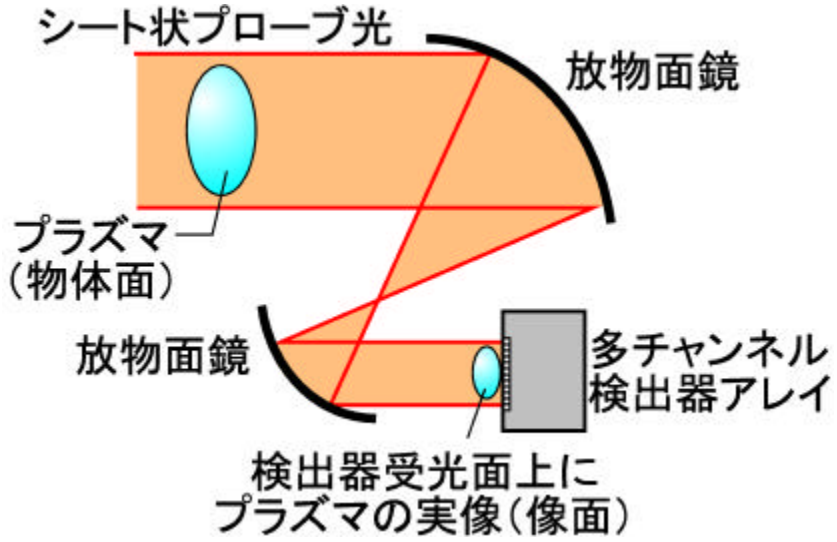


図 2.9: 位相イメージ法の概念図。実際の干渉計では、検出器の手前でローカル光とのミキシングがあるが、図では省略している。

変高精度の位相計が開発され [58]、計測精度の問題を解決している。

2.5.3　イメージング干渉計

多くの干渉計は、計測の多チャンネル化にはプローブ光をビームスプリッタで分割し、各チャンネルを個別に検出する。LHD の 13chFIR レーザー干渉計はその一例である [56]。しかし、この通常の多チャンネル化では、配置する光学部品の大きさによる制限などにより、チャンネル数は 10 チャンネル程度が限界となっている。また、この場合は数百に及ぶ多数の光学部品が必要となり、そのコストも問題となる。そこで干渉計に適用されたのが位相イメージ法である。位相イメージ法を適用した干渉計の概念図を図 2.9 に示す。

位相イメージ法は、図 2.9 のようにシート状ビームを用いて計測対象を照らし、結像光学系によって結像される位置に検出器アレイを設置し、一挙に位相情報を得るものである。長所としては、チャンネル数は用いる検出器アレイで決まり、数十チャンネルという多数のチャンネルが容易に確保できることから高い空間分解能が得られる。また、シート状のビームを用いることから、使用する光学部品の数が少なくて済むことも挙げられる。反面、短所としてはレンズを使用することで収差による像のボケやゆがみが生じる場合があり、それを考慮した光学設計が必要なこと、また光学部品がシート状ビームに合わせて大きくなるために製作精度が落ちる可能性があることがなどが挙げられる。

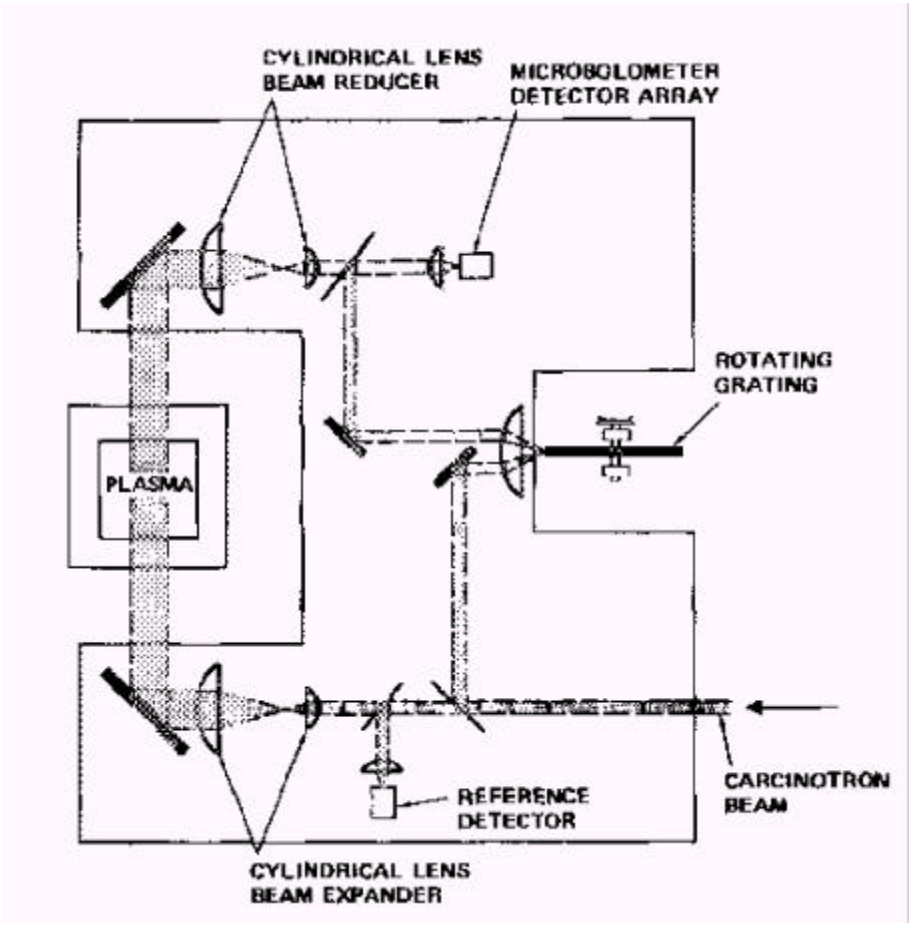


図 2.10: UCLA Microtor tokamak におけるイメージング干渉計の光学系。Ref[75] より抜粋。

このイメージング干渉計は、C. A. J. Hugenholtz と B. J. Meddens によって RING-BOOG のアーク放電プラズマの電子密度分布計測に適用されたのが最初である [74]。この実験では、炭酸ガスレーザーを光源とし、それを 200 × 7 mm のシート状ビームに加工して 15ch PbSnTe 検出器を用いて計測した。

その後、磁場閉じ込めプラズマの密度分布計測への適用として、P. E. Young らによって波長 800 μm の carcinotron を用いた 20ch イメージング干渉計 [75] が UCLA の Microtor tokamak に設置された。図 2.10 にその光学系の模式図を示す。発振された電磁波をプローブ光とローカル光に分け、ローカル光は回転回折格子を用いて 85 kHz だけ周波数シフトさせる。プローブ光はプラズマ全体をカバーするよう、シリンドリカルレンズを利用して拡大している。このため、直径およそ 200mm のプラズマの全体を計測可能な 210 × 30 mm の真空窓が真空容器に取り付けられている。真空容器透過後、プローブ光は再び一組のシリンドリカルレンズを用いて縮小

され、ローカル光とミキシングされた後、レンズ系によって検出器アレイ上にプラズマの像が再生される。検出器にはボロメーターを接着した 20 ch ボウタイ型アンテナアレイを用いている。

続いて、同じく Microtor tokamak において、E. J. Doyle らによる波長 1.05 mm の carcinotron を光源として、プラズマポロイダル断面を直交する二方向から各 20ch で計測する二次元イメージング干渉計が開発された [76, 77]。Microtor はプラズマポロイダル断面のほぼ全体を垂直・水平方向から計測することが可能なポートを有している。通常の一次元計測では、線積分密度から局所密度を評価するため、磁気面で電子密度が一定という仮定の下でアーベル変換を行う。それに対して、ポートアクセスの良さを利用した Doyle らの二次元計測は、その仮定を必要としないという利点を持つ。ただし、大型の装置ではこのようなポートを確保することは困難である。また、K. Hattori らによって、ミラー装置の GAMMA 10 で 70 GHz ミリ波イメージング干渉計が設置されている [78]。このようにイメージング干渉計がミリ波-遠赤外線領域にも拡大していったのは、ボロメーターまたはショットキーバリアダイオードを用いたモノリシックな検出器アレイの開発が背景にある。

MIT の Alcator C-Mod には炭酸ガスレーザーを光源としたイメージング干渉計 [63] が設置されているが、プローブ光がプラズマ中心付近のみでプラズマ周辺部は計測していないため、後述する Slice and stack 法を適用することができない。従って、密度分布評価には他の計測器で得られたプラズマ周辺密度情報を用いて Slice and Stack 法を使用するか、または分布形を仮定しなくてはならない。いずれにしろ、密度分布評価の精度は大きく落ちてしまい、イメージング手法のメリットを十分生かしきれていない。

次に、イメージング手法ではないが、シート状プローブ光と検出器アレイを用いた干渉計の例として、図 2.11 に TEXT における FIR レーザー干渉計の光学系模式図を示す。この方式は炭酸ガスレーザー励起ツインレーザーによるヘテロダイン干渉計であり、検出系を除いては前述のイメージング干渉計と同じである。異なる点は、プラズマ透過後に結像光学系によってプラズマの像を描くのではなく、シート状ビームとほぼ同じ幅でレンズ・検出器アレイを並べて検出する点である。これは、イメージング手法で問題となる収差の問題がないのが利点である。その反面、大型装置の場合はプラズマ全体を見込むシート状プローブ光の幅が広くなり、そのサイズでの検出器アレイ・レンズアレイが必要となる。これとほぼ同様の方式の干渉計としては、D. L. Brower らによる TEXT-Upgrade における垂直視線 29ch、水平視線 9ch の波長 432 μm の蟻酸レーザーを用いた二次元散乱/干渉計 [80, 81, 82, 83]、G. A. Hallock らによる TEXT-Upgrade における垂直視線 38ch、水平視線 25ch の FIR レーザー (波長 447 μm)2 次元干渉計 [84, 85]、C. H. Ma らによる ATF における 14ch 二弗化メタンレーザー (214 μm) 干渉計 [86, 87]、2.6.2 節でも紹介した A. C. A. P. van Lammeren らによる RTP における 19ch 蟻酸レーザー (波長 432μm) 干渉/偏光計等、D. L. Brower らによる Wisconsin 大学の helically symmetric experiment(HSX)

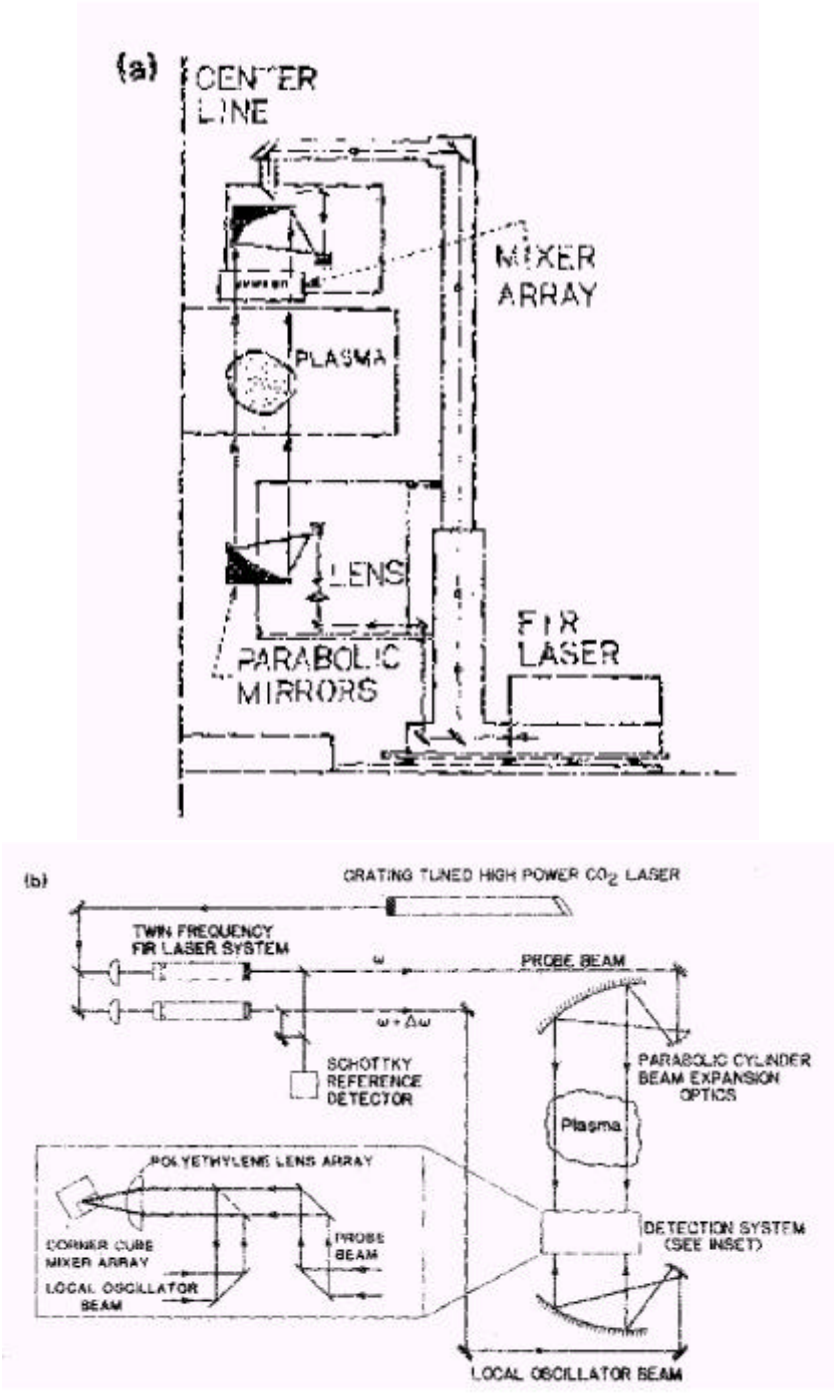


図 2.11: (a)TEXT の FIR レーザー干渉計の立面図。(b) 光学系の模式図。Ref.[79] より抜粋。

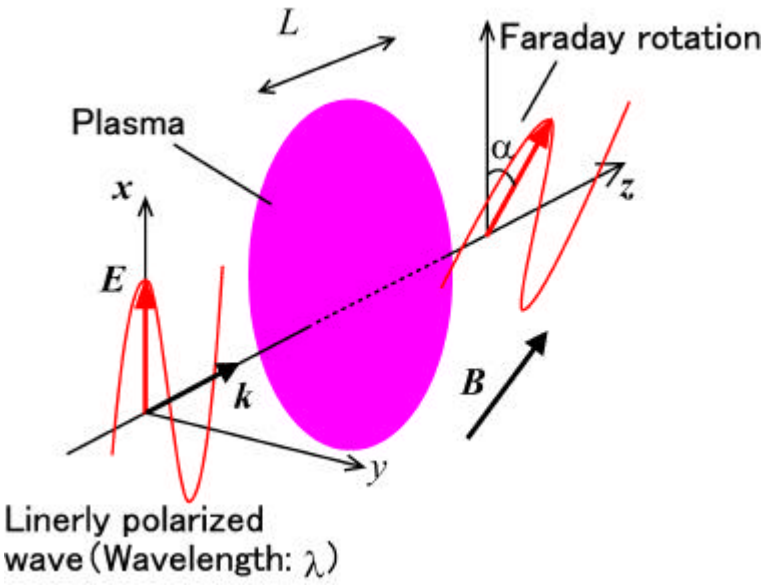


図 2.12: 磁場中のプラズマでのファラデー効果

における 288 GHz のミリ波 9ch 干渉計等がある [88]。

2.6　偏光法

磁場中のプラズマでは、右・左回りの円偏光の屈折率が異なる。そのため、同振幅・同位相の右・左回り円偏光の合成である直線偏光は、図 2.12 に示すように偏光面が回転する。この現象をファラデー効果と呼び、その回転角は電磁波の進行方向と平行な磁場成分と電子密度の線積分値に比例する。これを利用したのが偏光法である。偏光法は、磁場または電子密度が既知であれば、ファラデー回転角よりもう一方の量を評価することができる。

右・左回りの円偏光の磁場 $\boldsymbol{B}$ 中のプラズマでの屈折率 (N_+,N_-) は、それぞれ [48]

$$N_\pm = \sqrt{1 - \frac{\omega_{\rm pe}^2}{\omega^2}\frac{\omega}{\omega \pm \omega_{\rm pe}}} \tag{2.15}$$

となり、生じる偏光面の回転 α は、

$$\alpha = \frac{\lambda}{2\pi}\int_0^L (N_+ - N_-)dz \tag{2.16}$$

$$= \frac{e^3\lambda^2}{8\pi\epsilon_0 m_{\rm e}^2 c^3}\int_0^L n_{\rm e}\boldsymbol{B}\cdot d\boldsymbol{z} \tag{2.17}$$

となる。従来はトカマクを中心に、偏光法はポロイダル磁場から内部電流分布を評価するのに用いられ、MHD 不安定性の研究 [89] がなされた。この時、電子密度は多チャンネル干渉計で得られた分布を使用していた。

2.6.1 密度計測偏光計

90 年代に入ってから、偏光法を電子密度計測に適用することが提案され [90]、JT-60U において開発が進められた [91, 92, 93, 94]。偏光計では、光軸と平行な方向の機械的振動が及ぼす影響は微小である。これは、機械的振動によって光路長が変化しても、生じる位相変動は右・左回り円偏光に等しく生じるため、両者の合成である直線偏光では光路長変化の影響がキャンセルされるためである。従って、干渉計のような大掛かりな振動対策が必要なく、光学系や全体のシステムが簡素になるという長所を持つ。用いる光源も周波数および出力安定性が高いことが望ましいが、偏光角への影響は小さいために干渉計ほど高い安定性は要求されず、レーザーの R&D にそれほど時間やコストを必要としない。また、光源に適当な波長を選ぶことで、高密度領域でもファラデー回転角が 2π より小さくでき、2.5.1 節で詳しく述べたフリンジ係数ミスを原理的になくすことができる。そのため、高密度領域でも信頼性の高い密度計測が可能であるという長所を持つ。以上挙げた多くの利点が、当初磁場計測器として開発された偏光計が、プラズマの高密度化や長時間化が進む中で密度計測器として注目されてきている要因である。一方、偏光計の克服すべき課題としては、回転角が微小であるため、干渉計と比較して密度分解能が低いことが挙げられる。そのため、次節で示すような偏光角の測定方式や A.2.1 節に示すような信号処理方法に工夫が必要である。

2.6.2 偏光角測定方式

これまで磁場計測用偏光計を中心に、様々な偏光角の測定方式が開発されてきた。これについて、A. J. H. Donné のレビュー論文 [95] に幾つか紹介されているが、近年の動向も含めて各測定方式の原理とその特徴を分類し、達成された分解能などの性能について述べる。

干渉測定法

この方式は、Soltwisch らが TEXTOR トカマクにおいて 1980 年代前半にポロイダル磁場計測のため、ヘテロダイン干渉計に偏光角の計測システムを加えたものである [89, 96, 97]。その光学系の模式図を図 2.13 に示す。まず直線偏光をプローブ光とローカル光の 2 つにビームスピリッタで分け、ローカル光に回転回折格子等を用

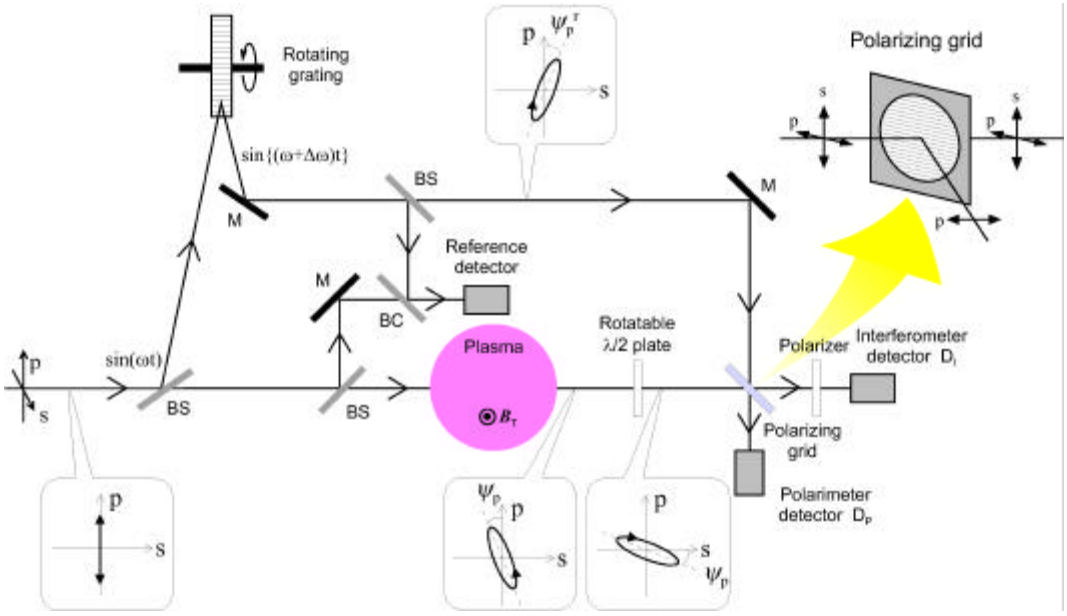


図 2.13: 干渉測定法の光学系

いて $\Delta\omega$ の周波数シフトを与える。プラズマを透過したプローブ光には、プラズマによる位相変化 $\Delta\varphi$ とファラデー回転 $\psi_{\rm p}$ が生じる。また、$B_{\rm T}$ によって生じる楕円度を $\epsilon_{\rm p}$ とおく (Cotton-Mouton 効果)。ここで、ローカル光も偏光角の傾きと楕円度を持っても良く、それぞれ $\psi_{\rm r}$、$\epsilon_{\rm r}$ とする。プローブ光は較正実験に用いる 1/2 波長板を通った後に、ワイヤーグリッドによってローカル光とミキシングされる。ワイヤーの方向を入射面と平行にすることで、s 偏光成分はほとんど透過するのに対し、ファラデー回転によって生じる p 偏光成分は反射・透過に等分され (ただし、それぞれ $3\pi/4$、$\pi/4$ の位相差が生じる)、ファラデー回転が生ずると偏光計用検出器 $\rm D_P$ の信号が大きくなる。また、干渉計用検出器 $\rm D_I$ の手前の偏光子は、p-s 偏光成分に対して 45 度に傾けている。$\rm D_P$、$\rm D_I$ で二乗検波されて得られるビート信号 $S_{{\rm P},I}$ は、

$$S_{\rm P,I}(t) = C_{\rm P,I} + A_{\rm P,I}\sin(\Delta\omega t + \Delta\varphi + \phi_{\rm P,I}) \tag{2.18}$$

で与えられる。ここで、$\Psi_{\rm p,r}$、$\epsilon_{\rm p,r}$ が小さいとすると、

$$\begin{aligned} A_{\rm P} &= \{(\Psi_{\rm p}^2 + \epsilon_{\rm p}^2) I_{\rm p} I_{\rm r}\}^{1/2} && (2.19)\\ A_{\rm I} &= \{(1 - \Psi_{\rm p} - \epsilon_{\rm p}) I_{\rm p} I_{\rm r}\}^{1/2} && (2.20)\\ \tan\phi_{\rm P} &= \epsilon_{\rm p}/\Psi_{\rm p} && (2.21)\\ \tan\phi_{\rm I} &= (1-\epsilon_{\rm p})/(1-\Psi_{\rm p}) && (2.22) \end{aligned}$$

である。$\Psi_{\rm p}$、$\epsilon_{\rm p}$ が微小量であることから、$S_{\rm I}$ は偏光角にほどんど依存せず、参照信号との位相差からプラズマによる位相変化 $\Delta\phi$ が得られる。偏光角を求めるには、ま

ずDC成分をバンドパスフィルタで除去した$S_{\rm P}(t)$、$S_{\rm I}(t)$の乗算信号U_{psd}、

$$U_{psd} \simeq A_{\rm P}A_{\rm I}\cos(\phi_{\rm P}-\phi_{\rm I}) \simeq I_{\rm p}I_{\rm r}(\Psi_{\rm p}+\epsilon_{\rm p}) \tag{2.23}$$

を$A_{\rm I}$の二乗平均値を二乗した$\langle A_{\rm I}\rangle^2$で割ると、

$$U=\frac{U_{psd}}{\langle A_{\rm I}\rangle^2} \simeq \frac{\Psi_{\rm p}+\epsilon_{\rm p}}{1-(\Psi_{\rm p}+\epsilon_{\rm p})} \simeq (1+2\epsilon_{\rm p})\Psi_{\rm p}+\epsilon_{\rm p} \tag{2.24}$$

なる$\Psi_{\rm p}$、$\epsilon_{\rm p}$に依存した値Uが得られる。直線偏光の楕円化はλの三乗に比例するため、短い波長を用いることで十分小さくできるが、ポロイダル磁場分布を求めるときには磁気面のシフトと共に変数として反復計算をする必要がある。Soltwischらは光源には波長337 μmのHCNレーザーを用い、ロックインアンプの時定数3 ms、10 msとしたとき、角度分解能0.15度、0.1度を得ている。このとき使用したパイロ検出器の雑音等価入力 (Noise Equivalent Power: NEP) $2\times10^{-8}{\rm W}/\sqrt{{\rm H}z}$ (@ ビート周波数10 kHz) から決まる検出可能な最小ファラデー回転角は0.1度以下となっている。また、楕円化による系統的誤差はTEXTORの運転領域と波長から決まり、数%と見積もられている。

Soltwischらはこの方式による偏光計を用いて、トカマクのq値の分布を求め、プラズマ中心付近でq値が1以下になることを実験的に示すなどの大きな成果を上げた。この方式は比較的シンプルであるため、JIPP T-IIU[98]やRFX[99]の装置でも用いられた。

偏光面変調法

磁場閉じ込め核融合装置において、ポロイダル磁場に誘起されるファラデー回転の計測に初めて成功したのは、TFRでW. Kunzらが1970年代後半行った実験[100]である。偏光面変調法 (Polarization modulation method) はその時に採用された偏光角の測定方式である[101]。図2.14にその光学系を示す。図の二つの偏光子の透過軸を直交するように設置し、空芯コイルの中にはファラデー効果[102]を示すフェライトが入っている。コイルには周波数$\omega_{\rm m}$の電流を流し、偏光子を透過した後の直線偏光の偏光角を変調することができる。最初の偏光子を透過した後のレーザー光のパワーをP_0、フェライトによる偏光角の振幅を$\alpha_{\rm m}$とすると、プラズマがない時に二乗検波されるパワー$P(t)$は、$\alpha_{\rm m}$が小さい時、

$$\begin{aligned} P(t) &= P_0\sin^2(\alpha_{\rm m}\sin\omega_{\rm m}t) &(2.25)\\ &\sim \frac{1}{2}P_0\alpha_{\rm m}^2(1-\cos 2\omega_{\rm m}t) &(2.26)\end{aligned}$$

となる。プラズマ中でファラデー回転$\alpha_{\rm p}$が生じると、$\alpha_{\rm m}$、$\alpha_{\rm p}$が小さい時、$P(t)$は、

$$P(t) = P_0\sin^2(\alpha_{\rm p}+\alpha_{\rm m}\sin\omega_{\rm m}t) \tag{2.27}$$

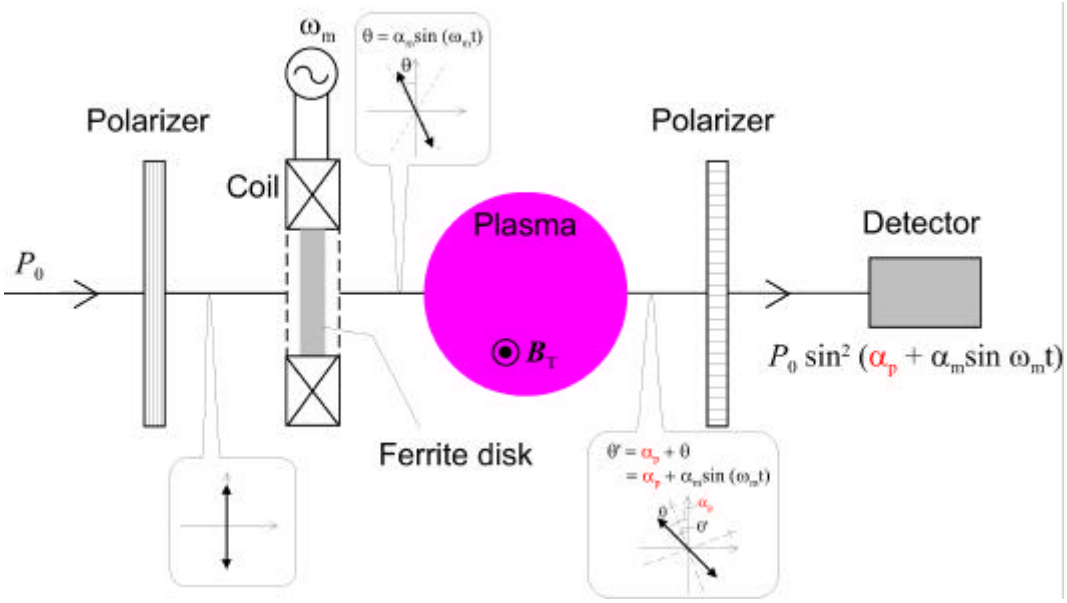


図 2.14: 偏光面変調法の光学系

$$\sim \quad P_0(\alpha_{\rm p} + \alpha_{\rm m}\sin\omega_{\rm m}t) \tag{2.28}$$

$$= \quad P_0(\alpha_{\rm p}^2 + \frac{1}{2}\alpha_{\rm m}^2 + 2\alpha_{\rm p}\alpha_{\rm m}\sin\omega_{\rm m}t - \frac{1}{2}\alpha_{\rm m}^2\cos 2\omega_{\rm m}t) \tag{2.29}$$

となる。これより、周波数 $\omega_{\rm m}$ の振幅強度 $P_{0\omega}$

$$P_{0\omega} = 2\alpha_{\rm p}\alpha_{\rm m}P_0 \tag{2.30}$$

をロックインアンプを用いて計測することで、ファラデー回転角 $\alpha_{\rm p}$ が得られる。ここで、レーザー発振強度の変動やプラズマ中でのレーザー光の屈折による信号強度の変動がある場合には、$\omega_{\rm m}$ の倍高調波成分の振幅を同時に計測することで補正することができる。

検出可能な最小の偏光角 $\alpha_{\rm p}^{min}$ は、式 (2.30) の $P_{0\omega}$ を、SNR を掛けた NEP(Noise Equivalent Power) に置き換えることで求められ、

$$\alpha_{\rm p}^{min} = \frac{({\rm SNR}){\rm NEP}\sqrt{\Delta f}}{2\alpha_{\rm m}(1-L)P_0} \tag{2.31}$$

となる。ここで、Δf はバンド幅であり、ここではロックインアンプの時定数 τ の逆数で与えられる。L はフェライトなどにおけるレーザーパワーの損失率である。P_0=10 mW、SNR=1、L=0.1、$\alpha_{\rm m}$=3 度、τ=1 ms とし、1 ms の時間分解能を得るために変調周波数を 10 kHz とすると、この周波数でのパイロ検出器の NEP は 1.5 $\times 10^{-8}$ W/$\sqrt{\rm Hz}$ であるので、式 (2.31) より、$\alpha_{\rm p}^{min}$=0.3 度となる。

偏光角の変調方法には、このようにフェライトのファラデー効果を用いる方法[100, 101, 103, 104] の他、Rijinhuizen Tokamak Project(RTP) トカマクでの手法がある。これは、等しい強度の右回り・左回りの円偏光のうち、一方の光路のミラーを振動させて光路長を変調する。そして、それらを合成して直線偏光の偏光角を変調するという方法 [105] である。上記二つの方法に共通の問題点として、コイルのインダクタンスが高いために変調周波数に制限がある点が挙げられる。ISX-B で空芯コイルとフェライトを使った場合は 3-5 kHz、円偏光を合成する方法では 1 kHz が上限であった。そこで、変調周波数を上げて時間分解能を高めるために ISX-B では、変圧器の二次側コイルの中にフェライトを置き、一次側コイルには共振周波数が 100 kHz となるようにコンデンサを取り付けている。それを用いて波長 447 μm のヨードメタンレーザー光の偏光角を 100 kHz で変調し、その結果時間分解能 1 ms で 1 mrad. のオーダーの精度が得られている。また、Alcator C-Mod では、光源に炭酸ガスレーザーを使用しているが、偏光角変調には電気光学変調器 (Electro Optic Modulator: EOM) を用いて変調周波数を 800 kHz まで高めている [106]。EOM とは光学異方性結晶に外部から電界を加えると、常光線の屈折率が電界の大きさに従って変化する電気光学効果 (ポッケルス効果) を利用した変調器である [174]。ベンチテストでは、時間分解能 0.1 ms、角度分解能 0.01 度が達成できたと報告されている。この他、FIR レーザーを光励起する炭酸ガスレーザー光の偏光角を、EOM やファラデーローテーターを用いて変調することで、偏光角が変調されたレーザー光を発振させる共振器内偏光変調法 (intra-cavity polarization modulation method) も提案されている [107, 108]。

回転楕円偏光法の光学系

回転楕円偏光法は B. W. Rice によって考案され、最初に Microwave Tokamak Experiment (MTX) で実験が行われた [109]。上記の強度測定による偏光角評価の問題点の一つは、ビームの屈折による信号強度変動である。特に、ショットキーダイオードは、Soltwisch らが使用したパイロ検出器と比較して感度が良くかつ高速であるが、アンテナが小さいためにレーザー光の入射角に敏感で、屈折の影響はより深刻になる。この問題を避けるため、ファラデー回転角を位相変化として検出するのが、本方式の特徴である。

図 2.15 に回転楕円偏光法の光学系を示す。ヘテロダイン検波のため 2 本のレーザー光の周波数のうち一方を $\Delta\omega$ ずらし、それをまず 1/4 波長板に、その後回転している 1/2 波長板に通す。発振された直線偏光は、偏光方向に対して光学軸を θ 傾けた 1/4 波長板を通ることで、θ に依存する楕円度を持つ。そして、回転する 1/2 波長板は楕円偏光の軸を回転周波数 ω_h の 2 倍の周波数で回転させる。このようにして生成した回転する楕円偏光をプラズマに入射し、ローカル光とミキシングした後に偏光子を通してショットキーダイオードで検出すると、測定光・参照光の各ビート信号

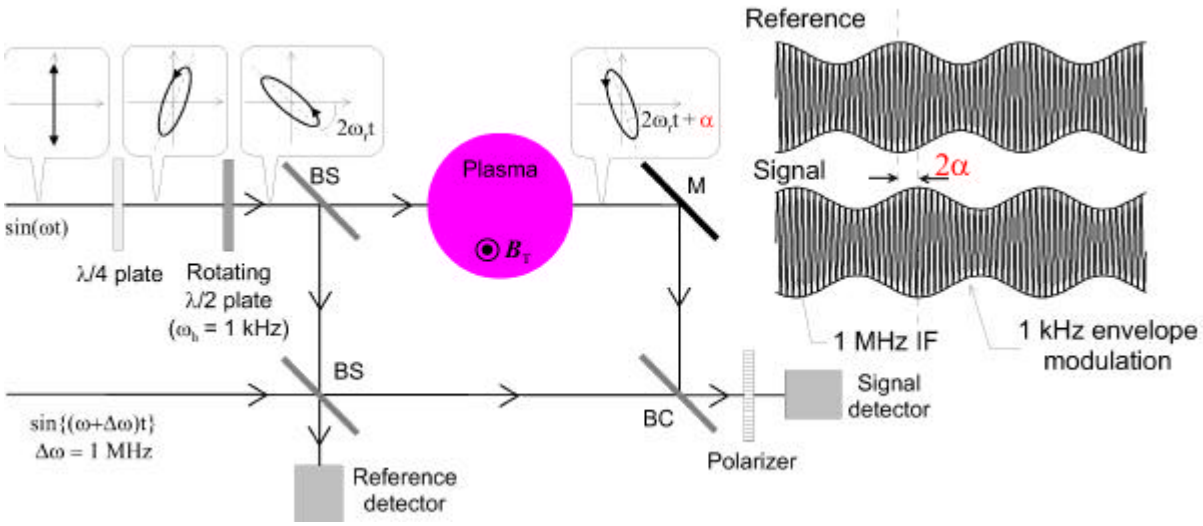


図 2.15: 回転楕円偏光法

S_p、S_r は、

$$S_{\rm p}(t) = A\{1 - m\cos(4\omega_{\rm h}t + 2\alpha)\}^{1/2}\cos(\Delta\omega t - \phi) \quad (2.32)$$

$$S_{\rm r}(t) = A\{1 - m\cos(4\omega_{\rm h}t)\}^{1/2}\cos(\Delta\omega t) \quad (2.33)$$

$$m = \frac{1-\epsilon^2}{1+\epsilon^2} \quad (2.34)$$

となる。ここで、A は振幅、α はファラデー回転角、ϕ は位相変化、ϵ は 1/4 波長板の光学軸の角度で決まる楕円度である。干渉計測の位相変化 ϕ は、通常の位相計を用いて検出する。ファラデー回転角 α は、次のように検出する。まず、高速のダイオードでビート信号を整流した後、中心周波数 $4\omega_h$ のバンドパスフィルタで DC 成分・高周波成分を除去する。信号は $\cos(4\omega_h t + 2\alpha)$ となるため、これを位相計に入力して位相差としてファラデー回転角 α を検出する。この方法では、ビート信号の強度変化の影響は受けないことや、一つの検出器で同時に干渉計測と偏光計測が可能なことが長所である。本方式の問題点は、波長板を機械的に回転させるため、得られる変調周波数が数 kHz に制限され、時間分解能が高められないことが挙げられる。

MTX の偏光計は、光源に差周波 $\Delta\omega$=1 MHz を持って発振する双子型 CH_2F_2 レーザー (波長 185 μ m) を使用し、1/2 波長板の回転周波数は 1 kHz である。そして、バンド幅 1 kHz(時間分解能 0.3 ms) のフィルタを適用し、角度分解能 0.2 度以下が得られた。この方式は、TEXT-Upgrade に設置されている Brower ら UCLA のグループの多チャンネル FIR レーザー干渉計システム UCLA FIRSIS[110, 111] にも適用され [112]、ノイズレベルが 0.18 度、時間分解能が 1 ms が得られている。時間分解能は 1/2 波長板の回転周波数で決まっている。最近では、同グループによりウィスコ

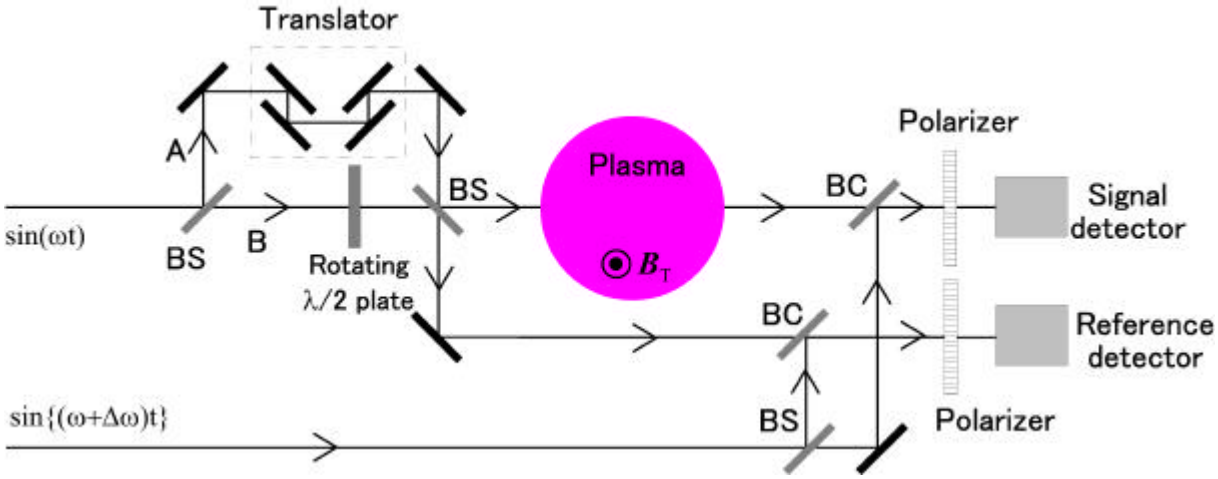


図 2.16: S. Barry らによる修正回転楕円偏光法

ンシン大学の Madison Symmetric Torus (MST) にも本方式を採用した 11ch 干渉/偏光計が設置され、磁場計測に利用されている [113, 114, 115]。MST における角度・時間分解能も TEXT-Upgrade と同じと報告されている。RTP でも回転楕円偏光法を用いた偏光計測の計画が 1990 年代前半にあり、その時には時間分解能を高めるため、逆回りにそれぞれ 7 kHz で回転する二つの 1/2 波長板を使用し、変調周波数を 14 kHz まで上げることが計画された [116]。

この手法のもう一つの問題点は、干渉計で計測される位相変化 ϕ は

$$\phi = 2.8 \times 10^{-11} \lambda \int n_{\mathrm{e}}(x) dx + \kappa(\alpha) \Delta\phi_{\mathrm{OX}} + \Delta\phi_r \tag{2.35}$$

となり、単に第一項の正常光の位相変化だけでないことである [117]。ここで $\Delta\phi_{\mathrm{OX}}$ は、偏光方向が回転しながら伝播するためにモードが変わることから、Cotton-Mouton 効果を考慮した項である。係数 κ はプラズマ伝播中の異常光である割合である。しかし、Cotton-Mouton 効果による位相誤差は、通常極めて小さい。第三項目は楕円偏光を用いるための位相誤差であり、

$$\Delta\phi_r = \arctan[\epsilon \tan(\omega_{\mathrm{h}} t + \alpha)] + \arctan[\epsilon \tan(\omega_{\mathrm{h}} t)] \tag{2.36}$$

と表される。この成分はローパスフィルタで除去可能であるが、そのために時間分解能が犠牲になる。この問題を解決する手法として、S. Barry らは回転する楕円偏光のかわりに、直線偏光と回転する直線偏光の合成をプローブ光に用いる手法を提案した [118]。偏光角の同時計測を行うために、彼らが tokamek à configuration variable (TCV) の 14ch 干渉計を改良した光学系を図 2.16 に示す。プローブ光は光路 A・B の二つに分け、A では ω_{h} で回転する 1/2 波長板に通して直線偏光を $2\omega_{\mathrm{h}}$ で回転させ、

B では光路長を可変できるトランスレーターに通している。周波数を $\Delta\omega$ シフトさせたローカル光の振幅を E、光路 A、B のプローブ光の振幅を A、B、光路 A・B 間の位相差を ϕ_0 とすると、参照信号 $I_{\rm ref}$ は、

$$I_{\rm ref} = \frac{A^2}{4} + \frac{B^2}{2} + \frac{E^2}{2} + AB\cos\phi_0\cos 2\omega_{\rm h}t \tag{2.37}$$

$$+ \frac{A^2}{4}\cos 4\omega_{\rm h}t + AE\cos 2\omega_{\rm h}t\cos\Delta\omega t \tag{2.38}$$

$$+ BE\cos(\Delta\omega t - \phi_0) \tag{2.39}$$

となる。ここで、第 7 項の ϕ_0 がなくなるようにするには、ϕ_0 が π の整数倍となるように A、B の光路長を変化させれば良い。そのために、第 2 項が最大となるようにトランスレーターを調整する。その後、$\Delta\omega$ を中心とするバンドパスフィルタを通して得られる信号は、

$$I_{\rm ref} = BE\cos\Delta\omega t(1 + \frac{A}{B}\cos 2\omega_{\rm h}t) \tag{2.40}$$

となる。この時、測定信号 I_{sig} は、

$$I_{\rm sig} = BE\cos(\Delta\omega t - \Phi)(1 + \frac{A}{B\cos\alpha}\cos(2\omega_{\rm h}t + \alpha)) \tag{2.41}$$

となり、プラズマによる位相変化 Φ は参照・測定信号の周波数成分 $\Delta\omega$ の位相差から、ファラデー回転角 α は $\omega_{\rm h}$ の位相差より得られる。この手法では、干渉計で測るべき位相差は、Rice の手法と異なって誤差項を含んでおらず (直線偏光の楕円化の効果は十分小さいと見積もられている)、角度分解能は $\pm$ 0.2 度に近い値が得られている [119]。

偏光面回転法

偏光面回転法は G. Dodel と W. Kunz が 1970 年代後半に提案した方式 [120] で、回転直線偏波法とも呼ばれている。また、G. Dodel と W. Kunz らとは独立に、R. M. Erickson らも同じ方式を提案し、ZT-40M で偏光計測を行った [121]。図 2.17 にその光学系を示す。差周波 $\omega_{\rm m}$ を与えた二つの直線偏光の一方を 1/2 波長板に通し、両者を直交する直線偏光とした後、重ね合わせる。さらに、両直線偏光の偏光方向に対して 45 度だけ光学軸を傾けた 1/4 波長板に通すことで、それらは互いに逆向きに回る円偏光となる。差周波を持っていることから、合成した成分は $\omega_{\rm m}/2$ で回転する直線偏光となる。そして、これを参照光とプラズマに入射させる測定光とに分ける。測定光はプラズマ中でファラデー回転を受け、それぞれを偏光子を通して二乗検波すると、参照信号 $S_{\rm r}(t)$、測定信号 $S_{\rm p}(t)$ は

$$S_{\rm r}(t) = P_{\rm r}\cos(\omega_{\rm m}t) \tag{2.42}$$

$$S_{\rm p}(t) = P_{\rm p}\cos(\omega_{\rm m}t + 2\alpha) \tag{2.43}$$

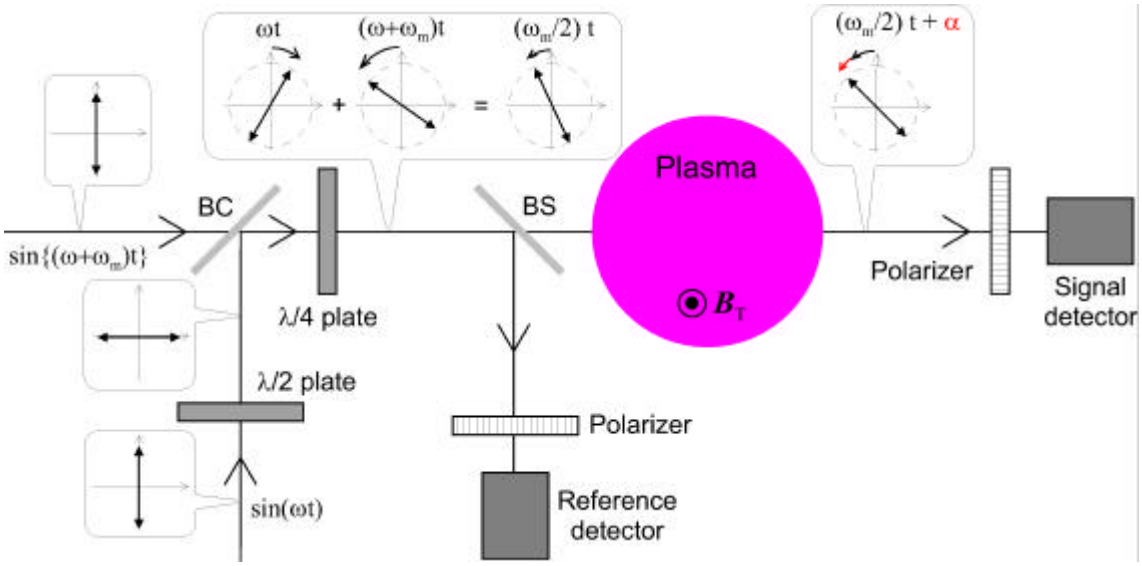


図 2.17: 偏光面回転法の光学系

となる。ファラデー回転角 α は両者の位相差として求めることができる。

RTP でもこの方式を採用し、ベンチテストの結果角度分解能 1 度が得られ、検出器を交換することで時間分解能 100 ms で 0.1 度まで向上させる見通しを得た。時間分解能が悪いのは、差周波を与えるのに機械的な回転回折格子を用いているためであった。音響光学素子による周波数変調が検討されたが、干渉計との同時計測のし易さから、最終的には偏光面変調法を選択したようである。また、建設には至らなかったが、Tokamak Physics Experiment (TPX) においても本方式の偏光計が計画されていた [122]。

G. Dodel と W. Kunz は Ref.[120] で偏光面回転法と干渉法との組み合わせも提案した。ただし、彼らの方式は偏光計・干渉計のそれぞれビート信号の周波数が等しいため、両者のクロストークが問題となる。J. H. Rommers らのグループは、この問題の解決法として、周波数変調したレーザー光をもう一本追加し、干渉計と偏光計のビート周波数を変えることを提案した [123, 124, 125]。図 2.18 にその光学系を示す。検出される参照・測定信号は、$\omega_1 - \omega_2$、$\omega_1 - \omega_3$、$\omega_2 - \omega_3$ の周波数成分を持ち、信号を 3 つに分けてからそれぞれを中心周波数とするバンドパスフィルタで各成分を取り出す。周波数が $\omega_1 - \omega_2$ の成分は、測定信号と参照信号との位相差として 2 倍のファラデー回転角を含み、残りの二つの周波数成分の位相差は、干渉法による位相差とファラデー回転による位相差の和又は差となり、これらの平均値をとることで干渉法による位相差が得られる。RTP では、光源に三つの 432.5 μm の蟻酸レーザーを用いており、各レーザーの周波数が数 MHz 異なるように共振器長の制御を行っている (実際のビート信号は、ADC のサンプリング周波数の上限が 1 MHz

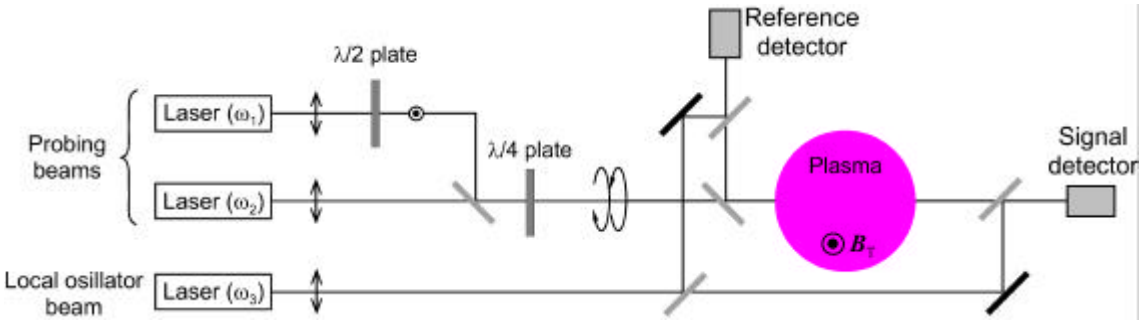


図 2.18: RTP における干渉偏光計

であるためにエイリアジングした信号であり、$\omega_1 - \omega_2$=124 kHz、$\omega_1 - \omega_3$=58 kHz、$\omega_2 - \omega_3$=182 kHz)。得られた分解能は、2 kHz サンプリングで 0.05 度、10 kHz では 0.2 度であった [123]。同様の方式は NSTX でも採用されており [126]、こちらは光源に 119 μm のアルコールレーザーを使用し、偏光計のビート周波数は 500 kHz、干渉計のビート信号は 1.0 $\pm$ 0.2 MHz または 1.5 $\pm$ 0.2 MHz である。ITER の干渉/偏光計もこの方式で計画されており、この場合はレーザー光の屈折変位量を考慮して 10.6 μm の炭酸ガスレーザーと振動補正用の 5.3 μm の一酸化炭素レーザーを用い、周波数シフトには 2 つの AOM を使用している [127]。

Phase sensitive heterodyne 偏光法

Phase sensitive hererodyne 偏光計は J. Howard が考案した方式であり、比較的シンプルな光学系と高い位相分解能が特徴である [128]。この手法は、H. J. Gardner らによって H-1 Heliac において電子密度計測用に適用が検討され [129]、また K. Tanaka らによって Compact Helical System(CHS) において密度・磁場計測に適用された [130]。図 2.19 に CHS における光学系の原理図を示す。プローブ光、ローカル光の周波数をそれぞれ ω、$\omega + \Delta\omega$ とし、プラズマによる位相変化を ϕ、ファラデー回転角を α とおく。CHS では、Cotton-Mouton 効果による位相変化は十分小さく、考慮しなくて良い。この時、ローカル光は右・左回りの円偏光の和として、

$$\frac{1}{\sqrt{2}} e^{i(\omega t+\phi)} \left[e^{-i\alpha} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} + e^{i\alpha} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix} \right] \tag{2.44}$$

と表せる。図中の Polarization Transforming Reflector(PTR)[131] は、ワイヤーグリッドとミラーから構成されており、両者の距離を調整して 1/4 波長板として用いている。ワイヤーグリッドは y 軸方向に平行としており、これにローカル光を通す

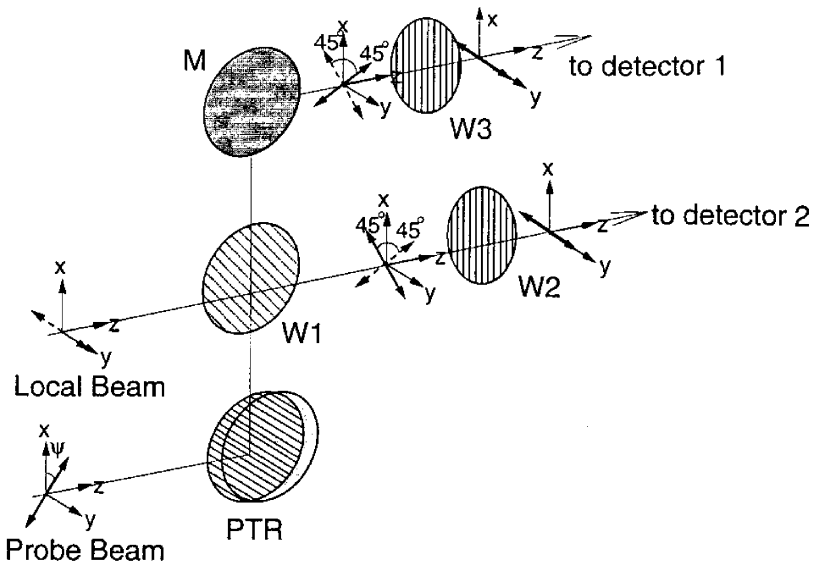


図 2.19: Phase sensitive hererodyne 偏光計の光学系。プローブ光の周波数を ω、ローカル光の周波数を $\omega + \Delta\omega$ とする。Ref.[130] より抜粋。

と、x・y 方向成分に 90 度の位相差が生じ、

$$\frac{1}{\sqrt{2}} e^{i(\omega t+\phi)} \left[e^{-i\alpha} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} + e^{i\alpha} \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix} \right] \tag{2.45}$$

となる。これを x 方向に 45 度傾けたワイヤーグリッド W1 で分離し、ローカル光とミキシングさせることで、検出器 1 では、

$$\frac{1}{\sqrt{2}} e^{i[(\omega+\Delta\omega)t+\phi]} e^{-i\alpha} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} \tag{2.46}$$

が検出される。一方、検出器 2 では、

$$\frac{1}{\sqrt{2}} e^{i[(\omega+\Delta\omega)t+\phi]} e^{i\alpha} \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix} \tag{2.47}$$

が検出され、両者の位相差より 2 倍のファラデー回転角が得られる。CHS では、時間分解能 1 ms、10 ms で角度分解能がそれぞれ 10 度、1 度が得られた。角度分解能は、用いている波長 337 μm の HCN レーザーの不安定性にって主に決まっていると考えられている。

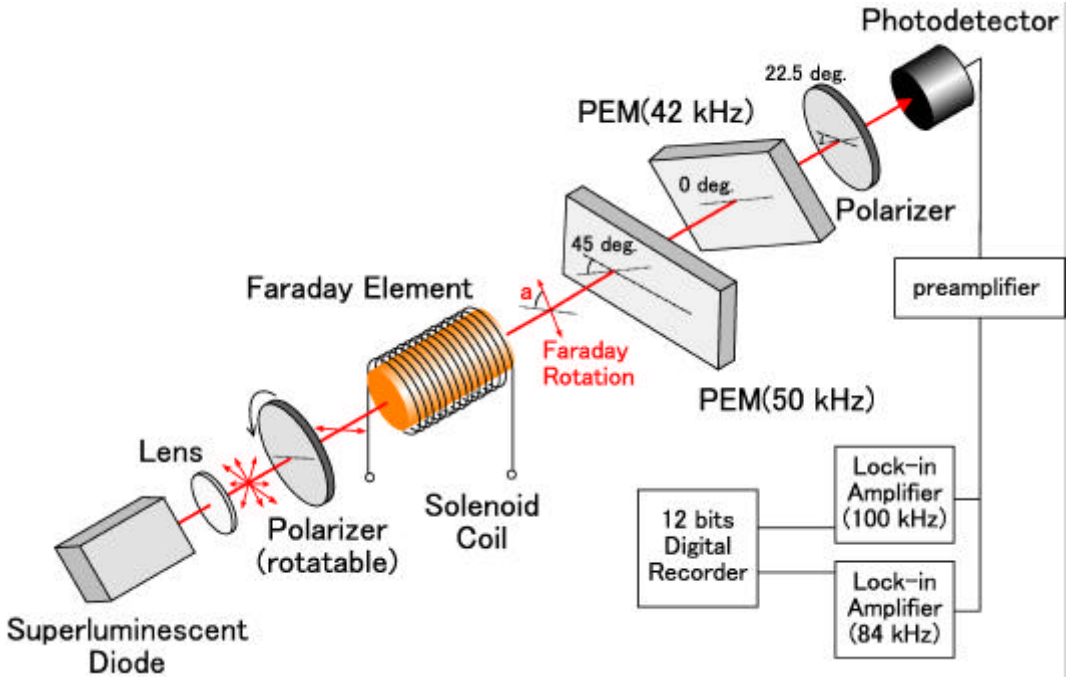


図 2.20: PEM を用いた磁場計測器の光学系。Ref.[136] より抜粋。

光弾性変調器を用いた偏光計測方式

光弾性効果 [102] とは、等方性結晶に圧電素子等を用いて応力をかけると、一時的に光学異方性が生じて複屈折を示すという現象である (1816 年に D. Brewster が発見)。これを利用したのが光弾性変調器 (Photoelastic Modulator: PEM)[132, 133] であり、時間的に応力を変化させて入射光の偏光状態を変調することができる。元々、光弾性変調器は、円偏光二色性分光で偏光状態を右回り・左回り円偏光の間で高い周波数で変調し、さらに広い波長域、高い透過率、大きい口径で使用したいという要請から開発された [133]。これを利用して偏光計測が可能であり、これまで太陽の偏光計測 [134] や、核融合分野での動的シュタルク分光 (Motional Stark Effect:MSE) による可視偏光計測 [135]、JT-60U での電子密度偏光計測 [91, 92, 93, 94]、東京工業大学原子炉工学研究所嶋田飯尾研究室で提案した局所磁場計測器 [136] に利用された。

偏光計による局所磁場計測器は、セレン化亜鉛や常磁性性ガラスなどの結晶中でのファラデー回転が磁場に比例することを利用し、核融合装置での磁気プローブに代わる局所磁場センサーに利用しようというものである。このファラデー回転を用いた磁場センサーの長所として、磁気プローブと違って積分ドリフトの問題がなく、またホール素子の弱点である電磁ノイズに弱い等の問題がない。

図 2.20 に局所磁場計測器の光学系を示す。ここでは偏光角の計測に、2 台の PEM

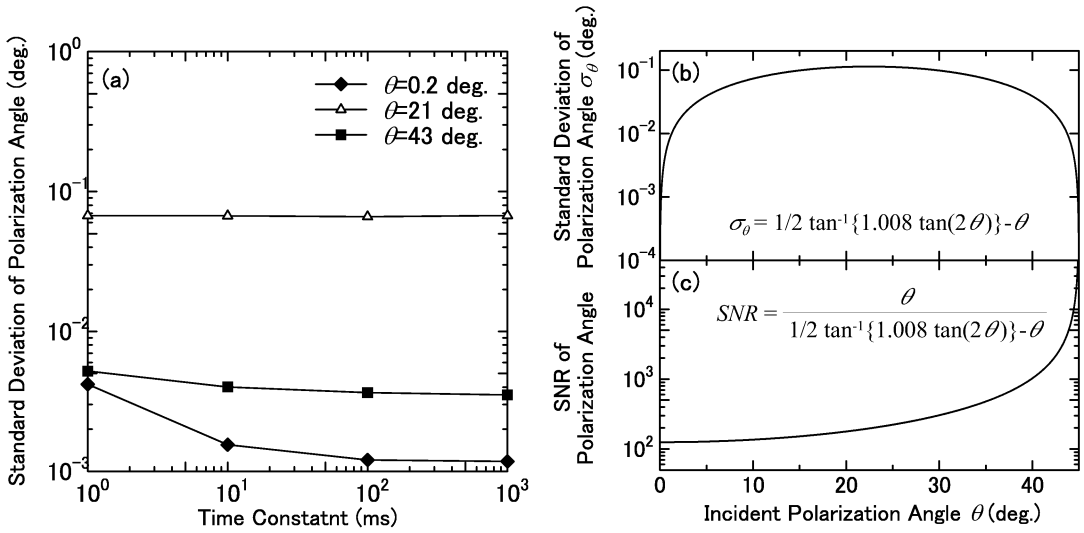


図 2.21: (a) ファラデー回転角の角度分解能とロックインアンプの時定数の関係。(b) 強度計測誤差から角度誤差への誤差伝播の入射角依存性。(c)SNR の入射角依存性。Ref.[136] より抜粋。

を用いた方法を採用している。その原理を以下に述べる。図 2.20 に示しているように、2 つの PEM を互いに光学軸を 45 度傾け、その後にそれぞれの光学軸に対して透過軸が 22.5 度の傾きを持つように偏光子を設置する。光が入射する PEM の順に、圧電素子の駆動周波数を f_1、f_2 とすると、偏光角 θ の直線偏光が入射した場合の検出器の出力 I は、

$$I \propto I_0[\sin(2\theta)\cos(2\Omega_1 t) - \cos(2\theta)\cos(2\Omega_2 t) + \cdots] \tag{2.48}$$

となる。ここで、$\Omega_1 = 2\pi f_1$、$\Omega_2 = 2\pi f_2$ である。この信号をロックインアンプを用いて周波数成分 $2f_1$、$2f_2$ の強度 V_1、V_2 を検出すると、偏光角 θ は、

$$\theta = -\frac{1}{2}\arctan\left(\frac{V_1}{V_2}\right) \tag{2.49}$$

として得られる。

光の伝送に光ファイバーを使用する必要があることから、核融合装置へ適用するためには、γ 線・中性子線照射による透過率の劣化が小さい波長 700 nm 以上の光を使用しなくてはならない [137]。そのため、光源には波長 822 nm のスーパールミネッセントダイオードを用いている。

達成された角度分解能とロックインアンプの時定数の関係を図 2.21(a) に示す。PEM への直線偏光の入射角がほぼ 0 である時には、時定数 10 ms で 0.002 度以下と

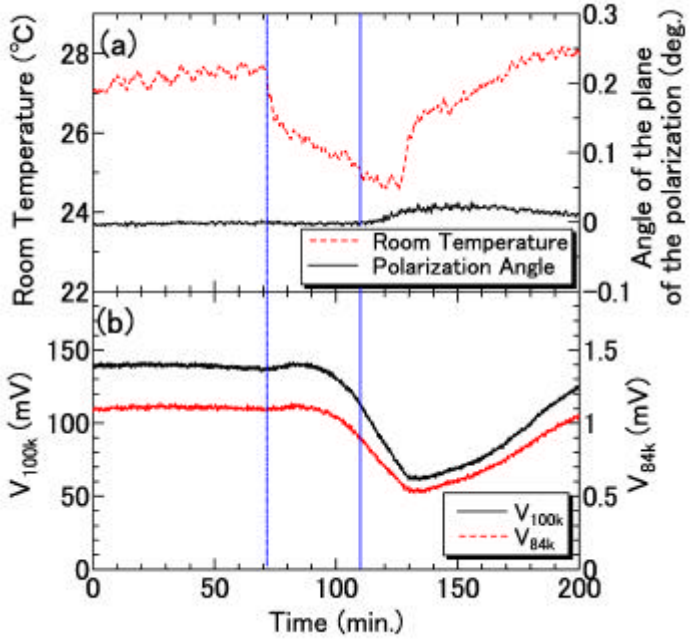


図 2.22: (a) 室温が変化した時の計測される偏光角の時間変化 (b) 室温が変化した時のロックインアンプの各振幅強度出力の時間変化。Ref.[136] より抜粋。

大変高い角度分解能を示している。ただし、入射角が 21 度となると、同じく時定数 10 ms で 0.07 度と一桁以上上昇し、さらに入射角が 43 度では再び分解能は高くなり、時定数 10 ms で 0.004 度となる。このような特性は、PEM による偏光角の計測原理によるものである。ロックインアンプの振幅強度出力の標準偏差を σ_{v1}、σ_{v2} とし、これらが誤差伝播することで生ずるファラデー回転角の誤差の標準偏差を σ_θ とすると、式 (2.49) より、

$$\theta \pm \sigma_\theta = \frac{1}{2}\arctan\left[\left(\frac{1 \pm \sigma_{v1}/V_1}{1 \pm \sigma_{v2}/V_2}\right)\tan 2\theta\right] \tag{2.50}$$

となる。ベンチテストでは、σ_{v1}/V_1、σ_{v2}/V_2 はいずれも約 0.004 であり、これを代入して式 (2.50) をプロットしたのが図 2.21(b) である。入射角が大きくなるにつれて角度分解能は劣化し、22.5 度において最も劣化して 0.1 度程度となり、その後再び元に戻っている。これは実験結果とよく合致している。ただし、SNR では (c) に示すように入射角 0 度の時が最も小さく、この場合 150 となる。

次に、温度依存性を図 2.22 示す。(a) より室温が約 3 ℃変化したとき、偏光角は約 0.02 度変化することがわかる。また、(b) は温度変化が生じると、ロックインアンプ

表 2.1: 電子密度計測法の種類とその特徴

	空間分解能	時間分解能	密度分解能	信頼性	システム	備考
プローブ法	◎ 局所計測	×	○	△ プローブの理論に基づいた適切な解析が必要	簡素	低温領域に限定
反射計	○ 局所計測	◎	○	△ 分布変化・揺動・プラズマ回転等の情報が混在する。	簡素	分布計測は周辺プラズマのみが現状。 ヘリカル装置では磁気シアのためモード変化が大。
トムソン散乱計測	◎ 局所計測	× レーザーの繰り返しで決まり、数十ミリ秒	△ エラーバー大きい	△ 強度計測のため窓の汚れなどの影響受けやすい	複雑	密度分布計測には精密な較正が必要。
リチウムビームプローブ法	◎ ビーム減衰より周辺プラズマのみ	◎	○	○ 計測ミス等なし	ビーム源の開発必要	低密度領域を対象。
電子密度計測偏光計	波長・入射方向に依存	◎	△ 回転角小	◎ 振動の影響が小さく計数ミスない	簡素	密度モニターとして最適。
ミリ波・FIR干渉計	△ プローブ光が十分絞れない	◎	◎	△ 高密度で計数ミス	FIR干渉計は巨大	屈折による空間分解能の劣化も問題。
炭酸ガスレーザー干渉計(2波長)	○	◎	△ 位相変化小	◎	複雑な光学系	組み合わせることで時間・空間分解能・信頼性を兼ね備えた計測が可能
イメージング干渉計	◎	◎	波長に依存	波長に依存	少ない光学部品	

の各振幅強度出力が 1/2 程度まで減少する様子を示している。これは、温度変化によって光学部品が伸縮することで光軸が変化し、検出器からレーザー光がそれるためである。このとき、PEM に垂直ではなく、角度を持ってレーザー光が入射することになる。式 (2.48) は、PEM に垂直に入射した場合にのみ成立し、斜め入射した場合は結晶中の光路長が変化することから式 (2.48) からズレが生じる。そのため、計測される偏光角に変化が生じると考えられる。

2.7 各計測法の位置付け

以上述べた、磁場閉じ込めプラズマの電子密度計測法の特徴を表 2.1 にまとめる。これより、単独の計測方法で電子密度計測に要求されるすべての条件を満たすものは、現段階では存在しないことがわかる。そのため、計測対象によって計測法を選択するか、いくつかの計測器の長所をうまく組み合わせることが必要である。

反射法やリチウムビームプローブ法は、時間及び密度分解能が高いが、計測が周辺プラズマに限られているのが現状である。そのため、トカマクの H モード遷移など、プラズマ周辺領域で起こる速い密度分布変化などを計測するのに最適といえる。

トムソン散乱による密度分布計測は、局所計測という大きな利点があるが、強度計測のために測定誤差が大きく、精密な分布計測が困難である。また、時間分解能が低いためにペレット入射後の密度分布変化等の速い密度分布変化を計測することが不可能である。そのため、LHD においてトムソン散乱計測は、専ら電子温度計測に用いられているのが現状である。

これらの理由より、上記三つの計測器をプラズマの状態を知るための密度モニタや全体の密度分布計測に用いるのは困難であるといえる。現在、密度モニタおよび分布計測に用いられているのは、密度・時間分解能が高く、プラズマ全域で計測が可能な干渉法であり、特に FIR レーザー干渉計は、多くの核融合装置に設置されている。しかし、高密度領域でフリンジ計数ミスが生じることや、空間分解能が低いという問題を抱えている。また、計数ミスに至らなくとも、プラズマ中でのレーザー光の屈折により、空間分解能の低下も招いている。そのため、低〜中密度領域では、高い密度および時間分解能での計測が可能であるが、高密度領域での計測には不向きであるといえる。

これに対し、炭酸ガスレーザーイメージング干渉計は、短波長であるためフリンジ計数ミスを抑えることができ、高い計測信頼性を持つ。ただし、同時に位相変化が小さく、機械的振動の影響も大きいため、中〜高密度領域における電子密度モニタおよび分布計測に適している。機械的振動の影響をどこまで抑制できるかが、炭酸ガスレーザー干渉計の課題である。また、イメージング手法により、FIR レーザー干渉計では十分でなかった高い空間分解能での分布計測が可能となる。元々、干渉法は時間分解能も高いことから、ペレット入射後の密度分布変化など、高密度領域においてプラズマ全体での速い密度分布計測に最適である。

密度計測用偏光計は、高密度領域においても原理的に計数ミスがないため、この点で炭酸ガスレーザー干渉計よりもさらに高い計測の信頼性があるといえる。機械的振動の影響が小さいことから、システムが簡素で信頼性高い密度モニタに適しているが、回転角が小さいために低密度領域は苦手とする。偏光計においては、角度分解能を高め、低密度領域に計測範囲を広げることが課題である。

以上より、炭酸ガスレーザーイメージング干渉計は FIR レーザー干渉計では困難な高密度領域での密度計測が可能であり、空間分解能の問題も解決できる。ただし、炭酸ガスレーザーイメージング干渉計においてもフリンジ計数ミスは完全に無くすことはできないことから、原理的に計数ミスが生じない密度計測用偏光計で補完することにより、さらに計測信頼性を高めることができる。従って、広く用いられている FIR レーザー干渉計と炭酸ガスレーザーイメージング干渉計および密度計測偏光計を組み合わせることで、2.2 節で挙げた密度計測への要求を満たす高い時間・空間分解能を持ち、かつ核融合プラズマの実験密度領域全体において信頼性ある電子密度計測系を構築することができるといえる。これらの適用密度領域の模式図を図 2.23 に示す。

本研究で提案・開発した密度計測偏光計は、光路上での平均的な電子密度の計測

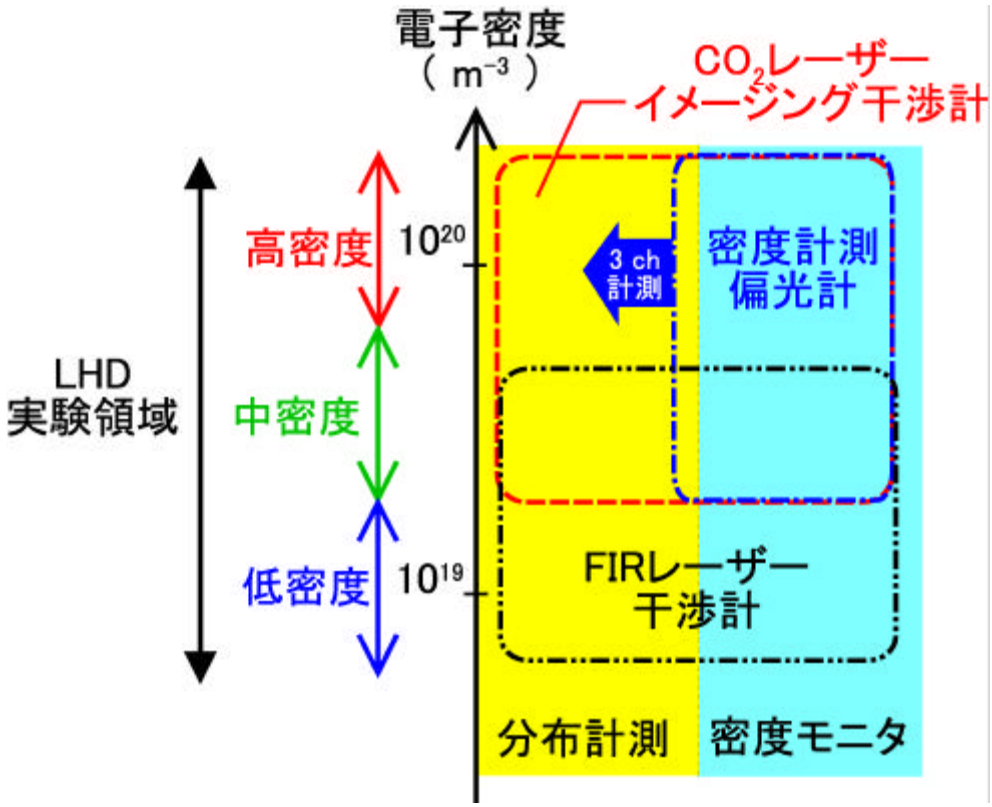


図 2.23: FIR レーザー干渉計、炭酸ガスレーザーイメージング干渉計、密度計測偏光計の用途と適用密度領域の模式図

だけでなく、3 ch の接線計測とすることで、偏光計による電子密度分布評価の実証も目的としている。密度計測偏光計による密度分布計測は、ITER で目標の一つとされながらも、これまで実測例がなかったため、その実証が急務であった。図 2.23 の密度計測偏光計の適用領域に付した矢印は、偏光計を密度モニタとしてだけでなく、分布計測まで拡張することを示している。また、LHD は定常磁場による閉じこめという特性を生かした定常実験の計画が進んでおり、ICRF を用いた 30 分に亘る放電を予定している。原理的にフリンジ計数ミスのない偏光計は、このような長時間放電では特に必要とされ、その重要性が増す。

これまで、炭酸ガスレーザーイメージング干渉計は、Alcator C-Mod での前例がある [63] が、これはプラズマ中心のみの計測であった。本研究で開発した干渉計は、プラズマ全体で計測し、分布形を仮定せず単独で密度分布を評価できる干渉計として最初の例である。特に、ヘリカル装置では、高密度プラズマでも計測が可能で、高い時間・空間分解能を持つ密度分布計測はこれまでなかった。本干渉計の開発は、ヘリカル系におけるペレット入射時の粒子掃き出し等の物理機構を解明する大きな

手掛かりとなる。また、本干渉計では、振動補正用干渉計の光源としては、初めて連続発振の波長 1.06 μm の YAG レーザーを用いた。今回用いた YAG レーザーは、既製品として出力 0.7 W までのものが入手できる上に、全長 12 cm という大変コンパクトで取り扱いも容易である。そのため、これまで最適な光源がなかった振動補正用干渉計の光源として、利用拡大が期待される。本干渉計ではその有用性の確認も目的の一つとしている。

2.8　第 2 章のまとめ

本章では磁場閉じ込めプラズマにおける電子密度計測の役割について述べ、そのために要求とされる条件を明らかにした。そして、従来の電子密度計測法の原理と適用例、計測精度や問題点を示し、その上で現在の電子密度計測で不十分な点を補うものとして炭酸ガスレーザー偏光計と炭酸ガスレーザーイメージング干渉計を提案し、それぞれのねらいを述べた。ここで行った検討のまとめを以下に述べる。

1. 電子密度は、プラズマの有無等の基本的状態を示し、将来の核融合炉で重要なエネルギー増倍率に直接関係するため、その計測には高い信頼性が不可欠である。また密度分布は閉じ込め物理の解明に不可欠であるため、分布計測に高い空間分解能と時間分解能が必要とされる。
2. 現在、電子密度計測に利用されているプローブ計測、反射計、トムソン散乱計測、干渉計測、偏光計測があり、その原理と適用例、適用範囲と問題点を示した上で、各計測の位置付けを行った。そして、現在高密度領域において密度計測の信頼性に欠け、プラズマ全体で高い空間分解能の計測が困難であることを示した。
3. 電子密度計測のための密度計測偏光計は、システムが簡素で、かつ高密度プラズマにおいても信頼性の高い計測が行えることを示した。また、これまで報告例がなかった偏光計測による密度分布計測の実証を本偏光計の目的の一つとし、3 ch の接線計測とした。
4. 炭酸ガスレーザーイメージング干渉計は、高密度プラズマでもフリンジ計数ミスの発生を抑制でき、高い空間分解能・時間分解能を持つことを示した。また、これまで適用例のなかった YAG レーザーを光源に用いた振動補正用干渉計の有用性を示すことも目的の一つとした。

第3章　偏光法とイメージング干渉法の諸原理

3.1　はじめに

第 2 章において、精度・信頼性がともに高い電子密度計測系の構築には、密度計測偏光計と炭酸ガスレーザーイメージング干渉計の開発が必要であることを述べた。そこで、第 3 章においては、偏光計測・干渉計測の諸原理について述べる。はじめに、3.2 節では、プラズマ中を伝播する電磁波の基本を示し、その上で、3.3 節で干渉計・偏光計の原理について述べる。そして、本干渉計も含め多くの干渉計測で利用されているヘテロダイン干渉計の測定原理について 3.4 節で示し、さらに回折理論に基づいてイメージング法の原理を 3.5 節で導出し、3.6 節では積分計測で局所量評価で利用される Slice and stack 法について説明する。最後に 3.7 節で本章のまとめを述べる。

3.2　プラズマ中での電磁波の伝播と屈折率

プラズマ中を伝播する電磁波の伝播特性は、電子の運動方程式とマクスウェル方程式の連立で解くことができる。ここでは、イオンの質量は電子と比較して十分大きいため、電磁波に対するプラズマの応答には電子のみを考慮する。また、プラズマは中性で一様とし、プラズマ中の荷電粒子の熱速度は電磁波の伝播速度より十分小さいと仮定してプラズマの温度を無視して考える (冷たいプラズマ)。

座標系を図 3.1 に示すように取ると、波数 k、角速度 ω で進む平面電磁波の $\boldsymbol{E}$、$\boldsymbol{B}$ は、

$$\boldsymbol{E}(z,t) = \boldsymbol{E}\exp i(\omega t - kz) \tag{3.1}$$

$$\boldsymbol{B}(z,t) = \boldsymbol{B}\exp i(\omega t - kz) \tag{3.2}$$

と表せる。

次に、ここで仮定しているプラズマ中で、マクスウェル方程式は電流密度を $\boldsymbol{j}$ とすると、

$$\nabla \times \boldsymbol{E} + \frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} = 0 \tag{3.3}$$

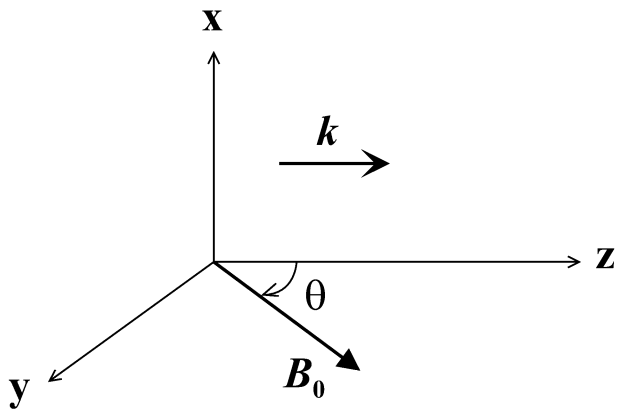


図 3.1: 座標系

$$\nabla \times \boldsymbol{B} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial \boldsymbol{E}}{\partial t} = \mu_0 \boldsymbol{j} \tag{3.4}$$

$$\nabla \cdot \boldsymbol{B} = 0 \tag{3.5}$$

$$\nabla \cdot \boldsymbol{E} = 0 \tag{3.6}$$

$$\tag{3.7}$$

で与えられる。

式 (3.1)、式 (3.2) をマクスウェル方程式 (3.3)、(3.4) に代入すると、

$$-i\boldsymbol{k} \times \boldsymbol{E} + i\omega \boldsymbol{B} = 0 \tag{3.8}$$

$$i\boldsymbol{k} \times \boldsymbol{B} + i\frac{\omega}{c^2}\boldsymbol{E} = -\mu_0 \boldsymbol{j} \tag{3.9}$$

が得られる。ここで $\boldsymbol{k} = k\boldsymbol{e}_z$、$\boldsymbol{e}_z$ は z 方向の単位ベクトルである。式 (3.9) の電流密度 $\boldsymbol{j}$ は、e を電気素量、n_e を電子密度、$\boldsymbol{v}$ を電子の速度とすると、

$$\boldsymbol{j} = -en_\mathrm{e}\boldsymbol{v}_\mathrm{e} \tag{3.10}$$

と書け、電子の運動方程式

$$i\omega m_\mathrm{e}\boldsymbol{v}_\mathrm{e} + e(\boldsymbol{E} + \boldsymbol{v}_\mathrm{e} \times \boldsymbol{B}_0) = 0 \tag{3.11}$$

より導出することができる。ここでは他の粒子との衝突による減速項 $-\nu m_\mathrm{e}\boldsymbol{v}_\mathrm{e}$ は無視している。ν は電子の衝突周波数である。 核融合プラズマにおける干渉計測・偏光計測では通常マイクロ波から遠赤外線の領域の光源を使用するため、衝突周波数 ν は光源の周波数 ω と比較して十分小さく実用上無視できる。ここで、オームの法則

$$\boldsymbol{j} = \sigma_\mathrm{e} \cdot \boldsymbol{E} \tag{3.12}$$

で伝導率テンソル σ_e を定義し、式 (3.8)、(3.9) より $\boldsymbol{B}$ を消去すると、次の関係式が得られる。

$$\frac{c^2}{\omega^2}\boldsymbol{k}\times(\boldsymbol{k}\times\boldsymbol{E})+(1+\frac{\boldsymbol{\sigma}_{\rm e}}{i\omega\epsilon_0})\boldsymbol{E}=0 \tag{3.13}$$

さらに、比誘電率テンソル

$$\boldsymbol{\epsilon}\equiv 1+\frac{\boldsymbol{\sigma}_{\rm e}}{i\omega\epsilon_0} \tag{3.14}$$

を導入し、屈折率ベクトル $\boldsymbol{N}=c\boldsymbol{k}/\omega$ を用いて式 (3.13) を整理すると、

$$\boldsymbol{N}(\boldsymbol{N}\cdot\boldsymbol{E})-N^2\boldsymbol{E}+\boldsymbol{\epsilon}\cdot\boldsymbol{E}=0 \tag{3.15}$$

が得られる。

3.2.1 $\boldsymbol{B}_0=0$ の場合

$\boldsymbol{B}_0=0$ の場合、$\boldsymbol{\sigma}_{\rm e}$ は$\boldsymbol{I}$を単位行列とすると、式 (3.11)、(3.12) より

$$\boldsymbol{\sigma}_{\rm e}=\frac{e^2n_{\rm e}}{i\omega m_{\rm e}}\boldsymbol{I} \tag{3.16}$$

と求められ、これを用いて式 (3.15) を解くと、このときの分散関係は

$$N=\sqrt{1-\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}} \tag{3.17}$$

が得られる。これより、プラズマは磁場がないときは光学的に等方であることがわかる。ただし、ω_{pe} はプラズマ周波数

$$\omega_{pe}=\sqrt{\frac{n_{\rm e}e^2}{\epsilon_0 m_{\rm e}}} \tag{3.18}$$

である。

3.2.2 $\boldsymbol{B}_0\neq 0$ の場合

$\boldsymbol{B}_0\neq 0$ の場合、式 (3.15) は、

$$\begin{pmatrix} 1+\frac{\eta}{N^2-1} & -i\gamma\cos\theta & \frac{-i\sin\theta}{N^2-1} \\ i\gamma\cos\theta & 1+\frac{\eta}{N^2-1} & 0 \\ -i\gamma\sin\theta & 0 & -\frac{1-\eta}{N^2-1} \end{pmatrix}\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix}=0 \tag{3.19}$$

ここで、ω_{ce} は電子サイクロトロン周波数

$$\omega_{ce} = \frac{eB_0}{m_{\rm e}} \tag{3.20}$$

であり、$\eta \equiv \omega_{pe}^2/\omega^2$、$\gamma \equiv \omega_{ce}/\omega$ と置いている。これを $\boldsymbol{E} \neq 0$ として N について行列式を解くと、分散関係

$$N_{\pm}^2 = 1 - \eta / \left\{ 1 - \frac{\gamma^2 \sin^2\theta}{2(1-\eta)} \pm \sqrt{\left(\frac{\gamma^2 \sin^2\theta}{2(1-\eta)}\right)^2 + \gamma^2 \cos^2\theta} \right\} \tag{3.21}$$

が得られる。この分散関係式は、Appleton-Hartree の分散式として知られている。この式は ω_{pe}、ω_{ce} で特徴付けられるプラズマ中を、$\boldsymbol{B}_0$ に対して角度 θ で伝播する電磁波は 2 つの屈折率のモードを持つことを意味している。これらの固有な偏光状態を特性モードと呼んでいる。

偏光状態は伝播の各成分の比で求められるから、式 (3.19) より、

$$\frac{E_x}{E_y} = -\frac{1 + \frac{\eta}{N^2-1}}{i\gamma\cos\theta} \tag{3.22}$$

$$\frac{E_z}{E_x} = -i\gamma\sin\theta\frac{N^2-1}{1-\eta} \tag{3.23}$$

$$\frac{E_z}{E_y} = \tan\theta\frac{N^2-1+\eta}{1-\eta} \tag{3.24}$$

となる。これらを良く理解するために、$\theta = 0$、$\frac{\pi}{2}$ の時の偏光状態について考える。

$\theta = 0 (\boldsymbol{B}_0 \parallel \boldsymbol{k})$ の場合

$\theta = 0$、つまり外部磁場 $\boldsymbol{B}_0$ と波数ベクトル $\boldsymbol{k}$ が平行の場合、それぞれの特性モードの屈折率は式 (3.21) より

$$N_+^2 = 1 - \frac{\eta}{1+\gamma} \tag{3.25}$$

$$N_-^2 = 1 - \frac{\eta}{1-\gamma} \tag{3.26}$$

となる。これより偏光状態は、式 (3.22)、(3.23)、(3.24) より、

$$\frac{E_x}{E_y} = \mp i \tag{3.27}$$

$$\frac{E_z}{E_x} = 0 \tag{3.28}$$

$$\frac{E_z}{E_y} = 0 \tag{3.29}$$

が得られる。式 (3.27) において、右辺の負の符号は N_+ に対応する。これより、この場合の電磁波は横波であり、N_-、N_+ のモードはそれぞれ角速度 ω で回転する右廻り円偏光、左廻り円偏光となっていることがわかる。これら電界の回転方向は、z 方向を向く磁場による電子・イオンのサイクロトロン運動とそれぞれ同方向であるため、右廻り円偏光は電子と、左回り円偏光はイオンと結合する。ここでは電磁波の周波数が高くイオンの運動がないと近似しているためにイオンの寄与は式に現れていないが、それも含めた場合、右廻り・左回り円偏光の伝播特性はそれぞれ電子・イオンの密度を反映する。また、式 (3.26) 第二項において $\gamma \to 1$ のとき、$N_- \to \infty$ となり、これは電磁波の位相速度が 0 になる事を意味する。このとき、電界のエネルギーは電子に吸収 (電子サイクロトロン共鳴) されるため、プラズマの加熱に利用される。N_+ も、イオンについての近似を用いない場合は同様にイオンの選択的共鳴が可能である事が示される。

$\theta = \pi/2(\boldsymbol{B}_0 \perp \boldsymbol{k})$ の場合

$\theta = \pi/2$、つまり外部磁場 $\boldsymbol{B}_0$ と波数ベクトル $\boldsymbol{k}$ が垂直の場合、それぞれの特性モードの屈折率は式 (3.21) より、

$$N_+^2 = 1 - \eta \tag{3.30}$$

$$N_-^2 = 1 - \frac{\eta(1-\eta)}{1-\eta-\gamma^2} \tag{3.31}$$

となる。これらは $\boldsymbol{B}_0 = 0$ のときに一致し、N_+、N_- の屈折率を持つ電磁波をそれぞれ正常波 (O 波)、異常波 (X 波) と呼んでいる。正常波の偏光状態は、同様に式 (3.22)、(3.23)、(3.24) より、

$$\frac{E_x}{E_y} = 0, \qquad \frac{E_z}{E_x} = -i\frac{\gamma\eta}{1-\eta}, \qquad \frac{E_z}{E_y} = 0 \tag{3.32}$$

となる。これらは磁場 $\boldsymbol{B}_0$ に平行な E_y のみ存在する横波であることを示している。また、正常波は γ の項を持たず磁場の影響を受けないが、それは磁場による電子がサイクロトロン運動する x-z 面に電場の方向が直交し、電子を駆動しない事に由来する。同様に異常波の偏光状態は、

$$\frac{E_x}{E_y} \to \infty, \qquad \frac{E_z}{E_x} = -i\frac{\gamma\eta}{1-\eta-\gamma^2}, \qquad \frac{E_z}{E_y} \to \infty \tag{3.33}$$

となる。これらは磁場と平行な電場成分 E_y が 0 であり、$\boldsymbol{E}$ は通常 x-z 平面に縦波成分を持った楕円偏光として存在することを示している。異常波は $1-\eta-\gamma^2 \to 0$ において共鳴し、その周波数を高域混成共鳴周波数と呼んでいる。また、式 (3.30)、(3.31) のように正常波と異常波の屈折率の間に差があることから、光の進行方向に

対して垂直な磁場が存在する場合は楕円化が生ずることになる。距離 dl 進んだ時に常光成分と異常光成分の間に生ずる位相差を $d\psi$ とすると、

$$d\psi = \frac{2\pi}{\lambda}(N_+ - N_-)dl \tag{3.34}$$

ここで $\eta \ll 1$、$\gamma \ll 1$ とすると、$N_+ - N_- \sim \frac{1}{2}\eta\gamma^2$ であるから、

$$\psi = \frac{2\pi}{\lambda}\int \frac{1}{2}\eta\gamma^2 dl = \frac{e^4}{16\pi^3\epsilon_0 c^4 m_{\mathrm{e}}^3}\lambda^3 \int n_{\mathrm{e}} B_\perp^2 dl \tag{3.35}$$

となる。この位相差による楕円化は Cotton-Mouton 効果として知られている。

3.3　測定原理

以上示したように、熱運動を無視した場合、電磁波の周波数が高い領域ではプラズマ中での屈折率の変化は電子密度に大きく依存する。これを利用して電子密度の計測を行うのが干渉法、偏光法、反射法であり、ここでは干渉法と偏光法の計測原理を上記の導出を基に述べる。

3.3.1　干渉法の測定原理

干渉法は、真空中・プラズマ中それぞれを伝播する電磁波の位相差を計測し、それから電子密度を知ろうとするものである。式 (3.31) で示したように、異常波は電子密度の他に磁場にも依存するため、干渉計には解析の簡単な正常波が通常用いられる。ここでは一般的な正常波を用いた干渉法について述べるが、異常波を用いた場合は同じ波長の電磁波を用いて電子密度の計測範囲が正常波より広いという利点を持つため、異常波を用いた干渉計も検討・適用されている [138]。

式 (3.30) より、正常波の屈折率 N_o は

$$N_o = \sqrt{1 - \frac{\omega_{pe}(\boldsymbol{x})^2}{\omega^2}} = \sqrt{1 - \frac{n_{\mathrm{e}}(\boldsymbol{x})}{n_{\mathrm{c}}}} \tag{3.36}$$

となる。ここで n_{c} は、

$$n_{\mathrm{c}} = \frac{\omega^2\epsilon_0 m_{\mathrm{e}}}{e^2} \tag{3.37}$$

で表され、角速度 ω の電磁波が反射される密度上限を示すカットオフ密度である。ミリ波から赤外線領域の電磁波を用いる場合、カットオフ密度は、核融合プラズマの密度に対して十分大きいため (一例として、波長 119μm の CH_3OH レーザーのカットオフ密度は $7.80\times10^{22}\mathrm{m}^{-3}$)、

$$N_o \sim 1 - \frac{n_{\mathrm{e}}(\boldsymbol{x})}{2n_{\mathrm{c}}} \tag{3.38}$$

と近似できる。真空中・プラズマ中での波数を k、$k_{\rm p}$ とすると、プラズマ中を伝播した事による位相差 $\Delta\phi$ は、

$$\begin{aligned}\Delta\phi &= \int_{\boldsymbol{x}_1}^{\boldsymbol{x}_2}(k-k_{\rm p})d\boldsymbol{x}\\ &= \frac{2\pi}{\lambda}\int_{\boldsymbol{x}_1}^{\boldsymbol{x}_2}(1-N_o)d\boldsymbol{x}\\ &\sim \frac{\pi}{\lambda n_{\rm c}}\int_{\boldsymbol{x}_1}^{\boldsymbol{x}_2} n_{\rm e}(\boldsymbol{x})d\boldsymbol{x}\\ &= 1.61\times10^{-13}\lambda[{\rm m}]\int_{\boldsymbol{x}_1}^{\boldsymbol{x}_2} n_{\rm e}(\boldsymbol{x})[{\rm m}^{-3}]d\boldsymbol{x}[{\rm m}] \quad ({\rm deg.})\end{aligned} \tag{3.39}$$

と書ける。従って、$\Delta\phi$ を計測することにより、透過した電磁波の光路における電子密度の線積分値が得られる。

3.3.2 偏光法の測定原理

磁場 $\boldsymbol{B}$ と平行に伝播する直線偏光を考える。ここでも図 3.1 に従い、$\theta=0$、電磁波は x 方向に偏光方向を持って z 方向に伝播するとする。直線偏光は次のように左廻り・右回り円偏光に分解される。

$$\boldsymbol{E}(z=0)=E\boldsymbol{e}_x\sin(wt)=\frac{E}{2}\begin{pmatrix}\sin\omega t\\ \cos\omega t\end{pmatrix}+\frac{E}{2}\begin{pmatrix}\sin\omega t\\ -\cos\omega t\end{pmatrix} \tag{3.40}$$

それぞれの屈折率は式 (3.25)、(3.26) で与えられる。プラズマ中を直線偏光が dl だけ伝播すると、

$$\begin{aligned}\boldsymbol{E}(dl) &= \frac{E}{2}\begin{pmatrix}\sin(\omega t-k_L dl)\\ \cos(\omega t-k_L dl)\end{pmatrix}+\frac{E}{2}\begin{pmatrix}\sin(\omega t-k_R dl)\\ -\cos(\omega t-k_R dl)\end{pmatrix}\\ &= \frac{E}{2}\begin{pmatrix}\cos\frac{k_R-k_L}{2}dl\\ \sin\frac{k_R-k_L}{2}dl\end{pmatrix}\sin(\omega t-\frac{k_R+k_L}{2}dl)\end{aligned} \tag{3.41}$$

となる。これより、プラズマ中を dl だけ伝播した時の偏光面の回転角 $d\alpha$ は、

$$d\alpha=\frac{k_R-k_L}{2}dl=\frac{e}{2cm_{\rm e}n_{\rm c}}n_{\rm e}Bdl \tag{3.42}$$

となる。一般的には必ずしも磁場と電磁波の進行方向は平行とはならないことを考慮すると、全光路長では、

$$\begin{aligned}\alpha &= \frac{e}{2cm_{\rm e}n_{\rm c}}\int n_{\rm e}B_{\parallel}dl\\ &= 1.50\times10^{-11}\lambda[{\rm m}]^2\int n_{\rm e}[{\rm m}^{-3}]B_{\parallel}[{\rm T}]dl[{\rm m}] \quad ({\rm deg.})\end{aligned} \tag{3.43}$$

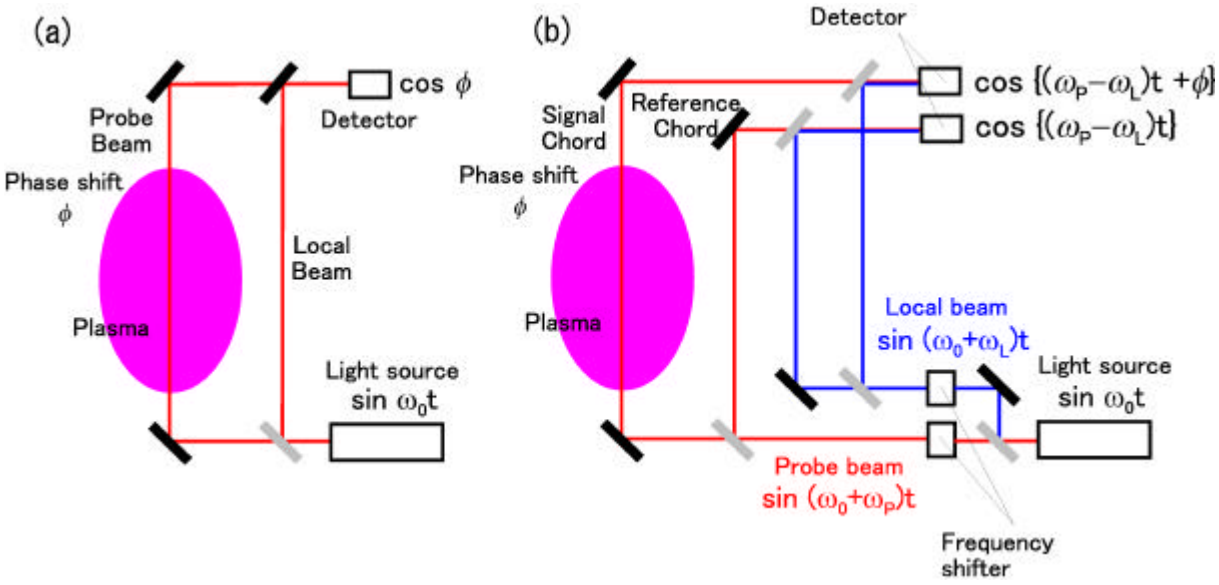


図 3.2: (a) ホモダイン干渉計 (b) ヘテロダイン干渉計の原理図

のファラデー回転角が得られる。式 (3.43) は、ファラデー回転角がプラズマの電子密度と磁場の進行方向成分の積の線積分値であることを示す。よって、ファラデー回転の計測により、電子密度が既知である場合は磁場が、磁場が既知である場合は磁場で重み付けた電子密度の線平均値が得られることになる。

3.4　ヘテロダイン干渉法の原理

図 3.2(a) に最も簡単な位相差検出のホモダイン干渉計を示す。これは、光源からの電磁波をプラズマに入射する測定光と、空気中を伝播させる参照光の二つに分け、プラズマを透過した後に合成して検出するものであり、このときの検出器の出力変化は $\cos\{\phi(t)+\phi_0\}$ となる。ここで、ϕ_0 は初期位相である。この干渉計では、位相変化が π を超える場合、ϕ が増加したか減少したのか判別できない欠点がある。そこで、位相変化を一意的に決定するために考案されたのが、(b) に示すヘテロダイン干渉計である。これは、電磁波をローカル光とプローブ光の二つに分けた後、検出器が応答できる範囲で音響光学素子や回転回折格子などの周波数変調器で差周波を与える。そして、プローブ・ローカル光をそれぞれプラズマに入射させる測定光・空気中を伝播させる参照光に分けて、検出器手前でプローブ光とローカル光をミキシングし、2 系統の検出器で測定する。このとき、測定光・参照光の IF(Intermediate Frequency) 信号 $I_s(t)$、$I_r(t)$ は、与えた変調周波数をそれぞれ ω_p、ω_l、初期位相を

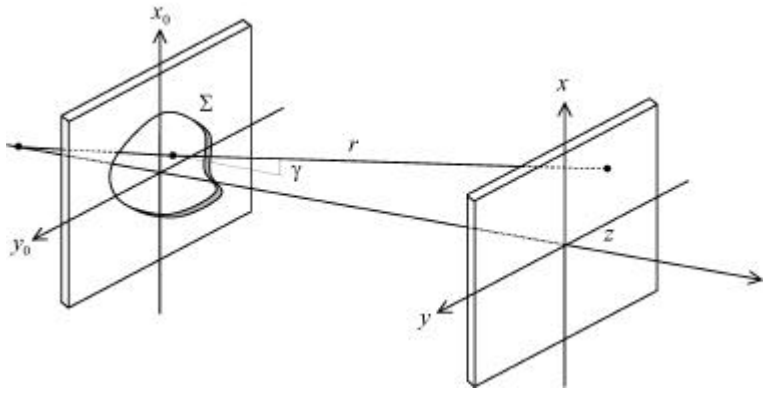


図 3.3: 開口 Σ での光の回折

$\phi_{\rm s}$、$\phi_{\rm r}$ とすると、

$$I_{\rm s}(t) = \cos\{(\omega_{\rm p}-\omega_{\rm l})t+\phi(t)+\phi_{\rm s}\} \tag{3.44}$$
$$I_{\rm r}(t) = \cos\{(\omega_{\rm p}-\omega_{\rm l})t+\phi_{\rm r}\} \tag{3.45}$$

となり、測定光と参照光の位相差としてプラズマによる位相変化が計測できる。現在、プラズマ計測用のほとんどの干渉計はこのヘテロダイン方式が採用されている。

3.5 位相イメージ法

位相イメージ法は、シリンドリカル (円筒) ミラー等を用いて加工したシート状ビームをプラズマ全体に入射し、結像光学系によるプラズマの位相イメージ (像) を多チャンネル検出器上に投影し、電子密度の空間情報を一挙に得る手法である。

3.5.1 Fresnel-Kirchhoff の回折式

ここで、2 枚の無収差レンズから構成される結像光学系による物体の結像を波動光学を用いて導出する。光の伝播とその空間分布を考える場合、光の回折現象を必ず考慮しなくてはならない。これを記述するのが Fresnel-Kirchhoff の回折式であり、図 3.3 のように座標を取ると、

$$u(x,y,z) = \frac{i}{\lambda}\int\int_{\Sigma} g(x_0,y_0,0)\frac{\exp(-ik_0 r)}{r}\cos\gamma dx_0 dy_0 \tag{3.46}$$

と表せる [139]。λ は光の波長である。ここでは

$$\gamma \sim 0 \tag{3.47}$$

が成り立つ近軸近似を考える。また、

$$\begin{aligned} r &= \sqrt{(x-x_0)^2+(y-y_0)^2+z^2} \\ &= z\sqrt{1+\left(\frac{x-x_0}{z}\right)^2+\left(\frac{x-x_0}{z}\right)^2} \\ &\sim z+\frac{(x-x_0)^2+(y-y_0)^2}{2z}+\cdots \\ &= z+\frac{x^2+y^2}{2z}-\frac{xx_0+yy_0}{z}+\frac{x_0^2+y_0^2}{2z}+\cdots \end{aligned} \tag{3.48}$$

と展開する。このとき、近似式として第何項まで取るかは、z、つまりどこで回折像を観察するかに依存する。第 4 項まで取るのを Fresnel 近似、第 3 項まで取るのを Fraunhoffer 近似といい、それぞれ開口から近方領域 (Fresnel 領域)、遠方領域 (Fraunhoffer 領域) での回折像を記述するのに用いる。二つの領域の境界は、一般には第 4 項の値を用いて、

$$\frac{2\pi}{\lambda}\frac{x_0^2+y_0^2}{2z} > \frac{\pi}{2} \qquad \text{Fraunhoffer 領域} \tag{3.49}$$

$$\frac{2\pi}{\lambda}\frac{x_0^2+y_0^2}{2z} < \frac{\pi}{2} \qquad \text{Fresnel 領域} \tag{3.50}$$

と決める。炭酸ガスレーザーを用いる場合、開口の半径が 10 cm とすると、境界は 1.9×10^3 m となり、実験室の範囲では Fresnel 領域と考えてよい。この領域では、式 (3.46) は、

$$\begin{aligned} u(x,y) &= \frac{\exp(jkz)}{j\lambda z}\int\int_{-\infty}^{\infty} g(x_0,y_0)\exp\left\{jk\frac{(x-x_0)^2+(y-y_0)^2}{2z}\right\}dx_0dy_0 \\ &= \frac{1}{j\lambda z}\exp\left(jk\left\{z+\frac{x^2+y^2}{2z}\right\}\right)\mathcal{F}\left[g(x_0,y_0)\exp\left(jk\frac{x_0^2+y_0^2}{2z}\right)\right]_{f_x=\frac{x}{\lambda z},f_y=\frac{y}{\lambda z}} \end{aligned} \tag{3.51}$$

となり、これは畳み込み (Convolution) と同じ形をしているため、

$$u(x,y) = g(x_0,y_0) * f_z(x_0,y_0) \tag{3.52}$$

ただし

$$f_z(x_0,y_0) = \frac{1}{jkz}\exp\left(jk\left\{z+\frac{x_0^2+y_0^2}{2z}\right\}\right) \tag{3.53}$$

$$\mathcal{F}[f_z] = \exp\left\{jk\left(z-\frac{x^2+y^2}{2z}\right)\right\} \tag{3.54}$$

とも書ける。

3.5.2　位相イメージ法の原理

ここで、図 3.4 に示すように、入力像 $g_0(x,y)$ をレンズ 1 の前方 f_1 の位置に置き、レンズ間距離をそれぞれのレンズの焦点距離の和 f_1+f_2 として、レンズ 2 から後方

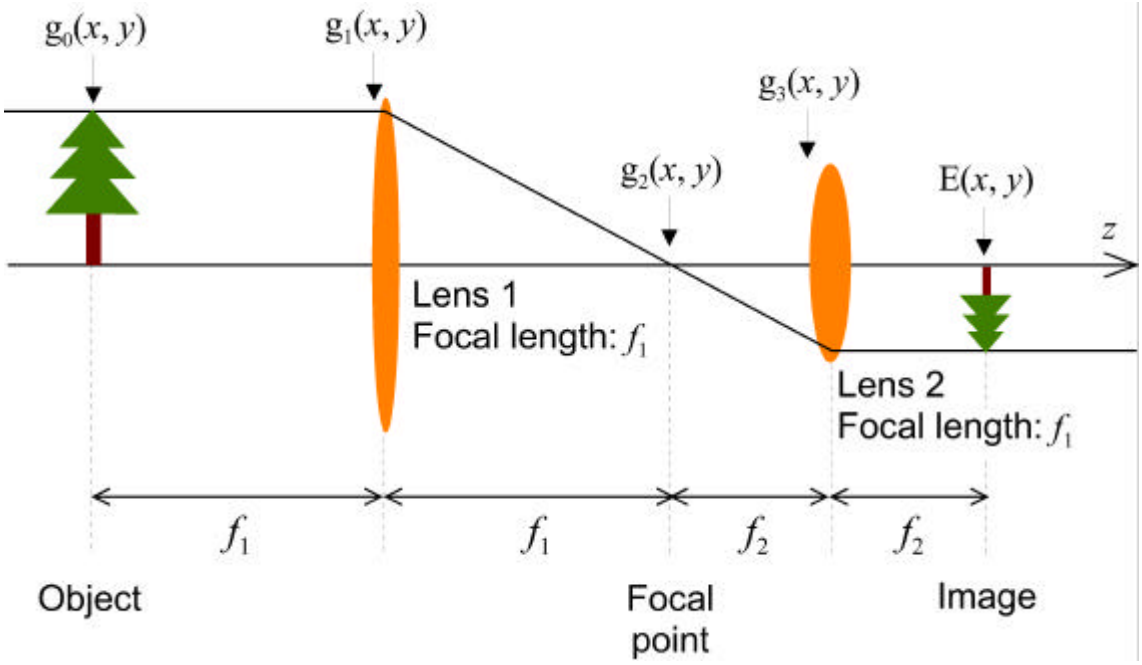


図 3.4: 2 枚の無収差レンズを用いた結像光学系

f_2 にできる像の光分布 $E(x,y)$ を求める。まず、入力像から $z = f_1$ のレンズ 1 までの伝播を考え、レンズ前表面での光分布 $g_1(x,y)$ は、式 (3.53) より、

$$g_1(x,y) = g_0(x_0,y_0) * f_{f_1} \tag{3.55}$$

と表せる。これがレンズ 1 を通ることで、光分布は

$$g_1(x,y)\exp\left(-jk\frac{x^2+y^2}{2f_1}\right) \tag{3.56}$$

となる。ここで、指数の負の符号は収斂する球面波を表し、逆に正の符号ならば発散する球面波を示す。次に、これがレンズ 1 の焦点位置まで伝播した場合の光分布は、式 (3.51) を用いて、

$$\begin{aligned} g_2(x,y) &= \frac{1}{jkf_1}\exp\left\{jk\left(f_1+\frac{x^2+y^2}{2f_1}\right)\right\} \\ &\quad \mathcal{F}\left[g_1(x_0,y_0)\exp\left(-jk\frac{x_0^2+y_0^2}{2f_1}\right)\exp\left(jk\frac{x_0^2+y_0^2}{2f_1}\right)\right]_{f_x=\frac{x}{\lambda f_1},f_y=\frac{y}{\lambda f_1}} \\ &= \frac{1}{jkf_1}\exp\left\{jk\left(f_1+\frac{x^2+y^2}{2f_1}\right)\right\}\mathcal{F}\left[g_1(x_0,y_0)\right]_{f_x=\frac{x}{\lambda f_1},f_y=\frac{y}{\lambda f_1}} \end{aligned} \tag{3.57}$$

と表せる。これに式 (3.55) を代入し、$\mathcal{F}[f*g]=\mathcal{F}[f]\mathcal{F}[g]$ を用いて、

$$\begin{aligned} g_2(x,y) &= \frac{1}{j\lambda f_1}\exp\left\{jk\left(f_1+\frac{x^2+y^2}{2f_1}\right)\right\}G\left(\frac{x}{\lambda f_1},\frac{y}{\lambda f_1}\right) \\ &\quad \exp\left\{jk\left(f_1-\frac{x^2+y^2}{2f_1}\right)\right\} \\ &= \frac{\exp(jk2f_1)}{j\lambda f_1}G\left(\frac{x}{\lambda f_1},\frac{y}{\lambda f_1}\right) \end{aligned} \tag{3.58}$$

となる。これがさらに距離 f_2 だけ伝播し、レンズ 2 の前表面まで到達すると、

$$g_3(x,y)=g_2(x_0,y_0)*f_{f_2} \tag{3.59}$$

となる。レンズ 2 を透過した光の光分布は、

$$g_3(x,y)\exp\left(-jk\frac{x^2+y^2}{2f_{f_2}}\right)=g_2(x,y)*f_{f_2}\exp\left(-jk\frac{x^2+y^2}{2f_{f_2}}\right) \tag{3.60}$$

となり、これがさらに f_2 だけ伝播すると、結像位置での光分布 $E(x,y,f_2)$ は、

$$\begin{aligned} E(x,y,f_2) &= \frac{1}{j\lambda f_2}\exp\left\{jk\left(f_2+\frac{x^2+y^2}{2f_2}\right)\right\} \\ &\quad \mathcal{F}\left[g_2(x_0,y_0)*f_{f_2}\exp\left(-jk\frac{x_0^2+y_0^2}{2f_{f_2}}\right)\exp\left(jk\frac{x_0^2+y_0^2}{2f_{f_2}}\right)\right] \\ &= \frac{1}{j\lambda f_2}\exp\left\{jk\left(f_2+\frac{x^2+y^2}{2f_2}\right)\right\}\mathcal{F}\left[g_2(x_0,y_0)*f_{f_2}\right] \\ &= \frac{1}{j\lambda f_2}\exp\left\{jk\left(f_2+\frac{x^2+y^2}{2f_2}\right)\right\}\mathcal{F}\left[g_2(x_0,y_0)\right]\mathcal{F}\left[f_{f_2}\right] \\ &= \frac{1}{j\lambda f_2}\exp\left\{jk\left(f_2+\frac{x^2+y^2}{2f_2}\right)\right\}\mathcal{F}\left[g_2(x_0,y_0)\right] \\ &\quad \exp\left\{jk\left(f_2-\frac{x^2+y^2}{2f_2}\right)\right\} \\ &= \frac{1}{j\lambda f_2}\exp(jk2f_2)\mathcal{F}\left[\frac{\exp(jk2f_1)}{j\lambda f_1}G\left(\frac{x_0}{\lambda f_1},\frac{y_0}{\lambda f_1}\right)\right]_{f_x=\frac{x}{\lambda f_2},f_y=\frac{y}{\lambda f_2}} \\ &= -\frac{1}{j\lambda^2 f_1 f_2}\exp\{jk2(f_2+f_2)\}\mathcal{F}\left[G\left(\frac{x_0}{\lambda f_1},\frac{y_0}{\lambda f_1}\right)\right]_{f_x=\frac{x}{\lambda f_2},f_y=\frac{y}{\lambda f_2}} \\ &= -\frac{\exp\{jk2(f_1+f_2)\}}{\lambda^2 f_1 f_2}g_0\left(-\frac{x}{f_2/f_1},-\frac{y}{f_2/f_1}\right) \end{aligned} \tag{3.61}$$

となる。式 (3.61) の f_2/f_1 は、実像の倍率、負の符号は像が反転していることを示す。そして、強度分布だけでなく、位相成分も像全体で $jk2(f_1+f_2)$ だけシフトす

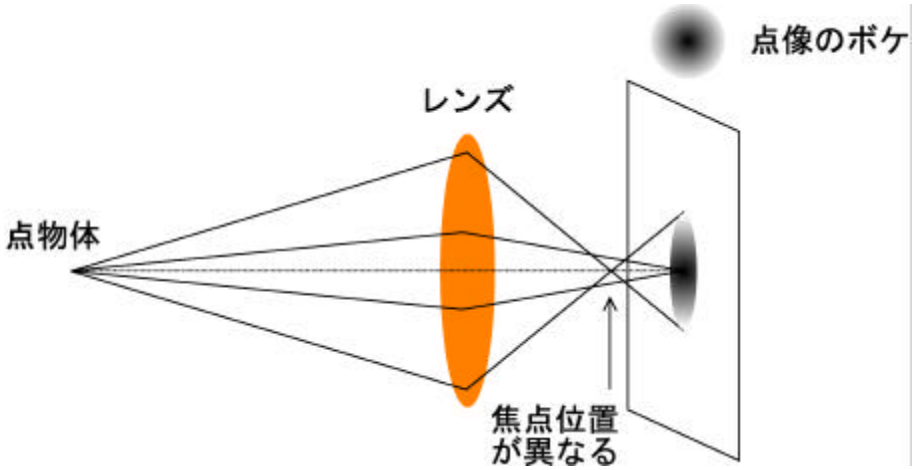


図 3.5: 球面収差

るだけで、物体位置での正しい位相分布が得られている。従って、物体全体にレーザー光を照射し、この結像位置に検出器アレイを配置することで像の強度分布や位相分布を検出することができる。これが位相イメージ法である。本干渉計ではこの位相イメージ法を干渉計測に適用している。

3.5.3 位相イメージ法の問題点

位相イメージ法の短所として、次のような事項が挙げられる。

1. レンズの収差による像のボケ・歪みを補正する光学設計が必要。
2. シート状ビームのサイズが大きい場合は口径の大きな円筒ミラーや放物面鏡などが必要であり、光学研磨などの加工が難しい。

1 について、理想的なレンズでは点物体は点に結像されるが、図 3.5 に示しているように、一般的には収差のために像のボケや歪みが生じる。収差にはザイデルの 5 収差と呼ばれる球面収差・コマ収差・湾曲収差・非点収差・歪曲収差がある。図 3.5 に収差の一例として球面収差を示す。そこで、本干渉計の光学設計には、Focus software 社の光学設計ソフト ZEMAX を使用した。ZEMAX は、カメラや望遠鏡に代表されるようなイメージ投射システムだけでなく、照明システムなどの非イメージ投射システムも含めた様々な光学系の設計が可能な汎用ソフトウェアであり [162](ただし、非イメージ投射システムは ZEMAX EE Edition でのみ扱う事ができる。)、本研究では収差を最小限に押えるための光学系の最適化に用いた。イメージング干渉計が分類されるイメージ投射システムは、曲率半径や口径といった光学素子の表面情報とその媒質を記したシーケンシャルリストによってよく記述される。ZEMAX は幾

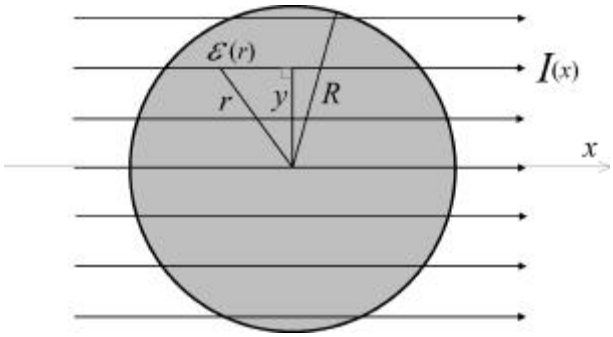


図 3.6: アーベル変換の原理図

何光学に従ってシーケンシャル光線追跡を行い、レンズなどの光学素子間距離や曲率半径を目的に応じて最適化する。本干渉計の設計ではレンズ等の光学素子は既存のものを使用するため固定とし、レンズ間距離を変数として収差が最小となるようにレンズ配置の最適化を行っている。

3.6　Slice and stack 法

3.6.1　Slice and stack 法の原理

3.3.1 節で論じたように、干渉計測は光路に沿った積分計測であるため、局所量である密度分布形を求める手法としてアーベル変換がよく知られている。積分量の逆変換は、Abel と Jacobi によってその数学的基礎が築かれた (1827 年)。図 3.6 に示したように座標系をとり、ある物理量 $\epsilon(r)$ の断面形状が円形で分布形に回転対称性が仮定できる場合、その線積分値 $I(x)$ は、

$$I(y) = 2\int_y^R \frac{\epsilon(r) r dr}{\sqrt{r^2 - y^2}} \tag{3.62}$$

で与えられる。図のように多チャンネル計測をすることで、$I(y)$ の一次微分が求められるので、アーベルの積分方程式

$$\epsilon(y) = -\frac{1}{\pi}\int_r^R \frac{dI(y)}{dy}\frac{dy}{\sqrt{y^2 - y^2}} \tag{3.63}$$

より局所量 $\epsilon(r)$ が得られる。実際に干渉計測に適用する際は、磁気面について密度が一定という仮定をする。

しかし、この手法は分布が回転対称が仮定できる場合に限定され、非円形プラズマや高 β プラズマで磁気軸がシフトし、磁気面が同心円でない場合には適用できない。そこで考案されたのが次に示す Slice and stack 法 [140] である。図 3.7 にその原

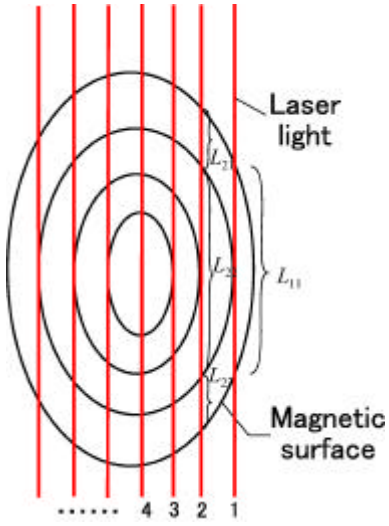


図 3.7: Slice and stack 法の原理

理図を示す。電子密度を磁気面で一定と仮定し、プラズマを数枚の磁気面でスライスする。まず、最も外側の計測チャンネル 1 で外側の磁気面で囲まれている領域 (光路長 L_{11}) での線平均電子密度を決め、それを用いて次のチャンネル 2 が透過する一つ内側のスライスでの線平均電子密度を決定し、これを繰り返す。実際の計算では、プラズマ中心までの計測チャンネルが k 本すると、k 個の磁気面スライスを用意し、各チャンネルの位相変化 ϕ は、

$$\phi_1 = \frac{\pi}{\lambda n_c}\overline{n_{e1}}L_{11} \tag{3.64}$$

$$\phi_2 = \frac{\pi}{\lambda n_c}\{\overline{n_{e1}}(L_{21}+L_{23})+\overline{n_{e2}}L_{22}\} \tag{3.65}$$

$$\phi_3 = \frac{\pi}{\lambda n_c}\{\overline{n_{e1}}(L_{31}+L_{35})+\overline{n_{e2}}(L_{32}+L_{34})+\overline{n_{e3}}L_{33}\} \tag{3.66}$$

$$\vdots \tag{3.67}$$

$$\phi_k = \frac{\pi}{\lambda n_c}\{\overline{n_{e1}}(L_{k1}+L_{k(2k-1)})+\overline{n_{e2}}(L_{k2}+L_{k(2k-2)}) \tag{3.68}$$

$$+\overline{n_{e3}}(L_{k3}+L_{k(2k-3)})+\cdots+\overline{n_{ek}}L_{kk}\} \tag{3.69}$$

となる。これを行列で書き換えると、

$$\begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \\ \phi_3 \\ \vdots \\ \phi_k \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} L_{11} & 0 & 0 & \cdots & 0 \\ L_{21}+L_{23} & L_{22} & 0 & \cdots & 0 \\ L_{31}+L_{35} & L_{32}+L_{34} & L_{33} & \cdots & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & 0 \\ L_{k1}+L_{k(2k-1)} & L_{k2}+L_{k(2k-2)} & L_{k3}+L_{k(2k-3)} & \cdots & L_{kk} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \overline{n_{\mathrm{e1}}} \\ \overline{n_{\mathrm{e2}}} \\ \overline{n_{\mathrm{e3}}} \\ \vdots \\ \overline{n_{\mathrm{ek}}} \end{pmatrix} \tag{3.70}$$

であり、これより各スライスでの線平均電子密度は、

$$\begin{pmatrix} \overline{n_{\mathrm{e1}}} \\ \overline{n_{\mathrm{e2}}} \\ \overline{n_{\mathrm{e3}}} \\ \vdots \\ \overline{n_{\mathrm{ek}}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} L_{11} & 0 & 0 & \cdots & 0 \\ L_{21}+L_{23} & L_{22} & 0 & \cdots & 0 \\ L_{31}+L_{35} & L_{32}+L_{34} & L_{33} & \cdots & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & 0 \\ L_{k1}+L_{k(2k-1)} & L_{k2}+L_{k(2k-2)} & L_{k3}+L_{k(2k-3)} & \cdots & L_{kk} \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \\ \phi_3 \\ \vdots \\ \phi_k \end{pmatrix} \tag{3.71}$$

と求まる。

3.6.2　Slice and stack 法の伝播誤差

各チャンネルでの位相誤差を ϕ_1^{er}、ϕ_2^{er}、ϕ_3^{er}、$\cdots \phi_k^{\mathrm{er}}$、それに伴う密度誤差を $n_{\mathrm{e1}}^{\mathrm{er}}$、$n_{\mathrm{e2}}^{\mathrm{er}}$、$n_{\mathrm{e3}}^{\mathrm{er}}$、$\cdots n_{\mathrm{ek}}^{\mathrm{er}}$ とすると、式 (3.71) の位相差・密度を誤差を含んだ値に置き換えると、

$$\begin{pmatrix} \overline{n_{\mathrm{e1}}}+n_{\mathrm{e1}}^{\mathrm{er}} \\ \overline{n_{\mathrm{e2}}}+n_{\mathrm{e2}}^{\mathrm{er}} \\ \overline{n_{\mathrm{e3}}}+n_{\mathrm{e3}}^{\mathrm{er}} \\ \vdots \\ \overline{n_{\mathrm{ek}}}+n_{\mathrm{ek}}^{\mathrm{er}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} L_{11} & 0 & 0 & \cdots & 0 \\ L_{21}+L_{23} & L_{22} & 0 & \cdots & 0 \\ L_{31}+L_{35} & L_{32}+L_{34} & L_{33} & \cdots & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & 0 \\ L_{k1}+L_{k(2k-1)} & L_{k2}+L_{k(2k-2)} & L_{k3}+L_{k(2k-3)} & \cdots & L_{kk} \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} \phi_1 \pm \phi_1^{\mathrm{er}} \\ \phi_2 \pm \phi_2^{\mathrm{er}} \\ \phi_3 \pm \phi_3^{\mathrm{er}} \\ \vdots \\ \phi_k \pm \phi_k^{\mathrm{er}} \end{pmatrix} \tag{3.72}$$

となり、式 (3.71) を用いると、

$$\begin{pmatrix} n_{\mathrm{e1}}^{\mathrm{er}} \\ n_{\mathrm{e2}}^{\mathrm{er}} \\ n_{\mathrm{e3}}^{\mathrm{er}} \\ \vdots \\ n_{\mathrm{ek}}^{\mathrm{er}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} L_{11} & 0 & 0 & \cdots & 0 \\ L_{21}+L_{23} & L_{22} & 0 & \cdots & 0 \\ L_{31}+L_{35} & L_{32}+L_{34} & L_{33} & \cdots & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & 0 \\ L_{k1}+L_{k(2k-1)} & L_{k2}+L_{k(2k-2)} & L_{k3}+L_{k(2k-3)} & \cdots & L_{kk} \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} \pm\phi_1^{\mathrm{er}} \\ \pm\phi_2^{\mathrm{er}} \\ \pm\phi_3^{\mathrm{er}} \\ \vdots \\ \pm\phi_k^{\mathrm{er}} \end{pmatrix} \tag{3.73}$$

が得られる。このように、内側のスライスの密度の誤差にはそれより外側のチャンネルでの計測誤差が含まれ、中心部分ほど誤差が大きくなる。Slice and stack 法は、プラズマ中心部での局所密度の精度が周辺部と比較して低くなるという欠点を持つ。

3.7 第 3 章のまとめ

本章においては、本研究で提案・開発する密度計測用偏光計・イメージング干渉計が基づく諸原理の導出を行った。まず、プラズマ中での電磁波の基本式を導出し、それらを基に干渉法・偏光法の計測原理を示した。また、イメージング干渉計が採用しているヘテロダイン法の概要を示し、回折理論を用いて位相イメージ法の導出を行った。さらに、位相イメージ法における収差の問題を示し、それを考慮した光学設計が必要であることを指摘した。そして、積分計測から局所量を評価するための Slice and stack 法について解説し、その誤差の伝播について論じて、周辺プラズマの計測誤差が積算されるためにプラズマ中心での精度が低くなることが欠点であることを示した。

第4章　大型ヘリカル装置(LHD)への密度計測偏光計の適用

4.1　はじめに

第4章では、システムが簡素で信頼性高い電子密度モニターとすることを目的に、LHDに適用した密度計測偏光計について述べる。まず、4.2節において、光源やプラズマ中の光路を決定するために行ったLHDプラズマにおける数値計算方法とその結果について示す。次に、4.3節では偏光計の計測方式をはじめとする光学系の概要について述べる。4.4節においては、採用した偏光面回転法で問題となる楕円偏光の影響について論じ、較正実験とその結果を示す。4.5節では、計測の分解能等の偏光計の性能評価、4.6節ではLHDでのプラズマ計測結果について述べる。そして、4.7節では、本研究で明らかになったリトロ反射鏡の問題点とその対策について示す。最後に、4.8節においてまとめを記す。

4.2　数値的検討

偏光計を開発する際にすべき数値的検討事項としては、計測のS/N比を決定するファラデー回転角、計測ミスにつながるレーザー光の屈折率勾配による変位量、詳細については後述するが、ファラデー回転角の誤差につながる円偏光の楕円化などが挙げられる。そこで、計測を行うLHDプラズマにおいて、これらの諸量を数値計算し、その結果より光源の波長や入射位置を決定する。

4.2.1　有限β効果

第3章で述べたように、ファラデー回転角や楕円化を引き起こすCotton-Mouton効果は磁気光学効果であるため、それらの数値計算には磁場の空間分布が必要となる。プラズマ電流が誘起するポロイダル磁場で回転変換を与えるトカマク型と異なり、ヘリカル系の閉じ込め磁場は基本的に外部コイル電流で決まるため、数値計算による磁場の算出が可能である。しかし、平衡状態にある磁場閉じ込めプラズマは、

圧力勾配による力とローレンツ力の釣り合い

$$\nabla p = \boldsymbol{j} \times \boldsymbol{B} \tag{4.1}$$

を満たし、プラズマの圧力勾配に応じて局所的な電流が流れる。この電流は外部磁場を打ち消す方向に流れるため (反磁性効果)、磁場分布に影響を与える。その反磁性効果の大きさは以下に示す外部磁場による磁気圧とプラズマ圧力との比で表され、β 値と呼ばれる。

$$\beta \equiv \frac{p}{B^2/2\mu_0} \times 100 \quad (\%) \tag{4.2}$$

プラズマ圧力 p はプラズマが持つエネルギーに比例し、閉じ込めのために投入するエネルギーや装置のコストは B とともに増大するため、経済的な核融合炉のためには高 β である必要がある。LHD においては、プラズマの体積で平均した β 値が 5%程度のプラズマ生成が目標とされている。この程度のプラズマでは、外部コイル電流で決まる場合と比較して、磁場分布や磁気面形状の変化が無視できない。そのため、ファラデー回転角等を精度よく数値評価するために、次節に述べる VMEC コードを用い、有限 β 効果による磁場の変化がもたらす影響についても考慮した数値計算を行った。

4.2.2　VMEC を用いた有限 β 時の磁場・磁気面計算

ここでは、LHD の磁場と磁気面の計算に用いた VMEC コードについて簡単に記す。MHD 平衡状態は、圧力平衡の式である式 (4.1) とアンペールの法則、ガウスの法則

$$\nabla \times \boldsymbol{B} = \mu_0 \boldsymbol{j} \tag{4.3}$$

$$\nabla \cdot \boldsymbol{B} = 0 \tag{4.4}$$

によって記述され、これら 3 式から導かれる平衡方程式 (トカマクなどの軸対称性を持つ場合は、Grad-Shafranov 方程式と呼ばれている) が MHD 平衡解析の基礎となる。VMEC は変分原理を用い、プラズマのポテンシャルエネルギーが最小になるように平衡解を求めている [141]。VMEC の平衡計算では、次の 2 種類の境界条件の与え方ができる。一つは、固定した境界を与える平衡計算 (固定境界モード) であり、最外殻磁気面 (Last Closed Magnetic Surface; LCFS) が囲む磁束は一定となる。もう一つは、境界でのプラズマ圧力と磁気圧の和の連続性と、そこでの磁場垂直成分が 0 になるように収束計算して境界を決定する平衡計算 (自由境界モード) である。これら境界条件の決め方の違いは、プラズマの位置制御をするかしないかに対応している。現在、LHD ではプラズマ放電中の動的な位置制御は行っていないため、今回の数値計算では、自由境界モードで計算を行っている。また、自由境界モードで

はβ値が上昇してプラズマがシャフラノフシフトした際、LCFSを越えたプラズマが散逸し、閉じ込められているプラズマの体積が減少する効果も含めて平衡計算が可能である。図4.1に、VMECでの平衡計算による磁気面の一例を示す。これらは磁気軸位置は大半径方向3.60 m、プラズマ断面の楕円度を決定するポロイダル磁場コイル系の四重極磁場成分はトーラス方向に平均化したプラズマ断面が円形となる100%とし、体積平均ベータ値$\langle\beta\rangle$はそれぞれ0、0.55、1.12、1.86%としている。図4.1から、β値が上昇するに伴って磁気軸がシャフラノフシフトし、またプラズマの体積が減少してゆく様子がわかる。

4.2.3 有限β効果を取り入れた数値計算

VMECはヘリカルコイルのみによってできる、いわゆる真空磁場を基に、与えられた圧力分布と体積平均β値となるように平衡計算を行っている。ヘリカルコイルの作る磁場はビオ・サバールの法則より容易に計算が可能であるが、実際はコイルは有限の太さを持つことから多くの線電流の集まりとして計算する必要があり、その計算量は膨大になる。また、軸対称性を持つトカマク型と異なり、ヘリカル系の配位は3次元構造を持つため、平衡計算のためには3次元の方程式を解く必要がある。従って、数値計算のつど、ビオ・サバールの法則による真空磁場の計算→VMECによる磁気面・磁場の平衡計算→ファラデー回転角の計算、とするよりも、使用する磁場・磁気面は、あらかじめ空間のメッシュ点に対して計算を行ってテーブルを用意しておき、数値計算ではそのメッシュ間の点の値は補間する方が効率的である。

よって、本数値計算においては、あらかじめ3次元平衡コードVMECを用いてヘリカル磁場とその磁気面の計算を行ってデータベースを作成し、ファラデー回転等の計算ではそのスプライン補間によって得られる値を用いることにした。また、電子密度は磁気面について密度が一定であるという仮定を用いている。この仮定は、例えばプラズマが消滅する時のように再結合が盛んに起こっている場合を除いて成り立っており、通常の放電中はこの仮定に基づいた解析を行って差し障りはない。この磁気面を表すには、規格化磁束半径ρという値が用いられ、これは各磁気面が囲む磁束を最も外側で閉じた磁気面 (Last Closed Flux Surface: LCFS) が囲む磁束で規格化した量である。つまり、LCFSでは$\rho = 1$、磁気軸中心では$\rho = 0$である。そして、数値計算では電子密度分布を、この規格化磁束半径を用いて密度分布形を$f(\rho)$を与え、$n_{\mathrm{e}} = n_{\mathrm{emax}} f(\rho)$と表現して計算を行った。

4.2.4 ファラデー回転角・屈折変位量の波長依存性

プローブ光の選定に際して行った検討を以下に示す。LHDは2本の独立した3層構造から成るヘリカルコイルに流す電流比を変化させてヘリカルコイルピッチ数を

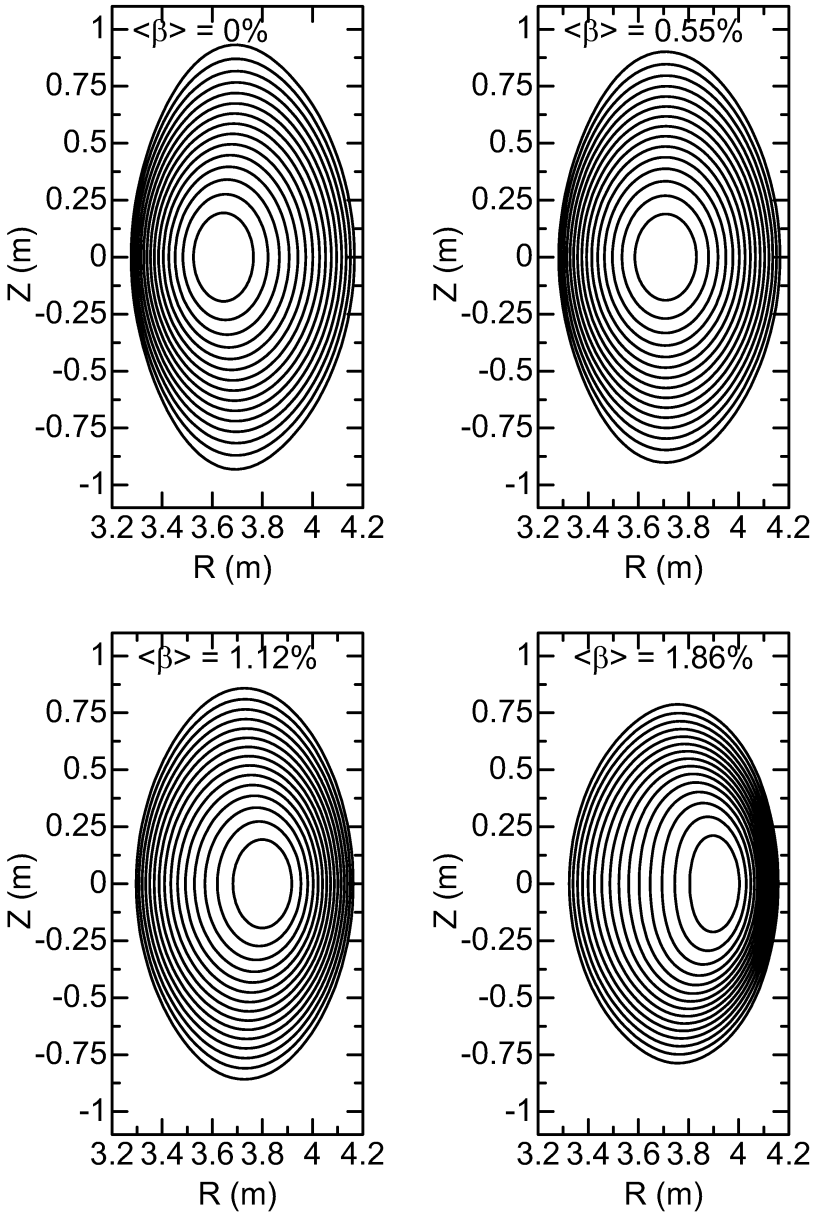


図 4.1: 磁気軸位置 3.60 m とした時の磁気面形状

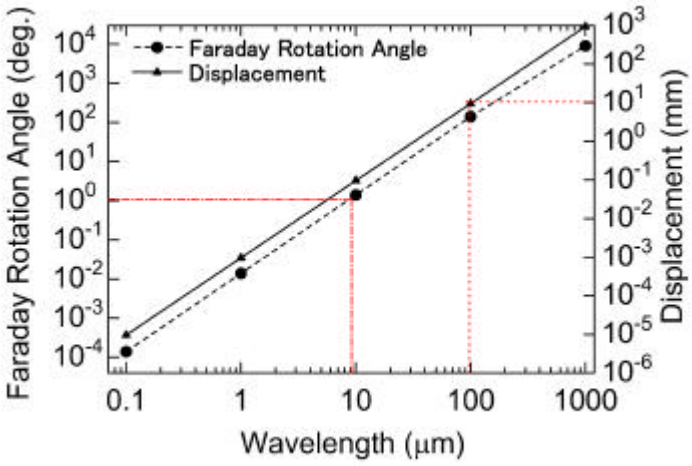


図 4.2: ファラデー回転角と屈折変位量の波長依存性

変えたり、ポロイダル磁場コイル系によってプラズマの水平位置制御や断面形状制御が可能であったりと磁場配位に関して大きな自由度・柔軟性を持っている。ここでは、特殊な配位ではなく、「標準配位」と呼ばれる中心磁場 3 T、磁気軸位置大半径方向 3.75 m、ポロイダル磁場四重極成分 100%でのプラズマで、磁気軸位置を通る接線光路で数値計算を行う。実際のプラズマ実験はこの標準配位を含む通電パラメータ領域で行われ、当然ファラデー回転角等に変化があるが、ここではプローブ光源の波長域を決めることが目的であり、検討は標準配位のみで十分である。また、後述するが、本偏光計は実際にはレーザー光を 7-T 接線ポートより入射させ、対向壁に設置したリトロ反射鏡で反射してプラズマ中を往復させる。以下に行う数値計算は、片道のみでの値である。

図 4.2 に、電子密度分布形を $f(\rho) = 1 - \rho^2$ とし、レーザー光の光路をプラズマ中心を通る接線半径 3.75 m とした場合のファラデー回転角・屈折変位量の波長依存性を示す。ここで、接線半径とは接線入射光路の位置を示す値であり、光路とトーラス中心の距離で定義している。また、屈折変位量はリトロ反射鏡位置において、プラズマが存在する場合としない場合の到達点の距離の絶対値である。予想されるファラデー回転角の分解能は、過去の偏光計測の実績から 0.01 度以上であったため、2 桁の精度を得るためには、ファラデー回転角は少なくとも 1 度以上でなくてはならない。よって、ファラデー回転角による波長域の下限が決まり、図 4.2 より 10 μm 以上となる。次に、屈折による変位量の許容値は、真空容器内面に設置するリトロ反射鏡の口径で決まり、4.3.3 節で述べるように、有効径が 70 mm であるため 10 mm 以下に抑えたい。これから波長の上限が決まり、およそ 100 μm 程度である。

表 4.1: 赤外〜遠赤外波長領域のレーザー

レーザー媒質	波長 (μm)	備考
CH_3OH	119	屈折変位量が 15 mm 程度、炭酸ガスレーザー励起
CH_3OD	57	現在開発中 [142]、炭酸ガスレーザー励起
H_2O	28-78	出力不安定、低出力
CO_2	9.1-11.5	高出力、屈折変位量 0.1 mm、ファラデー回転角小

4.2.5　赤外レーザーの開発状況と波長の選択

前節の検討から 10〜100 μm 程度の赤外〜遠赤外波長域が LHD での偏光計測に適している事が明らかになった。この波長域で現在報告されている主なレーザーを表 4.1 にまとめる。

これらの選択肢より、最適なのは CH_3OD または H_2O レーザーであるが、前者は開発中であり、後者は計測に十分な出力が得られていない。そのため、波長が短いために得られるファラデー回転角が小さく、偏光計測の高精度化が難しい事が欠点であるものの、炭酸ガスレーザーが偏光計測用に適合すると言える。炭酸ガスレーザーは高出力で比較的発振が安定であり、かつ産業的に広く普及しているために光学部品も安価で容易に入手できるという利点を持つ。また、計測に用いるような数 W 程度のレーザーであれば、光励起型のレーザーと比較して本体が小さくて済み、メンテナンスが簡単である点も長所として挙げられる。以上の検討から、本偏光計では光源として炭酸ガスレーザーを採用し、その波長は最も出力の大きく、光学部品が市販されている 10.6 μm を選定した。

以下では、プローブ光を波長 10.6 μm の炭酸ガスレーザー光とし、LHD プラズマでのファラデー回転などの数値計算を行った。LHD で計測を行ったのは、平成 11 年の LHD 運転第 3 サイクル以降である。それ以前のプラズマ放電実験において、標準配位とされた磁気軸 3.75 m からさらに内寄せの磁気軸 3.60 m 位置がよりプラズマ閉じ込め性能が高いことが判明したため、第 3 サイクル以降は磁気軸は 3.60 m の運転が主流となっている。従って、以下の数値計算では第 3 サイクル以降の運転条件に合わせ、磁場配位を磁気軸 3.6 m、中心磁場 3 T とした。また、電子密度分布形はどの加熱機器を用いるかによっても変化する。電子サイクロトロン共鳴を利用した ECH(Electron Cycrotron Heating) は共鳴領域が比較的プラズマの周辺部に近いために中窪み型の電子密度分布になり、また、イオンのサイクロトロン共鳴による ICRF(Ion Cycrtron Range of Frequency) 加熱や高エネルギーの中性粒子ビームを入射させる NBI(Neutral Beam Injection) 加熱ではほぼ平坦からなだらかな放物線形の電子密度分布となっている。偏光計測が可能な比較的密度が高い領域は、現在のところ NBI 加熱でなくては達成が難しいため、ここでは台形である $f(\rho) = 1 - \rho^8$

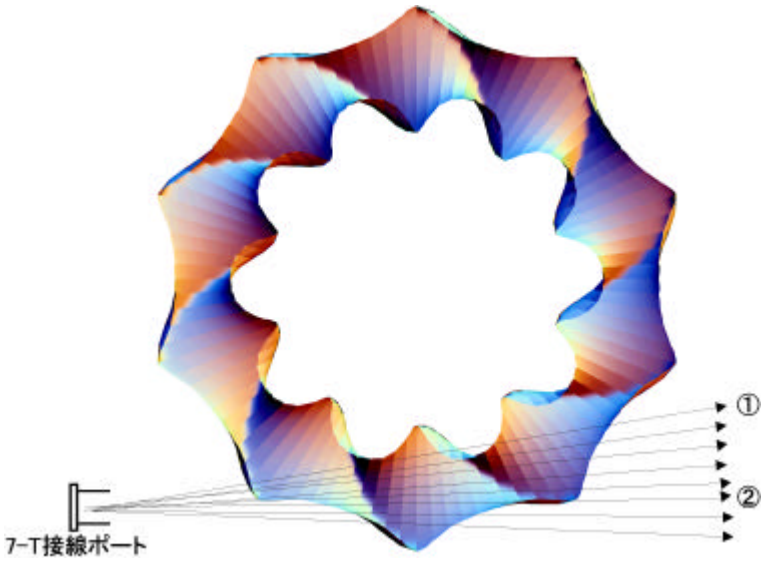


図 4.3: 扇形入射させたレーザー光と LHD プラズマの位置関係

を仮定し、最大電子密度 $n_{\max}$ を $n_{\max} = 1 \times 10^{20}$ m^{-3} とする。レーザー光の入射は図 4.3 に示すように、7-T 接線ポートからの扇形入射を想定している。

4.2.6 炭酸ガスレーザーのファラデー回転角

図 4.4 にファラデー回転角の接線半径依存性を示す。図 4.4 において β 値が上昇するに従ってファラデー回転角の最大値が減少している、これは前述のプラズマの反磁性効果によるものである。また、図 4.4 においては、同時に最大値を示す接線半径が大半径方向外側にシフトしている。これは図 4.1 で示されるように磁気面が大半径方向外側に移動するため、電子密度の最大値も外側に移動する事が原因である。ファラデー回転角が接線半径 3.25 m、3.80 m 付近で大きく変化しているのは、プラズマ中の光路長が急激に変化するためである。これは、図 4.3 でわかるように、接線半径 3.25 m 付近の①では一旦プラズマから出たレーザー光が再び入ったり、接線半径 3.80 m 付近の②ではプラズマ表面とレーザー光がほぼ平行になる部分があるためである。図 4.5 に光路長の接線半径依存性を示す。β 値が上昇するにつれトーラス内側を通る光路で光路長が短くなっているのは、図 4.1 に示したようにプラズマ体積が減少することに起因している。

4.2.7 炭酸ガスレーザーの屈折変位量

図 4.6 に屈折変位量の接線半径依存性を示す。屈折変位量はせいぜい 0.2 mm 程度

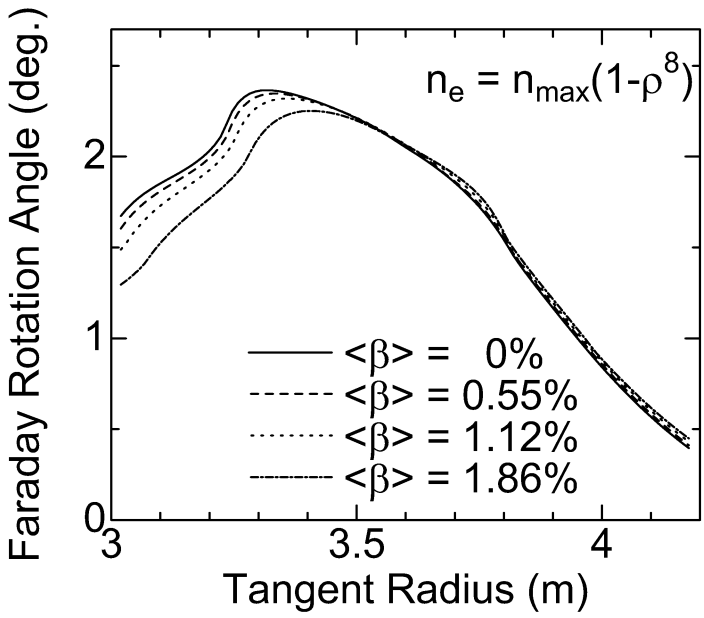


図 4.4: ファラデー回転角の接線半径依存性。$n_{\mathrm{emax}} = 10^{20}$ m^{-3} としている。

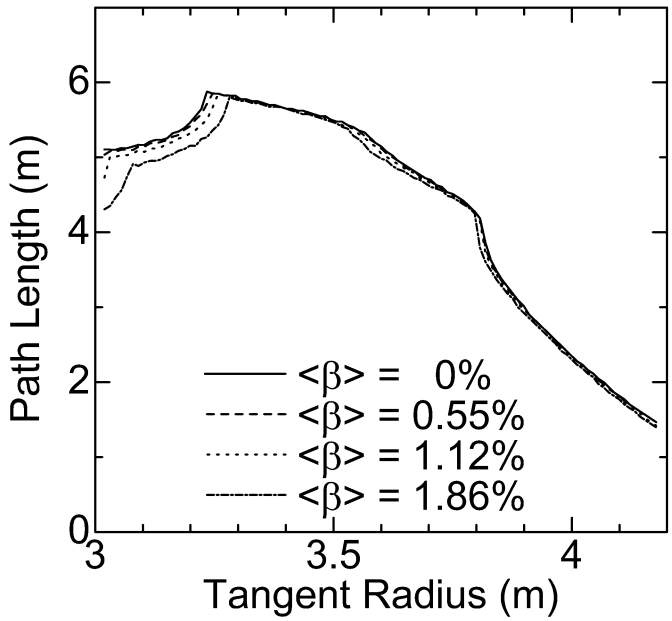


図 4.5: 光路長の接線半径依存性

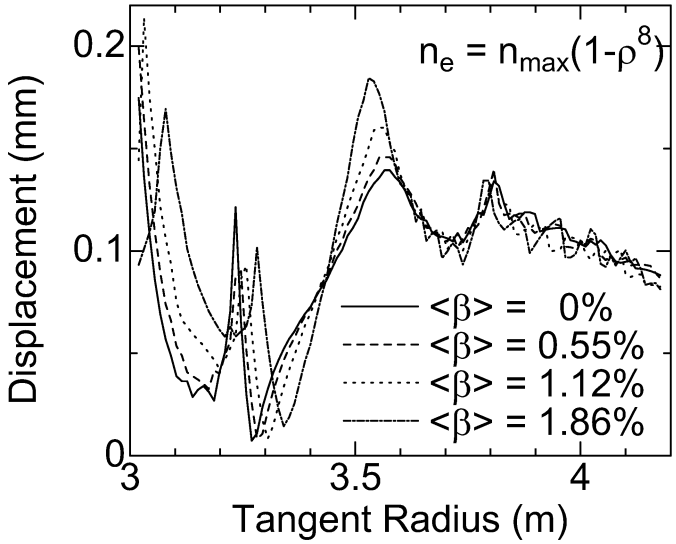


図 4.6: 屈折変位量の接線半径依存性。$n_{\mathrm{emax}} = 10^{20}$ m^{-3} としている。

とビーム径より一桁以上小さく、リトロ反射鏡の口径と比較して十分小さくなっている。従って、炭酸ガスレーザーを用いた場合、接線半径によらず屈折の効果は計測に支障を与えないことがわかった。

4.2.8 Cotton-Mouton 効果による楕円化の検討

3.2.2 節で示した Cotton-Moutton 効果による楕円化は、ファラデー回転と同様に電子密度に依存するため、電子密度計測法として用いられることがある [146, 147]。しかし、本偏光計の場合、詳細については後述するが、円偏光の楕円化は計測される回転角が実際のファラデー回転角と異なる原因となる。そこで、式 (3.35) で表される常光・異常光成分間の位相差を数値計算した。その結果を図 4.7 に示す。ここで、位相差が生ずる両電場成分は磁場によってその方向が変化し、実際の LHD 磁場配位においては磁場の方向は複雑に変化する。従って、位相差がキャンセルされたりすることもあるために、その楕円度は複雑に変化する。式 (3.35) で表される位相差は、正常波成分と異常波成分に生じた位相差を単純に積分したものであり、生ずる位相差の最大値を示している。

図 4.7 より、β 値が変化しても生じる位相差の最大値はせいぜい 0.001 度程度であることがわかる。この時、楕円偏光の長軸成分と短軸成分の比を表す楕円率 k は、

$$k = \tan\frac{\psi}{2} = 1.00002 \tag{4.5}$$

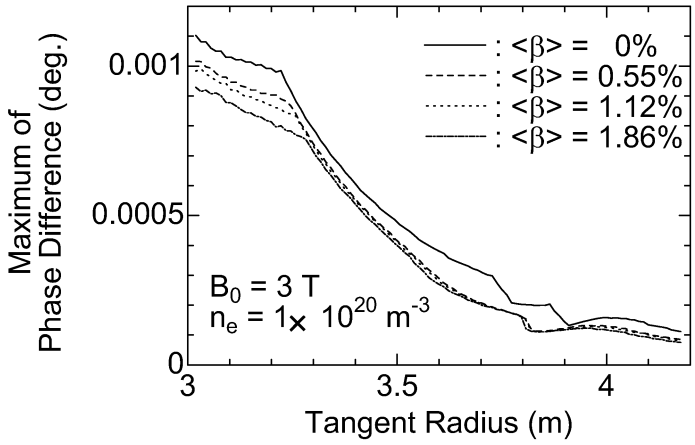


図 4.7: レーザー光の進行方向に直交する磁場によって生じる、電場の正常波・異常波成分間の位相差の最大値

となり、有効数字を考えると円偏光であると言える。従って、炭酸ガスレーザーを用いた場合、プラズマによる楕円化の影響は無視してよい。

4.2.9　入射位置の検討

ファラデー回転角を決定する変数は、最大電子密度 $n_{\max}$、電子密度分布形 $f(\rho)$、β 値である。このうち、電子密度分布形を $f(\rho) = (1 - \rho^a)$ と仮定できる場合、変数は 3 つとなる。よって、少なくとも計測チャンネルが 3 つあれば、原理的にこれらの値を推定できることになる。ここで、少ないチャンネルでプラズマからより多くの情報を感度よく得るためには、磁気軸外側・磁気軸付近・磁気軸内側の 3 箇所で計測するのが望ましい。磁気軸 3.60 m の磁場配位において、図 4.8 にファラデー回転角を磁気軸中心付近を通る接線半径 3.72 m での回転角で規格化し、電子密度分布形と体積平均 β 値への依存性を評価した結果を示す。

磁気軸内側を計測するチャンネルとしては、接線半径 3.4 m 付近が電子密度分布形および体積平均 β 値に対する依存性が非常に大きくなっている。また、体積平均 β 値が 0.55%までは磁気軸外側の接線半径では β 値についてほとんど変化がなく、電子密度分布形にのみ依存している。このことより、低 β 時には、磁気軸外側のデータより電子密度分布形が定まり、さらにその値から磁気軸内側のデータから体積平均 β 値が決定できることになる。一方、高 β 時では低 β 時のように単純に決まらないが、プラズマ中心に密度が先鋭化 (ピーキング) した分布ほど磁気軸内側では小さくなり、磁気軸外側では大きくなる傾向が見られるため、両者を総合して体積平均

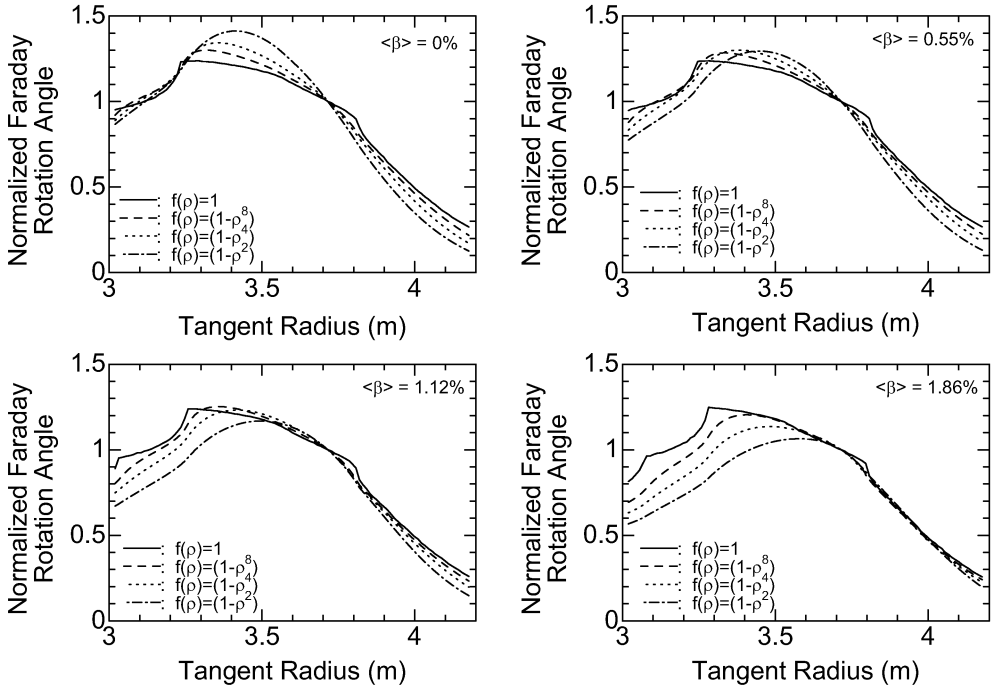


図 4.8: 接線半径 3.72 m でのファラデー回転角で規格化した回転角の電子密度分布形・体積平均 β 値への依存性

β 値・分布形の情報が抽出可能である。磁気軸外側では急激にファラデー回転角が減少するため、あまり小さくなりすぎない接線半径 3.9 m 付近が計測に適当と考えられる。以上より、接線半径 3.4 m、3.7 m、3.9 m 付近が計測位置として最適と言える。

4.3 計測システム

4.3.1 光学系

本偏光計では、4.2.6 節で示したように、中心磁場 3 T、電子密度を $n_e = 1 \times 10^{20}$ m^{-3} の場合、ファラデー回転角は ch3 において最も小さく、1 度程度であるので、この 1%の 0.01 度を角度分解能の目標値とする。そのため、このような高い角度分解能を達成するには、偏光角の測定方式を十分に検討する必要がある。

2.6.2 節で示した偏向角測定方式は、強度変化から偏光角を測定する干渉測定法・偏光面変調法、位相変化として測定する回転楕円偏光法・偏光面回転法・Phase sensitive

heterodyne 偏光法、PEM を用いる方法の三つに大きく分けることができる。これらのうち強度変化から偏光角を計測する方法は、レーザーの出力不安定性やレーザー光の屈折変位による信号強度の変化の変化を受けやすいと考え、まず本偏光計の測定方式から除外した。また、PEM を用いる方法は計測精度が高いが、1 チャンネルごとに 2 台のロックインアンプが必要であり、チャンネル当たりのコストが大変高いことから多チャンネル計測も目的としている本偏光計の指針にそぐわないため、これも除外した。位相変化として測定する方式は、レーザー出力変動や屈折変位の影響が小さく、多チャンネル化も容易にできると考えられ、この中から選択することとした。まず、Phase sensitive heterodyne 偏光法は現段階ではまだ開発途上であり、検討の段階では良好な角度分解能は報告されておらず、候補から外した。また、回転楕円偏光法は、1/2 波長板を回転させる必要があり、変調周波数が高くても 10 kHz 程度までであることや機械的回転のため周波数安定度の懸念から除外した。これに対し、偏光面回転法は機械的な機構によらずに偏光面を回転させることができる。光源が炭酸ガスレーザーであるので、2 つ組み合わせることにより 10 k〜数 MHz までのビート信号を生成できる音響光学素子 (Acousto-Optic Modulator; AOM) が周波数変調器に使用でき、高い時間分解能も期待できる。ここで、J. H. Rommers らのように干渉計との組み合わせも考えられたが、光学系が複雑になることや両者を両立させることで互いに制約を与えて計測精度が落ちる可能性を考慮して採用せず、これは偏光計完成後の課題とした。

偏光面回転法による光学系

以上の検討から、本偏光計の偏光計測方式として AOM を用いた偏光面回転ヘテロダイン方式を用いる事にした。図 4.9 に本偏光計の光学系の模式図を示す。まず、発振されたレーザー光を 2 つに分けた後、それぞれ駆動周波数の異なる AOM に入射させて差周波を持って周波数偏移させる。AOM はブラッグセルとも呼ばれ、等方性の結晶とそれに貼り付けた PZT から構成されている。この PZT を用いて結晶に超音波を伝播させると、それによって生じる粗密が 3 次元的な回折格子として働き、入射光が回折とドップラーシフトを受けるという仕組みである。そして、その回折光の一方を 1/2 波長板を透過させることで 2 つのレーザー光を直交した直線偏光とし、それらをコンバイナを用いて再び合成させた後、1/4 波長板を通すと互いに逆向きに回転する円偏光となる。両円偏光は差周波を持つため、その合成波は差周波の 1/2 の周波数で回転する直線偏光となる。その合成波を参照信号と 3 つの測定信号に分け、各測定信号は接線入射ポートよりプラズマに入射させるが、LHD で得られるファラデー回転角は数度であるため、本偏光計では入射ポートの対向面にリトロ反射鏡を設置している。リトロ反射鏡は入射光に対して垂直方向に 40 mm ずらして反射させ、プラズマ中を往復させる事で測定信号は 2 倍のファラデー回転による位相変化を受けるようにしている。参照信号と真空容器から出た測定信号は偏光子

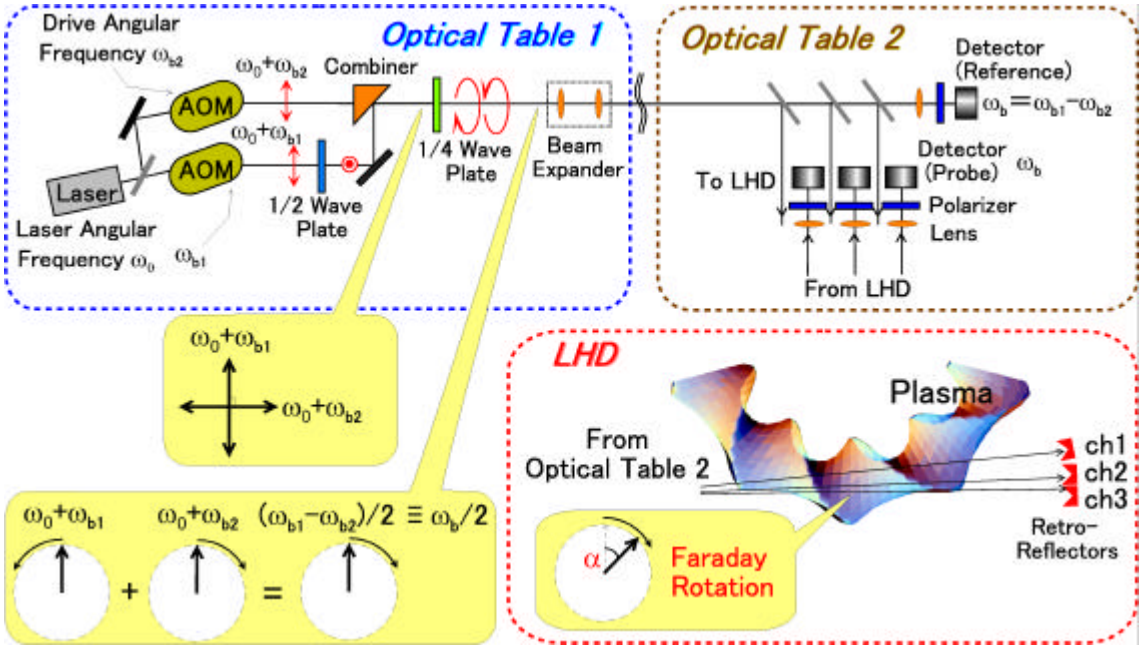


図 4.9: 偏光面回転ヘテロダイン方式による偏光計の光学系

を透過して一方向の成分だけを取り出し、AOM で与えた差周波のビート信号として検出する。検出器では 2 乗検波するため、結局測定信号が参照信号に対し、ファラデー回転角の 4 倍の位相差を持つことになる。また、本偏光計ではビーム径の制御にはビームエキスパンダを使用しており、リトロ反射鏡の位置で最も絞られるようにしている。

図 4.9 に示されてるように、本偏光計はその光学系を 2 つの光学台に分割している。当然、すべての光学部品を本体近くに設置して光路長を短くした方が、光軸調整や伝送の途中で受ける擾乱が少なくなるという点では有利である。しかし、本研究では、光学台を 2 つに分割し、本体近くとやや離れた場所に設置した。これは、様々な機器が密集するために大きな光学台を入射ポート付近に設置できないこと、光学台の下に設置するレーザー電源などが持つ磁性体が閉じ込め磁場を乱したり、逆にレーザーや AOM が磁場の影響を受けないようにするためである。LHD 本体より離れた光学台 1 には、磁場に対する影響を考慮してレーザーや回転偏光面を生成するための光学素子を、本体近傍の光学台 2 には真空容器に入射する測定信号の光軸調整を容易にするために多チャンネル化のための光学素子や検出器などを設置している。

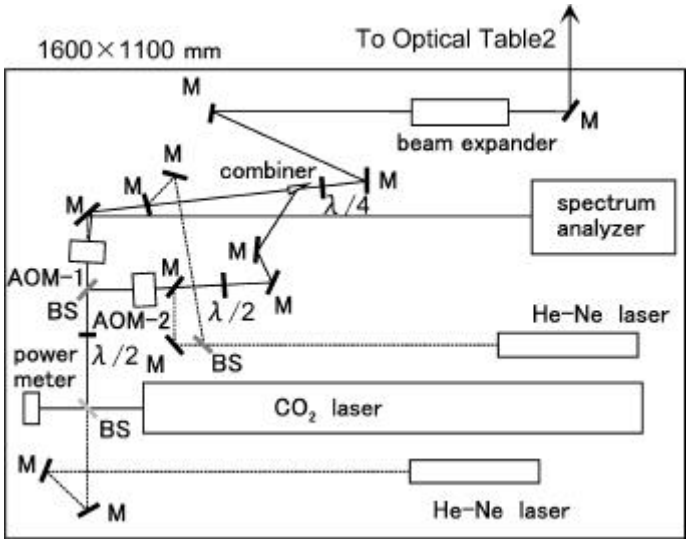


図 4.10: 光学台 1 での光学素子の配置図。M：ミラー、BS：ビームスプリッタ

4.3.2　光学台の仕様

以下では、上記の理由で分割した 2 つの光学台の詳細と、それらを LHD に設置した状況について述べる。

光学台 1

光学台 1 における光学素子の配置図を図 4.10 に示す。光学台はアルミ製で大きさは 1600 × 1100 mm で、これは主に使用する炭酸ガスレーザーの筐体の大きさより決まっている。発振されたレーザー光はビームスプリッタによって 2 つに分け、パワーメータに一方を入射させて発振パワーのモニターが常時可能である。周波数シフタのためにレーザー光を二つに分けるが、レーザー発振の FM ノイズが発生しても両回り円偏光がキャンセルするように、再び合成するまでのそれぞれの光路長はほぼ等しくしてある。また、スペクトルアナライザには AOM-1 での回折 0 次光を入射させ、レーザーの発振波長をここで確認する。He-Ne レーザーは光軸調整のためであり、炭酸ガスレーザー光の光軸と重ね合わせている。これにより、目視で光軸調整を行うことが可能となる。また、AOM に可視光は透過しないことから、AOM 入射まで光軸調整を行うためのものと、AOM 出射後の調整のための 2 台の He-Ne レーザーを用いている。

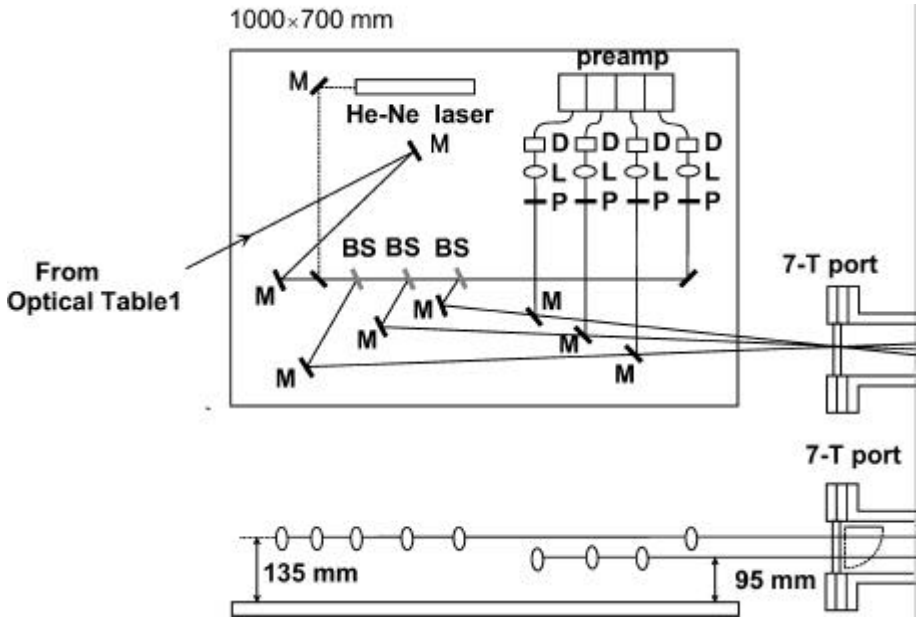


図 4.11: 光学台 2 での光学素子の配置図。M：ミラー、BS：ビームスプリッタ、P：偏光子、L：レンズ、D：検出器

光学台 2

光学台 2 における光学素子の配置図を図 4.11 に示す。真空容器からの戻り光はリトロ反射鏡によって 40 mm 垂直方向に下げられて光学台 2 に戻るため、光学素子の立体的な配置がわかるように光学台の水平面から見た図も併記している。光学台 2 の大きさは 1000 × 700 mm であり、光学台 1 と同じくアルミ製である。光学台 1 からのレーザー光は 3 つの無偏光ビームスピリッタによって 3 チャンネルに分けられ、それぞれの反射率は各チャンネルの入射光強度がほぼ等しくなるように決めている。また、光学台 2 の He-Ne レーザーも光軸調整用である。真空容器からの戻り光は偏光子を透過した後レンズによってパワー密度を高めてから検出される。そして、検出されたビート信号は光学台 2 上に設置したプリアンプで増幅してから伝送している。

光学台 1・2 は平成 11 年 5 月に 8 月に計測用中間ステージに設置した。図 4.12 に設置した偏光計光学台の写真を示す。光学台の間は約 6 m あり、図 4.12 の写真にはないが、計測・調整時の安全性と計測精度に対する気流の影響を抑えるために直径 100 mm の SUS 製パイプを渡し、レーザー光はその中を伝播させている。図 4.13 に各光学台の写真を示す。LHD 赤道面に対してレーザー光が 2 cm 高く入射するように、光学台はステンレス製の架台に載せて中間ステージ上で 168 cm の高さに設置し、架台と光学台の間には防振ゴムを挿んでいる。また、各光学台には光学素子の

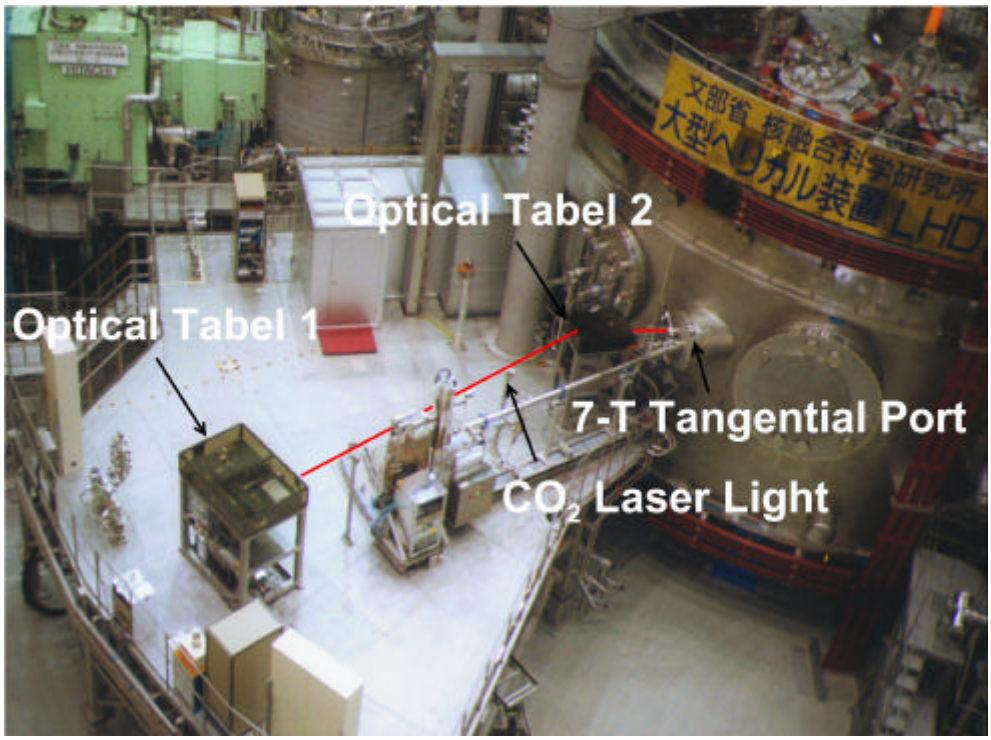


図 4.12: 計測用中間ステージに設置した光学台 1・2

保護と気流や埃の影響を防ぐためのアクリル製ケースを被せてある。光学台 1 の下にはレーザーと AOM に使用している冷水器やレーザー電源、AOM 駆動発振器・アンプ、パワーメータを設置している。これらは閉じ込め磁場の影響を受けて誤作動したり、またレーザー発振が不安定になることが懸念された。しかし、コイル通電中に異常は確認されなかった。

4.3.3　光学素子の仕様

ここでは、偏光計に用いた各光学素子の仕様について記す。

光源

数値計算の結果、LHD における偏光計測には波長 10.6 μm の炭酸ガスレーザー光が適していることが示された。本偏光計には MPB Technologies Inc. の GN-802-GES を採用した。これは放電励起方法として直流放電を用いており、放電方向と光軸が同じ同軸型であり、ガスは封じ切りである。その基本仕様を表 4.2 に記す。フリーランニングのレーザーは通常、放電による熱によって共振器長が変化し、それに

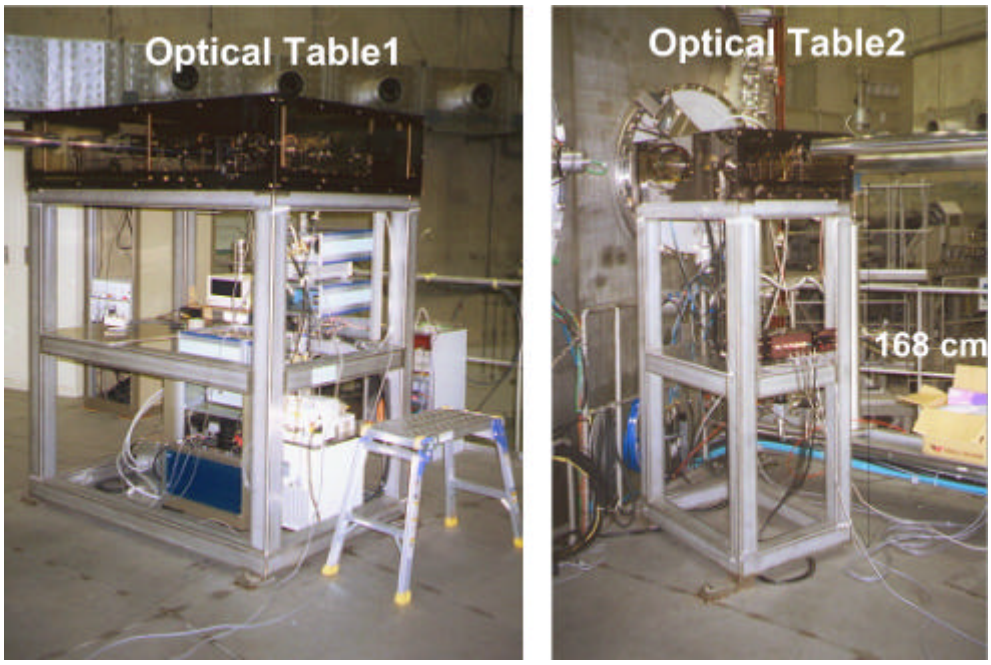


図 4.13: 光学台 1・2 の写真

表 4.2: 炭酸ガスレーザーの基本仕様

発振波長	10.6 μm
出力	12.75 W
最大平均出力密度	250 W/cm^2
放電長	80 cm
共振器長	115 cm
出射時のビーム直径	3.7 mm
ビーム広がり角	3.6 mrad.
出射ハーフミラー材	ZnSe
FM ノイズ	±150 kHz 以下 (0.1 s) ±1.5 MHz 以下 (10^3 s)
AM ノイズ	±0.25%以下

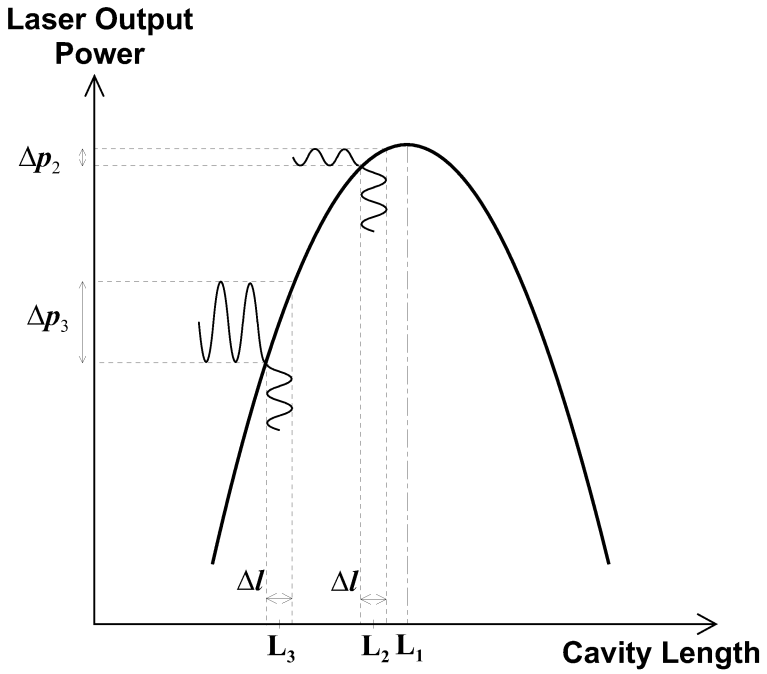


図 4.14: EMT の安定化機構の原理図

よって出力変動や発振ラインの遷移を起こす。そのため、EMT(Electro-Mechanical Transrator) と呼ばれる安定化機構によって周波数・出力安定化を図っている。その概念図を図 4.14 に示す。これは、出力側のミラーを 500 Hz 程度で Δl 振動させて共振器長を変調し、そのときの出力変動 Δp が最小となるように共振器長をフィードバック制御するものである。その変動が 0 になる点が、ゲイン曲線のピーク L_1、つまり選択した波長になる。

使用したレーザーは、球面リアミラーを波長固定用の回折格子に交換可能である。適合する回折格子の形状は円筒面であるため、使用した場合非点収差が生じ、ビーム断面が楕円形となる。平成 11 年の偏光計設置当時は、ビーム形が楕円になるのを避けるため回折格子を用いなかった [150] が、LHD の放電実験中など長時間使用していると発振波長が遷移することがあったため、12 年度は回折格子を用いて計測を行った。この場合、レーザー出力が 1 割程度減少するのが確認された。

周波数変調器

本偏光計で用いる AOM には、IntraAction Corp. の AGD-406B1、駆動用発振器には同社の DEF-400C4J を用いている。表 4.3 にその諸元を示す。

表 4.3: AOM の諸元

超音波媒質	single crystal Ge
駆動周波数領域	40±10 MHz
駆動周波数変動	±1 ppm
回折効率	80%
Bragg 角	38.5 mrad.
有効径	縦 6 mm、横 15 mm

表 4.4: ビームスプリッタの諸元

	BS1	BS2	BS3
s 偏光反射率 (%)	25.9	38.4	48.3
p 偏光反射率 (%)	23.7	35.1	42.6

ビームの多チャンネル化

本偏光計は、密度分布や β 値などの情報を引き出すことも目的としている。そのためにはプローブ光の多チャンネル化が不可欠であり、本偏光計は 3 チャンネルの同時計測を行う。1 本のビームを多チャンネルに分割するためのビームスプリッタには、赤外領域で吸収の少ない ZnSe 製のものを使用した。偏光面回転法はプローブ光に円偏光を用いるため、反射率と透過率が偏光方向に依存しない無偏光ビームスプリッタを使用しなくてはならない。しかし、市販されている無偏光ビームスプリッタには可視光が全く透過しないため、He-Ne レーザーを用いた光軸調整が不可能になる。不可視光である炭酸ガスレーザー単独の光軸調整は困難であるため、反射・透過特性に若干の偏光方向依存性があるが、波長 0.633 μm の He-Ne レーザー光が透過できる ZnSe 製ビームスプリッタを採用した。表 4.4 にその反射率特性を示す。これらは波長 10.6 μm、30 度入射の場合の性能である。

真空窓

LHD の真空容器に取り付ける真空窓材には、ビームスプリッタの場合と同じ理由で ZnSe を使用している。また、核融合装置では、プラズマ実験や放電洗浄の際に気化した不純物が真空窓に付着することで透過率が低下する問題がある。透過率の低下は信号の Signal to Noise Ratio(SNR) を低下させてしまうため、今回使用する真空窓の真空容器側にはバタフライ方式フルオープンの保護シャッターを取り付けて

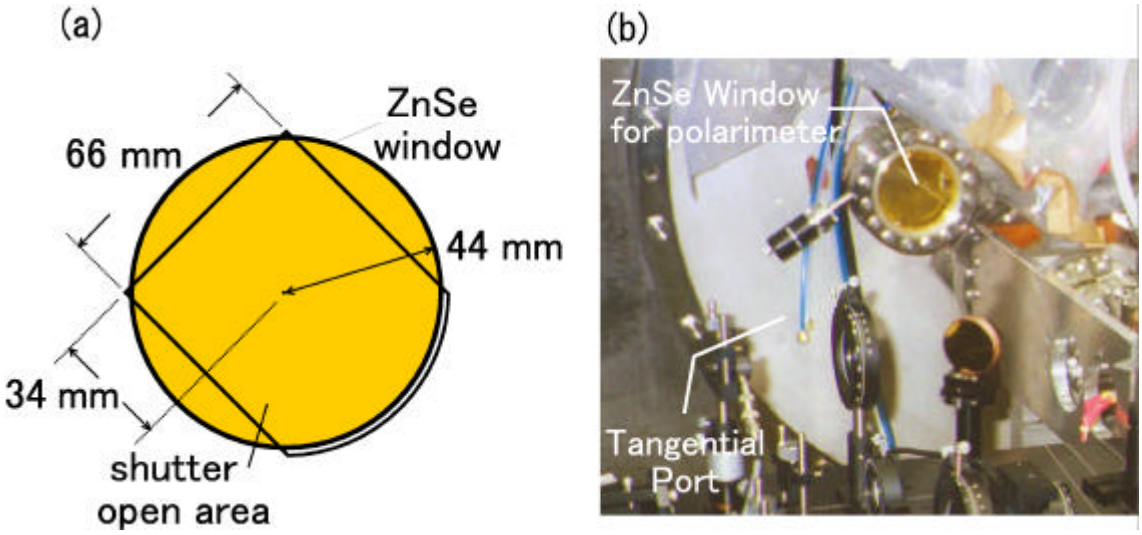


図 4.15: (a) 保護用シャッターとプローブ光の位置関係、(b)7-T 接線ポートに取り付けた真空窓と保護用シャッター

いる。図 4.15(a) にシャッター開口部と入射プローブ光の位置関係を、図 4.15(b) には実際に LHD の 7-T 接線ポートに取り付けた真空窓の様子を示す。

今回使用した ZnSe 窓の垂直入射の際の透過率は、面全体で 60〜90%とばらつきが大きかった。これは真空窓の直径 88 mm と大きいため、AR コーティングができなかったことと、波長 10.6 μm に対して厚さの精度がなく、多重反射成分が起こす干渉により透過率にばらつきが生じたと考えられる。

リトロ反射鏡

本偏光計では、プラズマ中での光路長を倍増させて計測されるファラデー回転を大きくするため、7-T 接線ポートの対向面にリトロ反射鏡を設置してプローブ光を往復させる。リトロ反射鏡は立方体の 1 つの頂点を作る 3 枚の面のようにミラー面が配置されているため、コーナーキューブとも呼ばれている。リトロ反射鏡はいかなる角度で入射しても、入射光と平行に反射し、その反射光の出射点位置はミラーへの入射点をミラーの頂点に関して点対称な位置になるという機能を持つ。

本偏光計では入射ポートの対向面にリトロ反射鏡を収納できるポートがなかったため、真空容器内壁に固定する必要があった。リトロ反射鏡は核融合のレーザー計測の分野だけでなく様々な分野で使用され、幾つものタイプのものが市販されている。しかし、今回の例のように 10^{-5} Pa に至る LHD の超高真空の環境下では、接着剤を含む有機材料はそのアウトガスのため用いることはできない。そのようなリト

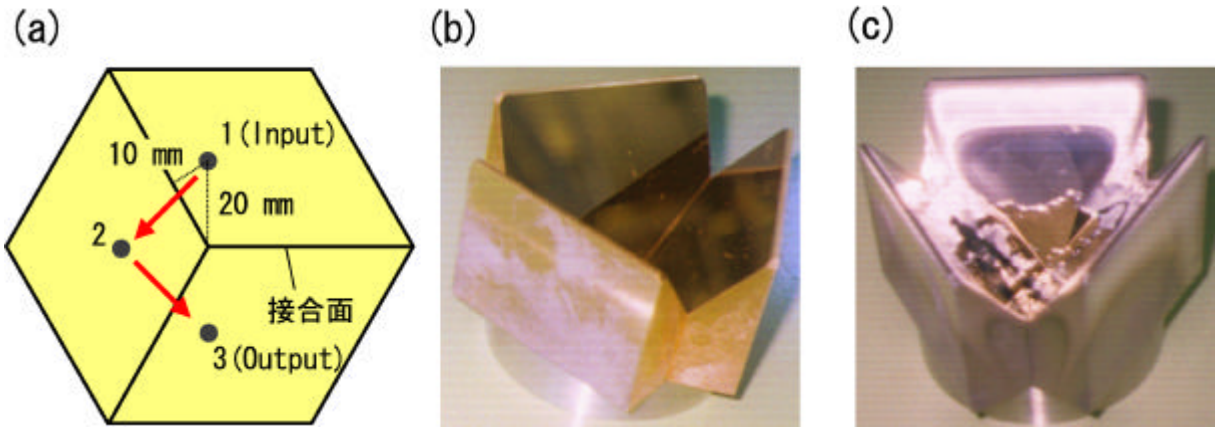


図 4.16: (a)40 mm 垂直方向にずらして反射させる場合の光路。1 が入射点、3 が出射点である。(b) 第 3 サイクル用に開発したアルミ製リトロ反射鏡、(c) 第 3 サイクルで使用し、実験終了後真空容器から取り外したアルミ製リトロ反射鏡

ロ反射鏡は市販されていないため、新たに開発する必要があった。そこで古河機械金属株式会社に依頼し、本偏光計のために三つのミラーの固定は有機材料を用いず、すべてネジ止めとしたリトロ反射鏡を開発した。当初開発したのは、図 4.16(a)(b) に示したミラー本体のみであり、これを平成 11 年 7 月～12 月までの LHD 実験第 3 サイクルでの 2 チャンネル計測において実際に使用した。材質はアルミ A6063 であり、研磨しただけで可視と赤外領域ともに反射率は十分であるが、空気中で表面が酸化して反射率が低くなるため、ミラー表面に金蒸着を行った。本偏光計では入射光に対して 40 mm 垂直方向にずらして反射させるため、(a) のように入射位置をミラー中心から 20 mm の位置 1 とし、それが 2 → 3 と反射して戻り光となる。アルミ製リトロ反射鏡の諸元を表 4.5 に示す。しかし、実験開始直後から光学台 2 への戻り光の強度が大きく低下し、実験開始後約 1ヶ月で戻り光強度は約 1/10 となった。実験終了後に真空容器から取り出したリトロ反射鏡が図 4.16(c) である。 写真に示した反射鏡では周辺部の金の蒸着膜が剥離したのみであるが、残りの一つの反射鏡では完全に剥離した。強度減少の原因は、放電洗浄時のグロー放電や実際のプラズマ実験時のプラズマ粒子のスパッタによる、金コーティングの剥離と表面損傷が生じたためである。

そのため、平成 12 年 10 月～平成 13 年 2 月の第 4 サイクルにおいては、反射鏡正面を除く周辺から来るスパッタ粒子による損傷を防ぐため、リトロ反射鏡を保護円筒の中に納める仕様とした。また、材質のアルミ合金は加工し易く、軽量になる利点を持つが、プラズマによるスパッタと熱に弱いという懸念があったため、プラズ

表 4.5: 第 3 サイクルで使用したアルミ製リトロ反射鏡の諸元

材質	アルミ合金 (A6063)
ミラー表面	金蒸着
重量	540 g
有効径	70 mm
軸方向高さ	63 mm
入射光と反射光の平行度	0.5 mrad. 以下

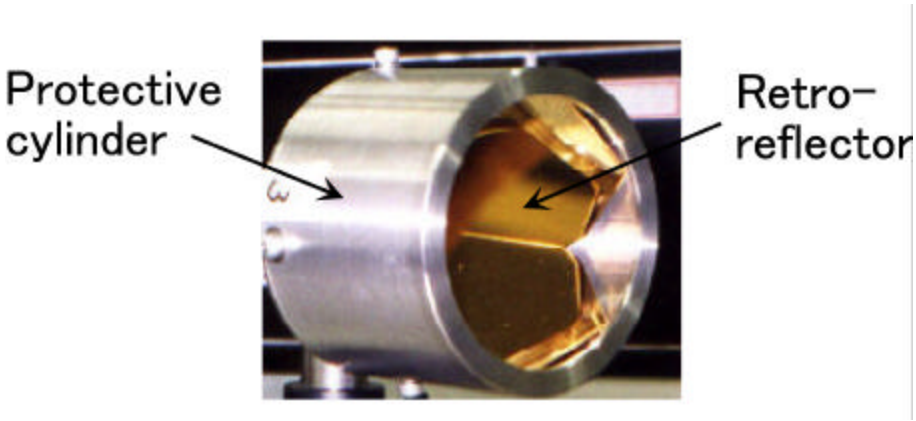


図 4.17: 第 4 サイクルで使用した保護円筒付きステンレス鋼製リトロ反射鏡

マへの金属不純物の混入を懸念して、材質をスレンレス鋼に変更した。保護円筒付きリトロ反射鏡の写真を図 4.17 に、その諸元を表 4.6 に示す。

リトロ反射鏡は取り付け座にねじ止めし、それを真空容器内壁に溶接付けまたはねじ止めすることにより固定した。真空容器内のリトロ反射鏡の写真を図 4.18 に示す。それぞれの光路の接線半径は、以下のように測定を行った。まず、座標が既知である真空容器上部ポートより錘を下げ、光軸調整用に炭酸指すレーザー光に重ね合わせた He-Ne レーザー光との距離を測定する。また、入射窓表面での座標を同様に He-Ne レーザー光を用いて測定する。そして、二つの位置の情報から各光路の接線半径を CAD 上で求めた。その結果、ch1 から順に 3.38 m、3.71 m、3.90 m と求められた。

偏光子

回転する直線偏光の一成分を取り出し、ビート信号をつくる偏光子には LASNiX 社の LP01、LP02 を使用している。これは金属ワイヤーグリッドを用いた偏光子で、

表 4.6: 第 4 サイクルで使用した保護円筒付きステンレス鋼製リトロ反射鏡の諸元

ミラー材質	SUS316
保護円筒材質	SUS303
ミラー表面	金蒸着
重量	約 1.8 kg
有効径	70 mm
直径	85 mm
軸方向高さ	69 mm
入射光と反射光の平行度	0.5 mrad. 以下

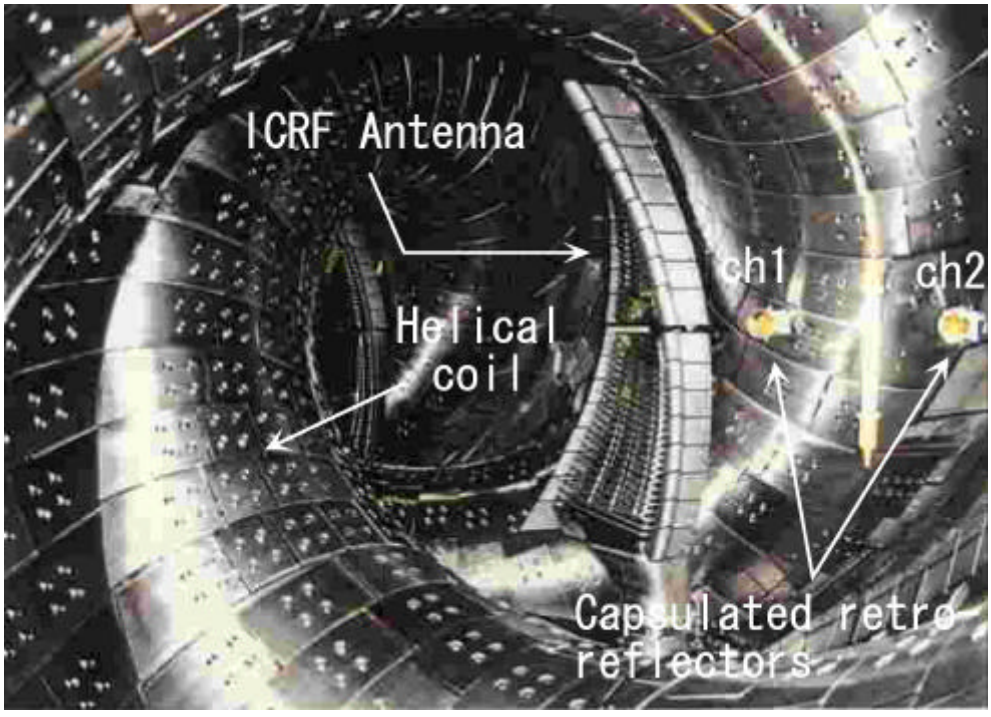


図 4.18: LHD 真空容器内に設置したリトロ反射鏡 (ch1、ch2 のみ) の写真

表 4.7: 金属ワイヤーグリッド偏光子の諸元

波長域	9.2-10.8 μm
偏光軸と平行成分の透過率	90%以上 (@10.6 μm)
偏光軸と垂直成分の透過率	0.01%以下 (@10.6 μm)
有効径	6 mm(LP01)、12 mm(LP02)
入力パワーの上限	30 W(CW)

表 4.8: 半導体検出器 PDI-L-2 の諸元

波長域	2-12 μm
応答速度	1 ns 以下
応答性	0.7 V/W
ノイズ密度	1.4 nV/$\sqrt{\text{Hz}}$
比検出能力	5.0 $\times 10^7$ cm$\sqrt{\text{Hz}}$/W
入力パワーの上限	30 W/cm^2(CW)
有効受光面積	1 $\times$ 1 mm^2
半導体	Hg-Cd-Zn-Te

消光比や入射パワーの上限が高いことが特徴である。表 4.7 にその諸元を記す。

実際に消光比を炭酸ガスレーザーで計測したところ、レーザー光の偏光方向が偏光子の偏光軸と平行である時の透過パワーが 1.02 W であったのに対し、直交する場合は 0.0002 W でその比は 5100 であった。直交する場合はパワーメータの測定限界に近く、正確な計測ができなかったことを考慮すると、ほぼ性能表どおりの値を示していることが確認された。

検出器

本偏光計では、半導体の photodiffusion 効果を利用し、室温での使用が可能な VIGO SYSTEM Ltd. の PDI-L-2 を用いている。その諸元を表 4.8 に示す。

4.3.4　ビーム伝送制御

レーザー光の伝播は、付録 A に示すガウスビーム理論で記述することができ、伝播するにつれてビームのスポットサイズは広がってゆく。そのため、必要な光学素子の口径を適当な大きさに抑えたり、信号強度の低下や空間分解能の高めるために

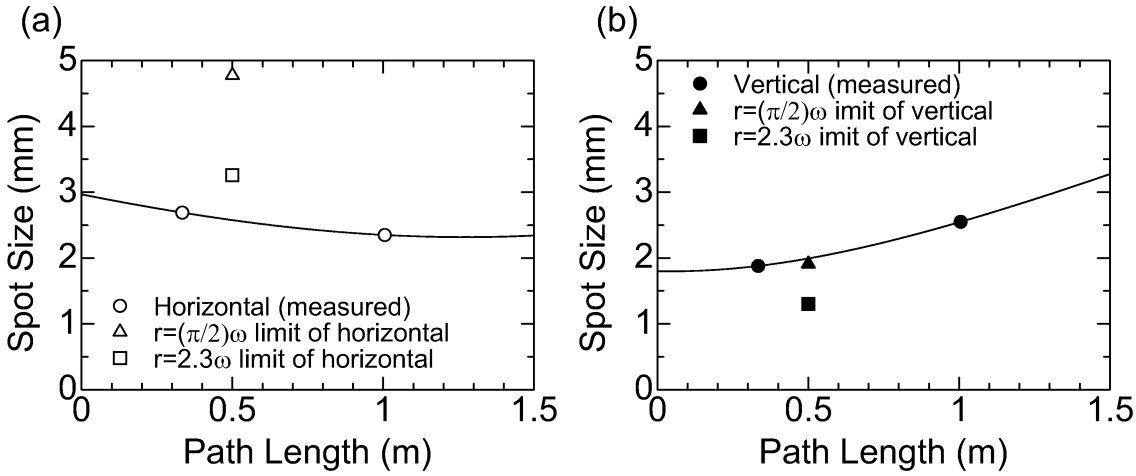


図 4.19: 出射後の (a) 水平方向、(b) 垂直方向の自由空間でのレーザー光伝播。AOM の有効径から決まるビームスポットサイズ基準値として、ω_1 を口■、ω_2 を△▲で示す。

は、レンズ等を用いた適切なスポットサイズの制御が必要である。

式 (A.32) に示したように、任意の点でのスポットサイズはビームウエスト ω_0、ウエスト位置 z_0 から知ることができる。そこで、$\phi = 1.5$ mm のピンホールを取り付けたパワーメーターをビーム断面でスキャンさせ、式 (A.31) でフィッティングしてビームスポット ω を求め、2 点の (z, ω) データから式 (A.32) について連立方程式を立てて z_0 および ω_0 の評価を行った。

まず、自由空間を伝播するレーザー光について、出射口を z=0 m として、z=0.33 m、z=1.01 m におけるのビームスポットを計測した。それぞれの位置で水平方向で ω_{h}=2.69、1.88 mm、垂直方向で ω_{v}=2.35、2.55 mm であった。これらの値を用いて ω_0、z_0 を評価し、式 (A.32) に代入して得られるスポットサイズの変化を図 4.19 に示す。図 4.19 には、AOM の開口幅 $2r$ から決まる次の二つのスポットサイズ ω の基準値 ω_1、ω_2[148] を示している。

1. $r = \frac{\pi}{2}\omega_1$
2. $r = 2.3\omega_2$

基準 1 で決まる ω_1 は、半径 r の開口にガウスビーム入射し、パワーの 99%が透過するスポットサイズである。ただし、透過光には開口の回折効果によってビーム中心に対して 17%の強度リップルが生じる。基準 2 で決まる ω_2 は、回折によって生じる

表 4.9: AOM 透過後のビームスポット

AOM	z(m)	ω_{h}(m)	ω_{v}(m)
AOM-1	0.98	2.58	2.11
	2.13	4.49	3.96
AOM-2	1.09	2.54	2.58
	2.20	3.98	4.66

表 4.10: AOM 透過後のビームウエスト

AOM	component(m)	z_0(m)	ω_0(m)
AOM-1	Horizontal	0.0092	1.72
	Vertical	0.344	1.67
AOM-2	Horizontal	0.157	2.00
	Vertical	0.126	1.60

ビーム強度のリップルが ± 1%以下となるスポットサイズを示す。パワーロスに関しては基準 1 を満たすのみでよいが、理想的にはスポットサイズは基準 2 を満たしているのが望ましい。AOM の開口はレーストラック型をしており、水平方向には十分な大きさがあるため、2 の基準も満たすが、垂直方向は基準 1 とほぼ同等で基準 2 は満たさない。そのため、パワーの損失はほとんどなかったが、回折の影響で AOM 透過後は図 4.19 で示したビーム伝送とズレが生じていることが確認された。そのため、AOM 透過後のレーザー光のビームプロファイルを、AOM-1 透過光は z=0.98、2.13 m 位置で、AOM-2 透過光は z=1.09 m、2.20 m 位置でビームスポットを再び計測した。その結果を表 4.9 に示す。

AOM 透過後のビームウエスト位置とその大きさを、表 4.10 に示す。また、このときのビームの伝播を図 4.20 に示す。図には各光学素子口径から決まるビームスポット基準値 2 を併せて記している。これより、AOM 透過後、基準値 2 はほぼ満たされており、回折の影響は十分小さいと言える。 次に述べるビームエキスパンダによるビーム径の制御の入力データには、表 4.10 の AOM 透過後のビームウエストの値使っている。

偏光計に限らず、干渉計においても、空間分解能を高めるためにはプラズマ中のプローブ光はできるだけ細い方が望ましい。そのためには、プラズマ中をプローブ光を往復させる本偏光計では、ビームウエストの位置が折り返しとなるリトロ反射鏡位置と同じになればよい。また、ビームウエストはできるだけ小さい方が良いが、絞りすぎると式 (A.32) からわかるように、ビームの発散が大きくなり、真空窓より

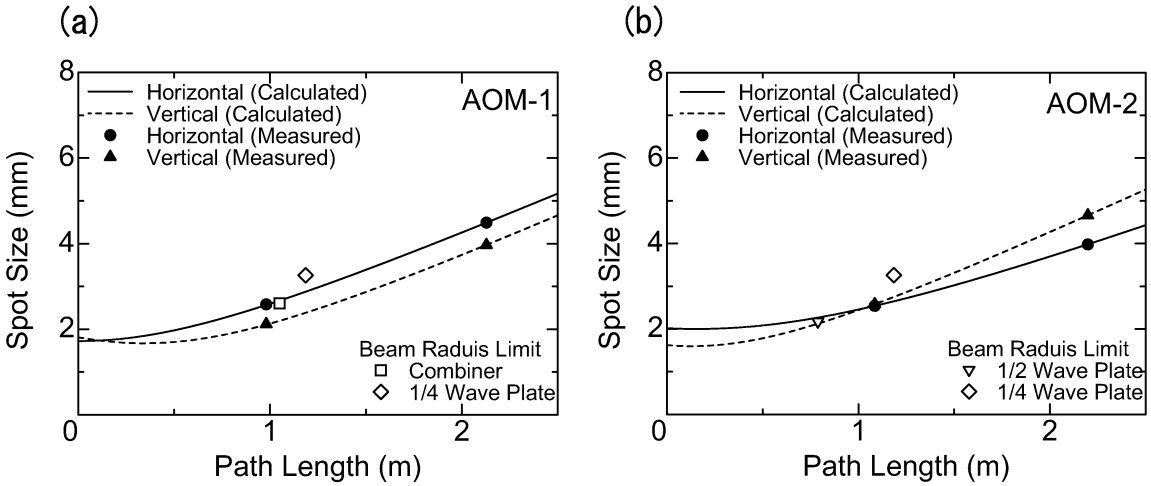


図 4.20: 出射後の (a)AOM-1、(b)AOM-2 を透過したビームの伝播。各光学素子の有効径から決まるビームスポットの基準値 ω_2 も白抜きの点で併せて記している。

ビームスポットが大きくなるため下限値が存在する。上限値はリトロ反射鏡の各反射面の大きさで決まる。4.3.1 節で述べたように、リトロ反射鏡を入射光を垂直方向に 40 mm ずらして反射させる場合、図 4.16 に示したように、スポットと各ミラーの接合面との距離が最短で 10 mm となる。ビームが接合部分に触れて波面が乱れるのを防ぐため、10 mm を有効径 r と見なすと、ここでのビームスポットの基準値 1、2 はそれぞれ 6.4 mm、4.3 mm となり、ビームスポットはこれの値以下にならなくてはならない。

レーザー光のビーム径とその位置を制御するものに、2 枚のレンズを組み合わせたビームエキスパンダがある。本偏光計では II-VI 社の BECZ-10.6-C1.9:10-03-FFA を用いている。これはガリレオ型と呼ばれる凸レンズと凹レンズを組み合わせたタイプのビームエキスパンダであり、出射側レンズはファインフォーカスのために可動式になっている。ビームエキスパンダの拡大率 f_2/f_1 は 2、3、$\cdots$、10 まで選択可能である。拡大率は最初のレンズとビームウエストの距離がそのレンズの焦点距離となっている場合の入射光・出射光のビームウエスト比である。本偏光計では、入射光のウエスト〜入射側レンズ距離が入射レンズの焦点距離になっていないために厳密な見積もりではなく大まかな目安であるが、表 4.9 よりビームウエストは平均値として 1.75 mm であるため、前述のリトロ反射鏡位置のビームスポットの基準値から、基準 1 を満たすには拡大率は 3 以下、基準 2 を満たすには拡大率は 2 のみとなる。ここで、図 4.21(a) に II-VI 社製のビームエキスパンダの外観、(b) にビーム

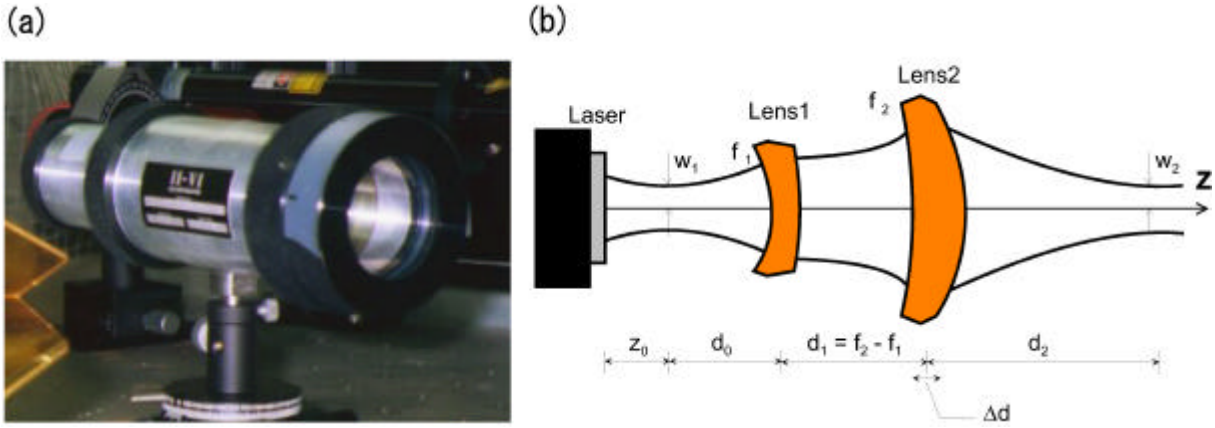


図 4.21: (a)II-VI 社製ビームエキスパンダの外観、(b) ビームエキスパンダの模式図と変数

径制御の概念図と、ビーム径の計算のための各変数を示す。

ビームエキスパンダによって像変換されたレーザー光のビームウエスト位置 d_2、ビームウエスト w_2 は、光線行列の (2,1)(2,2) 行列要素である C、D を用いて

$$d_2 - \Delta d = \frac{-(\frac{\pi w_1^2}{\lambda})^2(1-\frac{d_1+\Delta d}{f_1})C - (z_0+d_0+d_1+\Delta d - \frac{(z_0+d_0)(d_1+\Delta d)}{f_1})D}{(\frac{\pi w_1^2}{\lambda})^2 C^2 + D^2} \quad (4.6)$$

$$w_2 = \frac{w_1}{\sqrt{(\frac{\pi w_1^2}{\lambda})^2 C^2 + D^2}} \quad (4.7)$$

で与えられる。ここで C、D は、

$$C = -\frac{1}{f_1} - \frac{1}{f_2} + \frac{d_1+\Delta d}{f_1 f_2} \quad (4.8)$$

$$D = 1 - \frac{z_0+d_0}{f_1} - \frac{z_0+d_0+d_1+\Delta d}{f_2} + \frac{(z_0+d_0)(d_1+\Delta d)}{f_1 f_2} \quad (4.9)$$

である [149]。

これらの式を用い、リトロ反射鏡位置でビームウエストを作ることができるか (このときに得られる Δd が可動範囲かどうか)、またその場合光学素子の口径に問題ないかについて、以下で評価を行った。ここで、ビームエキスパンダの入射側レンズ位置 $z_0 + d_0$ は 2.33 m、リトロ反射鏡位置は z=20.8 m として計算を行った。その結果、拡大率を 2 とし、リトロ反射鏡位置でビームウエストを作るとすると、解が存在せず、拡大率 2 は使用できなかった [150]。そこで、次に拡大率を 3 とすると、AOM1 号・2 号を透過する各レーザー光の垂直・水平いずれの成分に関しても、リ

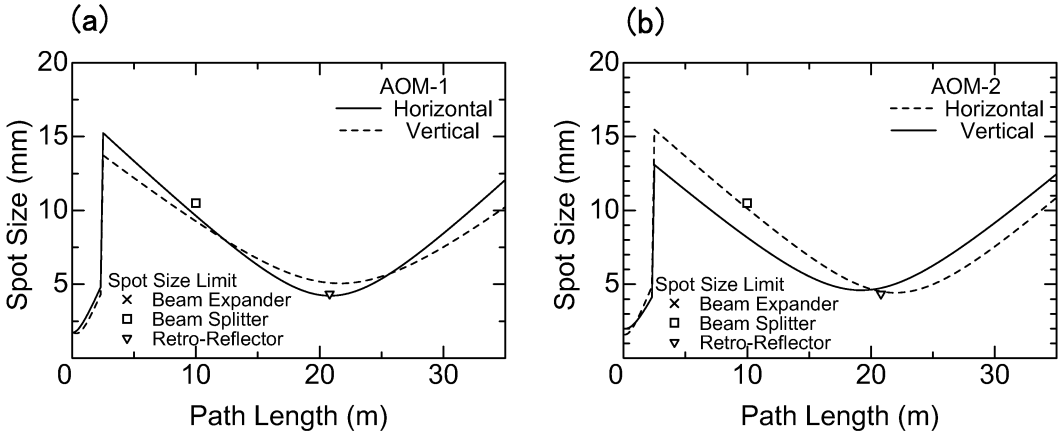


図 4.22: ビームエキスパンダによるビーム径制御

トロ反射鏡位置でビームウエストを作る事が可能であった。しかし、2 台の AOM を透過する各成分、つまり 4 つのビームウエストを 1 台のビームエキスパンダでリトロ反射鏡位置に作る事は不可能である。そこで、各成分を同時に最適値に近くするため、それぞれの成分で得られた Δd の平均値でビーム径を制御した場合を図 4.22 に示す。図には多チャンネル化のためのビームスプリッタ、リトロ反射鏡によって決まるスポットサイズの基準値 2 も記してある。AOM-1 の垂直成分は、リトロ反射鏡の有効径で決まる基準値を下回っているが、図 4.16 からわかるように、接合面に近くなるのは主に水平方向であるため許容できるとした。また、これ以外の成分は基準値をほぼ満たしている。

4.3.5 データ収集系

図 4.23 に偏光計のデータ収集系の模式図を示す。LHD 本体室の光学台 2 からデータ収集室までは、約 150 m の BNC ケーブルで信号を伝送している。一括管理されたデータ収集シーケンスによってビート信号やロックインアンプの位相出力は CAMAC の AD コンバータでサンプリングされてメモリに格納された後、放電終了後にハードディスクに保存される。また、CAMAC の AD コンバータのメモリが 1 MWords であるのに対し、4 倍の 4 MWords のメモリを持つ YOKOGAWA のディジタルスコープ DL708E は、ビート信号の高速サンプリング (1 MHz) で通常の放電時間全体を計測することが可能であ。そのため、必要に応じて手動でサンプリングやデータの保存を行った。

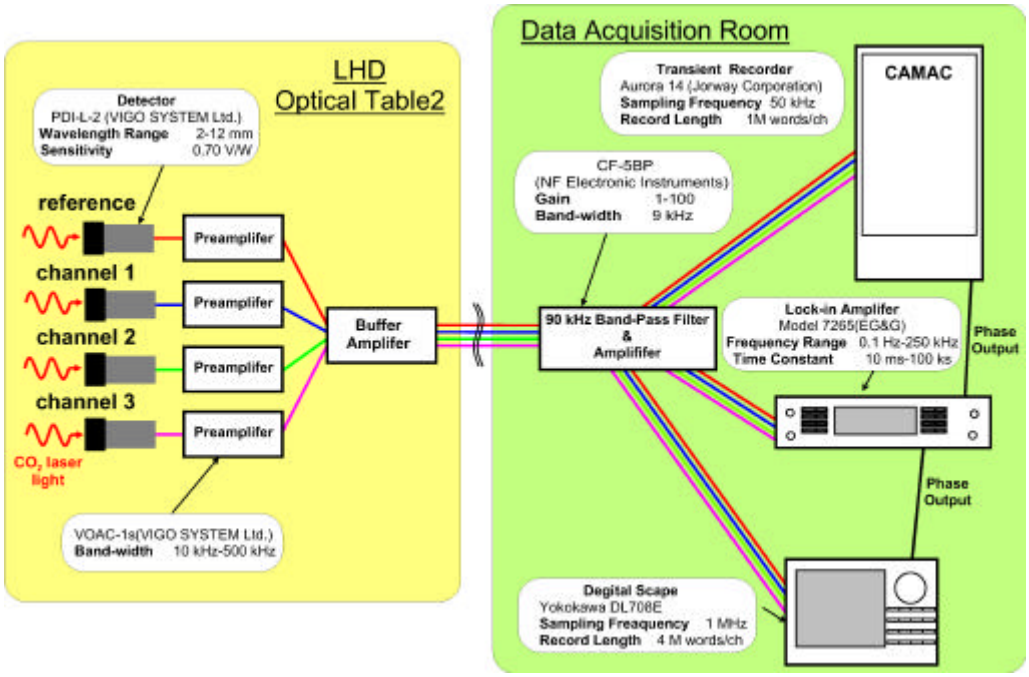


図 4.23: 偏光計のデータ収集系の模式図

プリアンプ

信号が弱いままビート信号を長距離伝送し、その後増幅すると、伝送途中で拾うノイズも一緒に増幅されるため SNR が低下してしまう。そのため、光学台 2 で検出されたビート信号は光学台 2 上ですぐにプリアンプを用いて増幅している。プリアンプには Vigo System Ltd. の VOAC-1s を使用している。バンド幅は 10-500 kHz、増幅率は検出器の内部抵抗とプリアンプの入力インピーダンスから決まるが、本偏光計で用いている検出器では約 1000 倍である。

バッファアンプ

LHD 本体室から地下のデータ収集室までの伝送距離は 150 m 程度になるため、プリアンプ出力を高入力インピーダンス・低出力インピーダンスのバッファアンプに通した後、地下のデータ収集室まで伝送している。

バンドパスフィルタ

半導体検出器や伝送系が拾うノイズはビート信号の位相差検出の誤差要因となるので、ビート周波数成分のみ取り出すために NF 回路ブロック株式会社のバンドパ

表 4.11: アナログバンドパスフィルタの諸元

減衰特性	バタワース型 24dB/oct
次数	4 次対
選択度 (Q)	10
中心周波数	90 kHz

表 4.12: ロックインアンプの諸元

周波数帯域	0.001-250 kHz
直交精度	90±0.0001 度
時定数	10 μs-100 ks
Dynamic Reserve	100 dB 以上

スフィルタ CF-4BP を使用した。諸元を表 4.11 に示す。

4.3.6 位相差抽出法

本偏光計では位相差検出のために、ロックインアンプを用いる方法とディジタル処理による検出の 2 通りの方法を用いた。

ロックインアンプは位相差信号をリアルタイムで測定できるため、信号を確認するのに適している。ロックインアンプには、EG&G Signal Recovery の Model 7265 を使用している。表 4.12 に諸元を示す。

ディジタル信号処理は、偏光計測の課題である計測精度の向上のために用いた。本研究では、ビート信号に含まれる高周波ノイズを除去するため、まずディジタルバンドパスフィルタを適用し、その後位相差検出のアルゴリズムである Complex Demodulation 法 [166, 167] によって位相差抽出を行った。元来 Complex Demodulation 法は、テキサス大学のトカマク装置 TEXT-Upgrad において、干渉計測の時間分解能を向上させ、プラズマの不安定性や密度揺動を計測することを目的に開発された手法である。この手法の詳細は A.2.1 に、適用したディジタルバンドパスフィルタは A.2.2 に記す。

4.4　ファラデー回転角の較正試験

本偏光計で採用した偏光面回転法は、差周波を持った両回り円偏光を用いる。ただし、実際の光学系では完全な円偏光とすることは難しく、楕円化する。その原因として、1/2 波長板・1/4 波長板の製作誤差や設置誤差、多チャンネル化のためのビームスピリッタの反射率が ps 偏光で異なることが挙げられる。また、これら光学素子の問題の他、3.2.2 節で導出したように、プラズマの Cotton-Mouton 効果も楕円化の要因となり得る。以下では、このプローブ光の楕円化がもたらす計測誤差について論じる。

4.4.1　楕円偏光によるファラデー回転の誤差

プローブ光が理想的な円偏光ではなく楕円偏光の場合、計測される位相差は実際のファラデー回転角とは異なってくる。ここで、右回り楕円偏光・左回り楕円偏光をそれぞれ以下のように表す。

$$\boldsymbol{E}_R = E_x^R \cos(\omega_R t) - iE_y^R \sin(\omega_R t) \tag{4.10}$$

$$\boldsymbol{E}_L = E_x^L \cos(\omega_L t) + iE_y^L \sin(\omega_L t) \tag{4.11}$$

これらの和を右回り円偏光成分 $\boldsymbol{E}'_R$・左回り円偏光成分 $\boldsymbol{E}'_L$ に整理しなおすと、

$$\boldsymbol{E}'_R = \frac{E_x^R + E_y^R}{2} \exp(-i\omega_R t) + \frac{E_x^L - E_y^L}{2} \exp(-i\omega_L t) \tag{4.12}$$

$$\boldsymbol{E}'_L = \frac{E_x^R - E_y^R}{2} \exp(i\omega_R t) + \frac{E_x^L + E_y^L}{2} \exp(i\omega_L t) \tag{4.13}$$

$$\tag{4.14}$$

となる。次に、プラズマ中での光路長を l とすると、

$$\boldsymbol{E}'_R = \frac{E_x^R + E_y^R}{2} \exp\{-i(\omega_R t - k_R l)\} + \frac{E_x^L - E_y^L}{2} \exp\{-i(\omega_L t - k_R l)\} \tag{4.15}$$

$$\boldsymbol{E}'_L = \frac{E_x^R - E_y^R}{2} \exp\{i(\omega_R t - k_L l)\} + \frac{E_x^L + E_y^L}{2} \exp\{i(\omega_L t - k_L l)\} \tag{4.16}$$

$$\tag{4.17}$$

が得られる。プローブ光は偏光子を通った後に二乗検波され、ビート信号が得られる。式 (4.15)、(4.16) の和の x 成分を取り出し、ビート周波数である $\omega_R - \omega_L \equiv \omega_b$ の項のみ書くと、

$$E_x^2(\omega_b)/(2E_x^R E_x^L) = \{1 - \gamma^R\gamma^L + (1 + \gamma^R\gamma^L)\cos(2\alpha)\}\cos\omega_b t - \{(\gamma^R + \gamma^L)\sin(2\alpha)\}\sin\omega_b t \tag{4.18}$$

$$\gamma^R \equiv \frac{E_y^R}{E_x^R} \qquad \gamma^L \equiv \frac{E_y^L}{E_x^L} \qquad \alpha = \frac{k_R l - k_L l}{2}$$

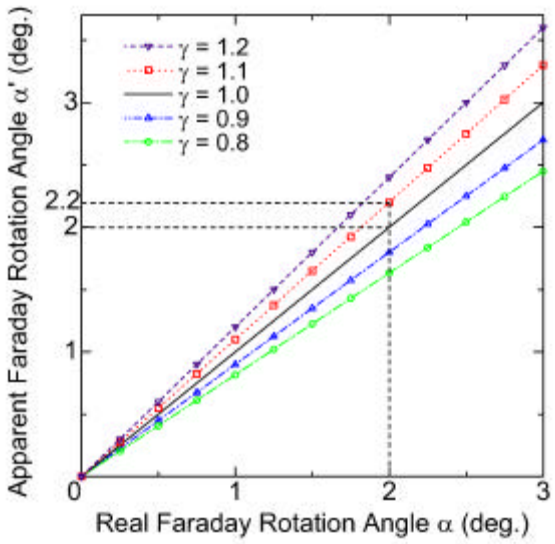


図 4.24: 楕円偏光による見かけのファラデー回転角と真のファラデー回転角の関係。簡単のため、$\gamma^R = \gamma^L = \gamma$ としている。

となる。ただし、これを $\cos(\omega_b t + \alpha')$ とすると、計測される見かけのファラデー回転角 α' と真のファラデー回転角 α の関係は、

$$\alpha' = \arctan\Big(\frac{(\gamma^R + \gamma^L)\sin\alpha}{1 - \gamma^R\gamma^L + (1 + \gamma^R\gamma^L)\cos\alpha}\Big) \tag{4.19}$$

となる。両楕円偏光の直交成分比が等しいとして式 (4.19) をプロットしたのが図 4.24 である。

図 4.24 では、直交成分比が 1 割異なると、ファラデー回転角の誤差は 1 割程度生じている。実際の光学系では一割程度の直交成分比の違いは生じているため、無視できない大きな誤差を含むといえる。また、円偏光の楕円化は完全に抑える事は現実的には難しいため、計測値の較正を必要とする。楕円化の原因については先に列挙したが、そのうち Cotton-Mouton 効果による楕円化については 4.2.8 節で検討した結果、無視してよいことを確認しており、楕円化はすべて光学系に起因すると考えられる。よって較正実験はプラズマが存在しない場合に行うことができる。

4.4.2 1/2 波長板を用いた較正試験

1/2 波長板を θ 回転させるとそれを透過する光の偏光面は 2θ 回転するため、これを利用してファラデー回転を模擬することができる。そこで、各計測チャンネルの

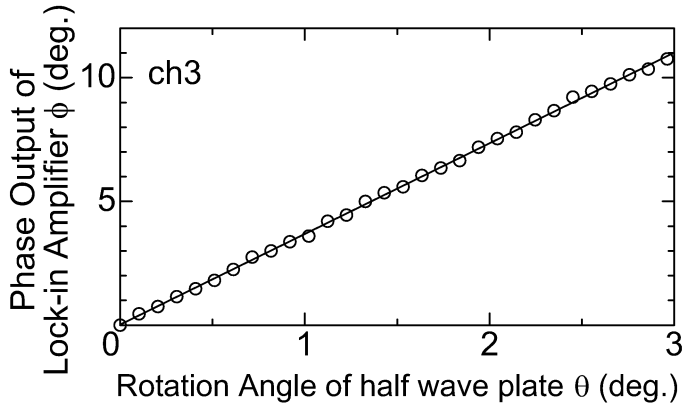


図 4.25: ch3 での 1/2 波長板の回転角とそれによって生じる位相差の関係

偏光子手前に 1/2 波長板を設置し、回転機構を用いて回転させ、波長板の回転角 θ とそれによって生ずる位相差 ϕ をロックインアンプを用いて計測した。使用した回転機構はステッピングモータによるもので、0.005 度刻みで駆動可能である。一例として ch3 での結果を図 4.25 に示す。本偏光計で得られる回転角の範囲では、θ と ϕ の変化は直線的と見なしてよく、各チャンネルでの計測結果を最小二乗法により一次近似すると、

$$\mathrm{ch1} : \phi = 3.740\theta \tag{4.20}$$

$$\mathrm{ch2} : \phi = 3.913\theta \tag{4.21}$$

$$\mathrm{ch3} : \phi = 3.666\theta \tag{4.22}$$

となった。真のファラデー回転角 α および見かけのファラデー回転角 α' と θ、ϕ の関係は $\alpha = 2\theta$、$\alpha' = \theta/2$ であるから、各チャンネルでの α、α' の関係は

$$\mathrm{ch1} : \alpha = 1.070\alpha' \tag{4.23}$$

$$\mathrm{ch2} : \alpha = 1.022\alpha' \tag{4.24}$$

$$\mathrm{ch3} : \alpha = 1.091\alpha' \tag{4.25}$$

となる。これらの比例定数を楕円偏光の補正係数とし、以後は計測されたファラデー回転角に掛ける事で真のファラデー回転角としている。

4.5　偏光計の性能評価

本偏光計では、角度分解能 0.01 度、時間分解能 1 ms を分解能目標値と設定する。角度分解能 0.01 度を線平均密度分解能に換算すると、中心磁場 3 T で ch1 では

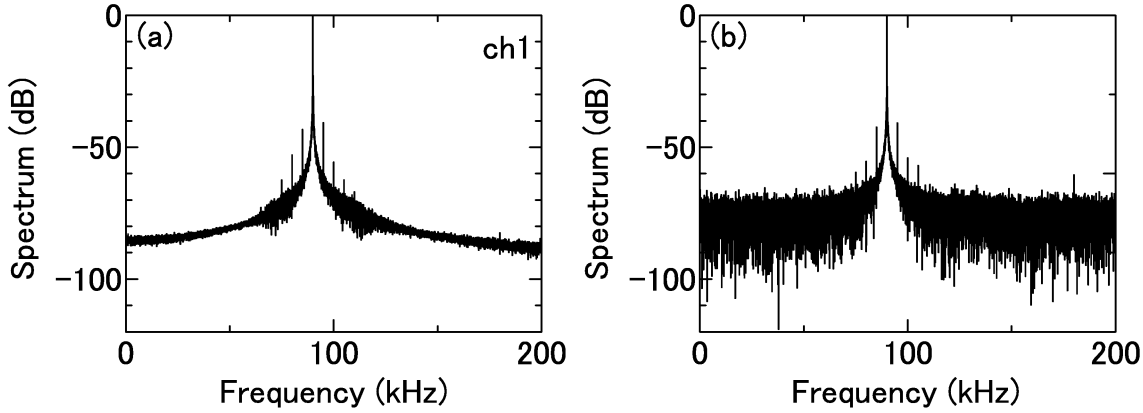


図 4.26: (a) ビート信号のフィルタアンプ出力のスペクトル (b)AOM 駆動用 RF 信号のミキシング信号のスペクトル

4.09×10^{17} m^{-3}、ch2 では 4.95×10^{17} m^{-3}、ch3 では 7.43×10^{17} m^{-3} に相当する。角度分解能は、計測対象である 1×10^{20} m^{-3} 程度の高密度プラズマでは回転角が 1〜2 度程度であり、二桁の計測精度を得ることから決定した。時間分解能は、ペレット入射による密度上昇が 1 ms 程度であること [23] や、偏光計による燃料供給制御を行うことを念頭に起き、ガス注入弁の応答時間がミリ秒オーダーであること [26] を考慮して決めた。

4.5.1 ビート信号の SNR

プラズマがない時のフィルタアンプ出力をサンプリングし、FFT を用いて得られたビート信号のスペクトルを図 4.26(a) に示す。スペクトルは参照信号と測定信号でほぼ同じであり、光路が長くなることで SNR が劣化することはなかった。ビート信号の中心周波数 90 kHz の両側には 5 kHz おきのピークが存在し、85・95 kHz の-40dB のノイズ成分でビート信号の SNR は 100 となっている。次に、(b) に各 AOM に入力している駆動用 RF 信号をミキシングした信号のスペクトルを示す。ミキシングには YOKOGAWA の乗算器 705802 を用いた。偏光面回転法では、各円偏光が AOM で受けた周波数偏移の差がビート周波数となる。そのため、ビート信号の SNR は RF 信号をミキシングした信号の SNR 以上にはならない。(b) より、RF 信号をミキシングした信号のスペクトルにも中心周波数の両側に 5 kHz おきのノイズピークが見られ、(a) と同じく 85・95 kHz の成分が最大で-40dB 程度である。ビート信号のホワイトノイズのレベルは RF 信号をミキシングした信号より小さいが、これはバン

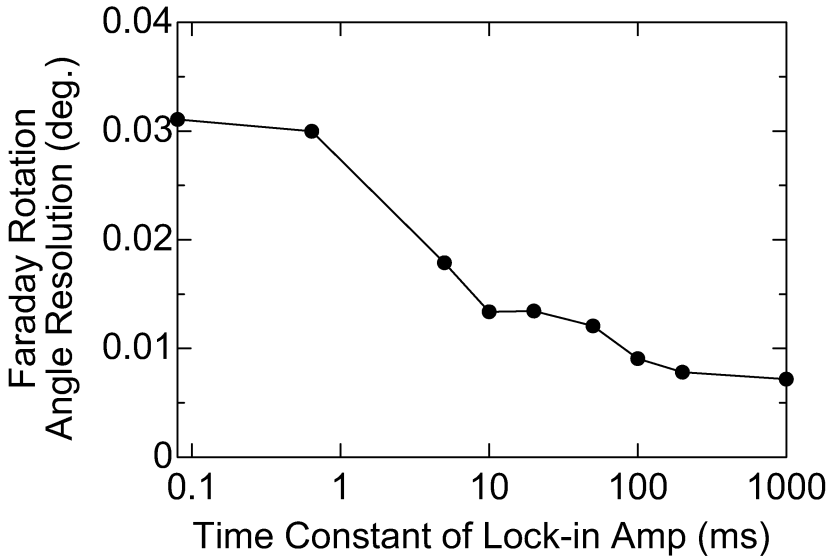


図 4.27: ロックインアンプの時定数と角度分解能の関係。角度分解能は、位相出力を 4 で割ったものである。

ドパスフィルタを用いているためと考えられる。これより、ビート信号の SNR は、AOM の駆動用 RF 信号のノイズで決まっていることが明らかになった。

4.5.2　分解能

ロックインアンプによる計測分解能

今回用いたロックインアンプの位相出力には 50 ms 程度の遅延が見られたため、応答性の高い計測をを行うことはできなかった。しかし、ロックインアンプを用いて位相計測を行った場合、その手軽さやリアルタイムでプラズマの密度が得られる利点がある。そこで、プラズマが存在しない状態でロックインアンプのアナログ位相出力を 50 Hz で 1000 点のサンプリングを行い、標準偏差をファラデー回転角の分解能とした。分解能の時定数依存性を図 4.27 に示す。時定数を 10 ms 以上とすると、角度分解能 0.015 度以下が得られた。時定数 10 ms という時間分解能は、ペレット入射時の密度変化を観測する場合には不足であるが、較正実験のように定常的な位相信号を計測する場合や長時間放電の際の密度モニタ用としては十分な数字である。

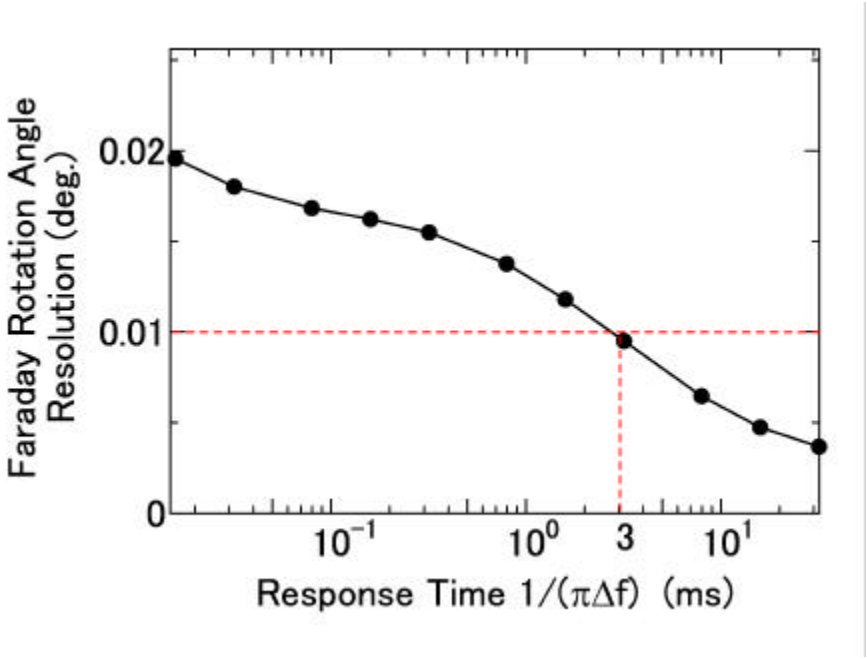


図 4.28: ファラデー回転角分解能の応答時間依存性

ディジタル処理による分解能

ここでは、プラズマがない時にビート信号を周波数 1 MHz でサンプリングし、2097152 点のデータをディジタル処理して得られた位相差の標準偏差をファラデー回転角の分解能とする。図 4.28 にファラデー回転角の分解能のバンドパスフィルタのバンド幅 Δf から決まる応答時間 $1/(\pi\Delta f)$[151] を示す。応答時間とは、最終値の 63%に到達するのに要する時間である [151]。分解能 0.01 度は目標値に近い応答時間 3 ms で得られた。これは電子密度モニターとしては十分な応答性である。

次に、時間分解能を決めている要因について述べる。本偏光計で採用している偏光面回転法は、右・左回り円偏光を重ねてビートを生成する。ここで、図 4.29 に示すように、両円偏光の光軸が完全に合致しないため、波面がずれている場合を考える。検出器の振動、または光軸変動により、検出器と波面の位置関係が (a) から (b) へ変化したとする。このとき、(a) と比較して (b) では、位相が時間的に進んだ右回り円偏光と、遅れた左回り円偏光が検出器に入射することになる。そのため、図 4.29 ではビート信号の位相は進むことになり、位置の変動が位相変動となる。 そこで、検出器位置で光軸に対して垂直方向のレーザー光の変位とファラデー回転角のベースラインの変化の関係を調べるため、図 4.30(a) に示す実験を行った。検出器位置でのレーザー光の変位は、あらかじめ炭酸ガスレーザーに He-Ne レーザーを重ね合わせ、ミラーの直線ステージの移動量と実際のレーザー光の変位量の対応を取るこ

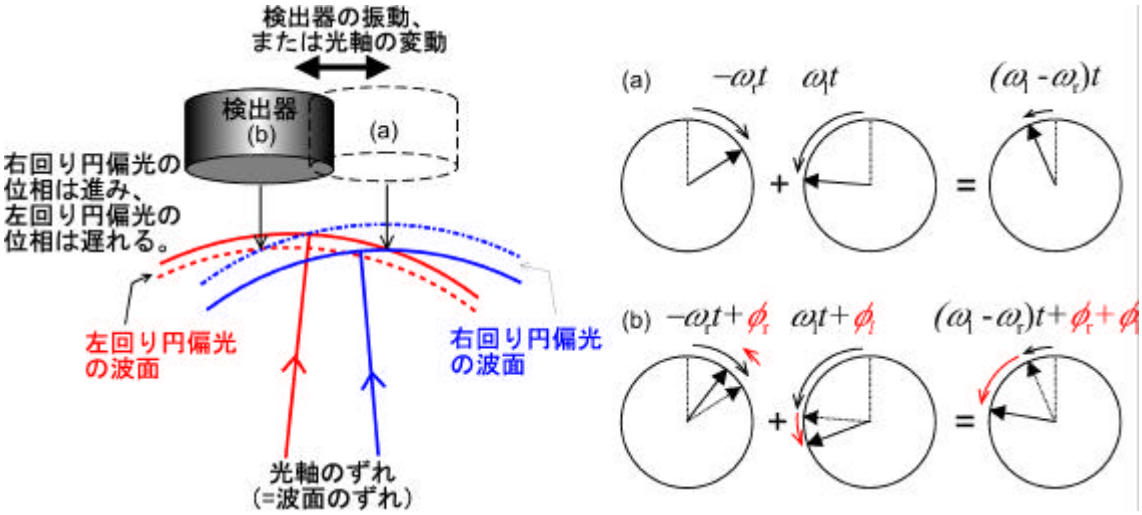


図 4.29: 波面のずれによる位相変動

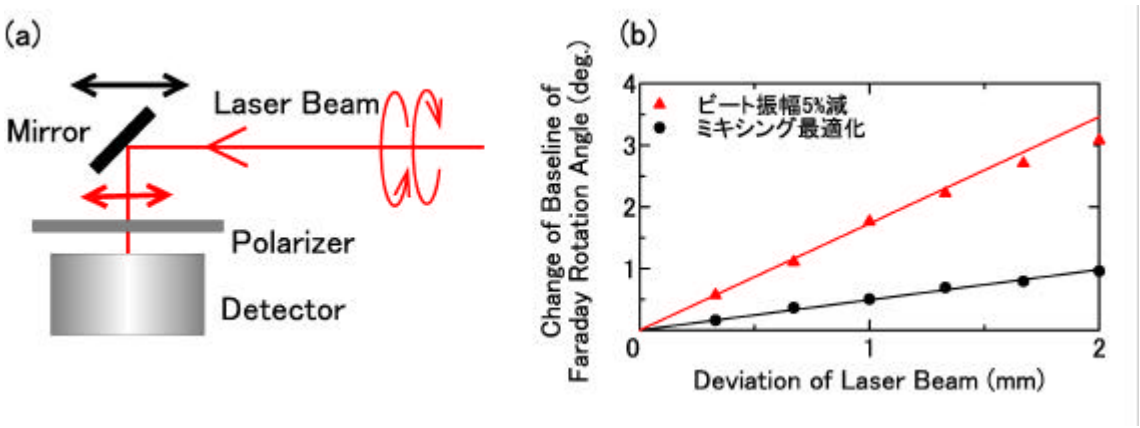


図 4.30: 光軸垂直方向へのレーザー光の変位量とファラデー回転角のベースラインの変位量の関係。(a) は実験の模式図、(b) 実験結果

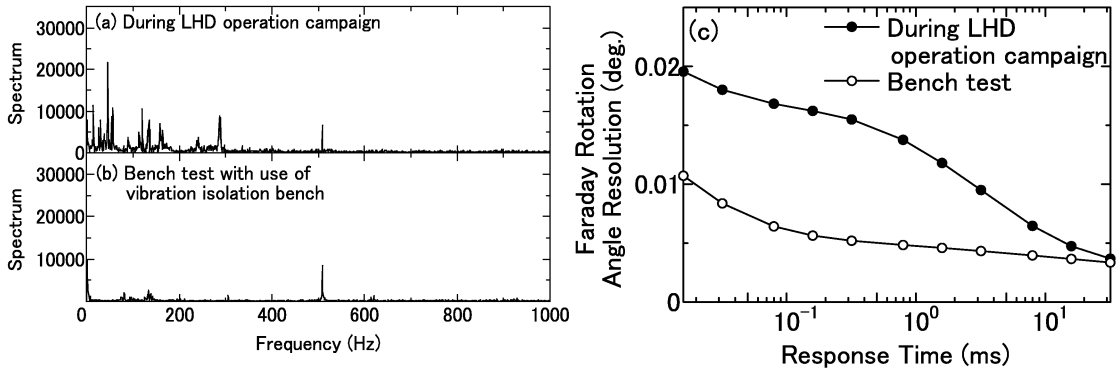


図 4.31: ファラデー回転角のベースラインのスペクトル。(a)LHD に設置していた場合、(b) 除振台を用いた場合、(c)(a)・(b) の場合でのファラデー回転角分解能の応答時間依存性。LHD に設置していた場合の分解能は図 4.28 と同じである。

とで調べた。また、上記の理由で位相変動が生じるならば、同じレーザー光の変位に対するベースラインの変化量は両円偏光の重ね合わせの状態によって、変化するはずである。そのため、ビート信号の振幅が最大となるようにミキシングを調整した場合と、最大振幅より 5%小さくなるように軸をずらした場合とでその違いも調べた。通常の軸調整では、炭酸ガスレーザー光のスポット位置は感熱紙のバーンパターンで確認するが、振幅を 5%小さくした場合のスポットの変位はバーンパターンでは確認できないほど小さい。そのため、実際の LHD に設置した場合は、この程度の軸のずれは十分に存在していたと考えられる。その結果を図 4.30(b) に示す。重ね合わせを最適化した場合と比較して、重ね合わせの僅かなずれでベースライン変化量は 4 倍程度大きくなった。0.1 mm の光軸のずれに対して、ミキシングを最適化した場合は 0.05 度、ずらした場合は 0.2 度のベースラインの変化が生じた。LHD プラズマで得られるファラデー回転角が 1〜2 度であるため、微小な光軸の変化によって生じるベースラインの変動は無視できないことを確認した。

前述のように、LHD に設置した光学台の振動対策としては、架台と光学素子を固定しているアルミ板の間に防振ゴムを挟んでいるのみであるが、挟み込み構造では水平方向の振動には効果は期待できない。架台も床面に固定しているのではなく、梁に厚さ数ミリのステンレス板を渡した計測用中間ステージ上に設置しているため、光学系にはある程度の機械振動があることが予想される。そこで、LHD に設置していた場合と、すべての光学素子を除振台に固定した場合の偏光角ベースラインのスペクトルを図 4.31 に示す。除振台を用いた場合は、500 Hz 以下の振動成分はほとんど消えることがわかった。除振台を用いてもほとんど変化のない 510 Hz の変動

成分が確認できるが、この周波数はレーザー発振安定化のため出力側ミラーを振動させ共振器長を変調する EMT の変調周波数と等しい。EMT を使用しない時にはこのピークは見られないことから、共振器長変調によるわずかな強度変化または光軸変化が原因と推測される。(c) に示されているように、LHD に設置している場合は、応答時間 1 ms 以下では分解能の変化率が大きく、これは数百 Hz の振動が影響しているためであり、除振台を用いることでその応答時間での分解能の低下は非常に小さくなる。応答時間 0.1 ms 以下ではいずれの場合でもほぼ同じ変化率で分解能が低下していくが、これは 4.5.1 節で示したように、AOM の駆動用 RF 信号のノイズスペクトルが原因で、中心周波数 90 kHz に対して両側に 5 kHz おきのノイズが存在しており、その影響が出てくるためであると考えられる。また、スピーカを用いてレーザーに振動与えた場合、与えた周波数と同じノイズスペクトルがベースラインに現れ、ミキシングをずらした場合にはスペクトル強度が大きくなることも確認している。現状のままでも密度モニターとして十分な分解能を持つが、より高い分解能のためには除振台の使用が効果的である。ただし、本偏光計のように入射ポートの対向面にポートが確保できない場合は、真空容器内にリトロ反射鏡を取り付けざるを得ない。そのため、最終的にはリトロ反射鏡の機械振動が分解能を決める要因となる。

4.5.3　長時間安定性

ファラデー回転角のベースラインに、± 0.05 度程度で数秒から数十秒オーダーのランダムな変動が見られた。この変動成分は中心磁場 3 T のとき、ch2 において線平均電子密度 2.5×10^{18} m^{-3} に相当する。これは、図 4.32 に示したような、低密度の長時間放電の場合に問題となってくる。この変動成分は、両円偏光の重ね合わせをずらすことで、変動振幅が大きくなることを確認している。そのため、前節と同様に光軸の変動が原因と考えられる。図 4.30 の結果より、0.05 度のベースライン変動はミキシングが最適な場合では 0.1 mm、ビート信号の振幅が 5%小さくした場合は 0.025 mm という僅かな光軸の変位で生じる。

次に、光軸の変位が実際に生じているか、以下の実験で検証を行った。図 4.33(a) にロックインアンプで計測したビート信号の振幅の平均値に対する変化率とファラデー回転角、(b) にパワーメータを用いて個別に計測した各円偏光のパワーを示す。ビート信号の振幅は、各円偏光のパワーと、ミキシング効率の両方に依存する。図 4.33 では、(a) に示しているようにビート信号の振幅変化は± 1%であるのに対し、各円偏光のパワーそのものの変化率は± 0.3%程度であり、パワー変動ではビート信号の振幅変化は説明できない。よって、このビート信号の振幅変化はミキシング効率が変化したためと考えられ、これは光軸の変動を示唆している。次に、光軸変動の原因と考えられる要因を次に列挙する。

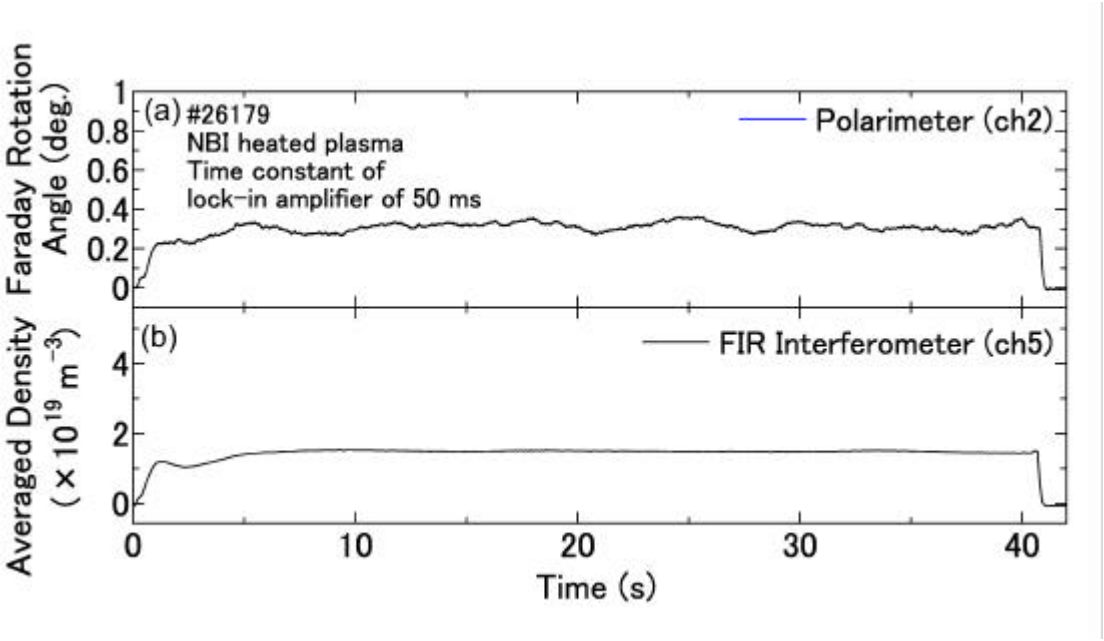


図 4.32: (a) 長時間放電におけるファラデー回転角の時間変化、(b)FIR レーザー干渉計の計測結果

1. AOM の駆動用 RF パワーの変動
2. AOM または炭酸ガスレーザーの冷却水温度変化
3. レーザー発振そのもの
4. 機械的振動

要因 1 の可能性を検討するため、RF パワーの計測を行ったが、ベースライン変動との明確な相関は観察されなかった。要因 2 を検証するため、AOM または炭酸ガスレーザーの冷却水温度で生じるベースラインの変化をそれぞれ測定した。しかし、実際に生じている冷却水温度変化の範囲では、ベースライン変動± 0.05 度は説明できなかった。要因 1、2 の検討の詳細は、付録 A.3 に示す。従って、光軸変動の原因には、残りの二つの要因 3・4 が考えられるが、これらの個別の寄与に関しては、両者を分離した評価は困難である。この理由を以下に述べる。機械的振動を除去するため、レーザーを含めたすべての光学部品を除振架台上に設置してベンチテストを行っている。ただし、一般的に除振台の振動伝達率 (除振装置上の振動/フロア振動) は、数 Hz 以下で 1 以上であり、低周波振動の除振効率が低い。ここで問題となっているのは 1 Hz 以下の変動であるため、振動を除去してレーザー発振そのものの変動を計測することが困難になっている。

低密度領域でのプラズマ計測にも本偏光計を適用するには、偏光角のゼロ点変動を低減する必要がある。しかし、前述のように現在の除振台性能では、ここで問題

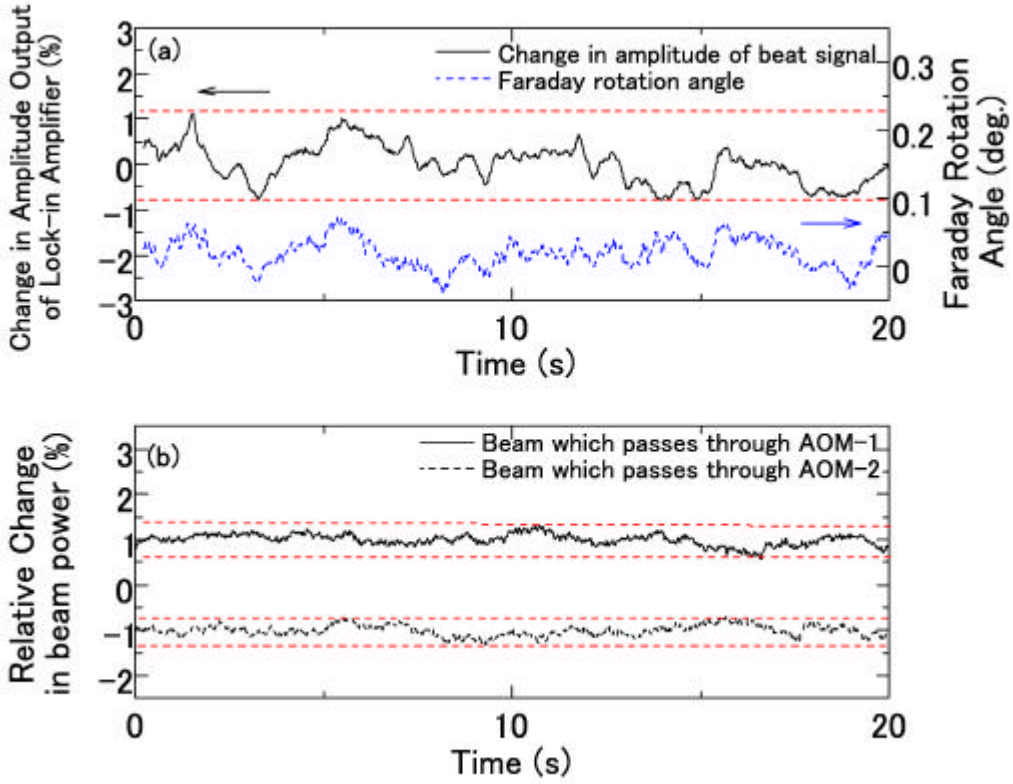


図 4.33: (a) ロックインアンプを用いて計測したビート信号振幅の平均値に対する変化率とファラデー回転角、(b) 各円偏光のパワーの平均値に対する変化率

となっている 1 Hz 以下の振動を抑制することは困難で、また使用している炭酸ガスレーザーの光軸安定性 (ポインティングスタビリティ) は、ウォーミングアップ後でも外気温変動等で安定化しきれない変動成分として最大± 0.05 mrad.(検出器位置でおよそ± 1 mm の変位) となるというメーカーの報告もあることから、完全に除去することは難しいと考えられる。そこで、低密度プラズマでも高い SNR で計測を行うためには、現在開発中の波長 57 μm の CH_3OD レーザー [142] を光源に用いて得られる回転角を増大させ、相対的に偏光角のゼロ点変動成分の寄与を小さくすることが考えられる。

現在、CH_3OD レーザーは出力 1.6W が達成され [143]、レーザー計測に十分な出力が得られている。最も問題となるのは、この波長域での光学部品が市販されていないことであるが、レーザー開発と並行して光学部品の検討が進められている [143, 144, 145]。付録 A.4 に偏光計で用いる光学部品や光学材料の候補を示す。それらに製作上の困難はなく、既存の技術で波長 57 μm の CH_3OD レーザー偏光計は構成可能である。

4.6 プラズマ計測結果

4.6.1 干渉計との比較

計測されたファラデー回転角の絶対値が妥当か評価するため、13 chFIR レーザー干渉計で計測し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の比較を行った。ここで磁場データには、VMEC で平衡計算して得られた磁場データセットから、実際の放電において反磁性計測によって得られた体積平均 $\langle\beta\rangle$ 値と近いものを使用している。また、LHD では FIR レーザー干渉計での計測結果より、LCFS 位置での電子密度はプラズマ中心での電子密度の約 60%程度と高密度であることがわかっている。LCFS より外側では磁力線が閉じた磁気面を形成しておらず、エルゴディック領域と呼ばれている。LHD の磁気面とエルゴディック領域を図 4.34 に示す。図の磁気面の周辺にプロットされて点は、トレースした磁力線がこの断面を通過する点を示しており、この磁力線がエルゴディック領域を構成している。通常、閉じていない磁力線は真空容器壁にぶつかるために粒子を閉じ込めておくことできず、プラズマは散逸する。しかし、LHD のエルゴディック領域では磁力線が壁にぶつかるまでの長さ (連結長) が長く、ある程度の閉じ込めが可能で、ρ=1 の外側でもプラズマが存在することが可能である。そのため、エルゴディック領域での密度は無視できず、それを考慮した数値計算を行った。

また、4.3.3 節で述べたように、各光路の接線半径は、上部ポートから錘を下ろし、He-Ne レーザーとの距離を測定して求めたため、その計測値に数センチ程度の誤差がある。LHD 本体のポートの座標の精度について、今回錘を下ろした上部ポートでは確認されたことはないが、他の上部ポートで設計値と比較して 3 cm 程度のずれが

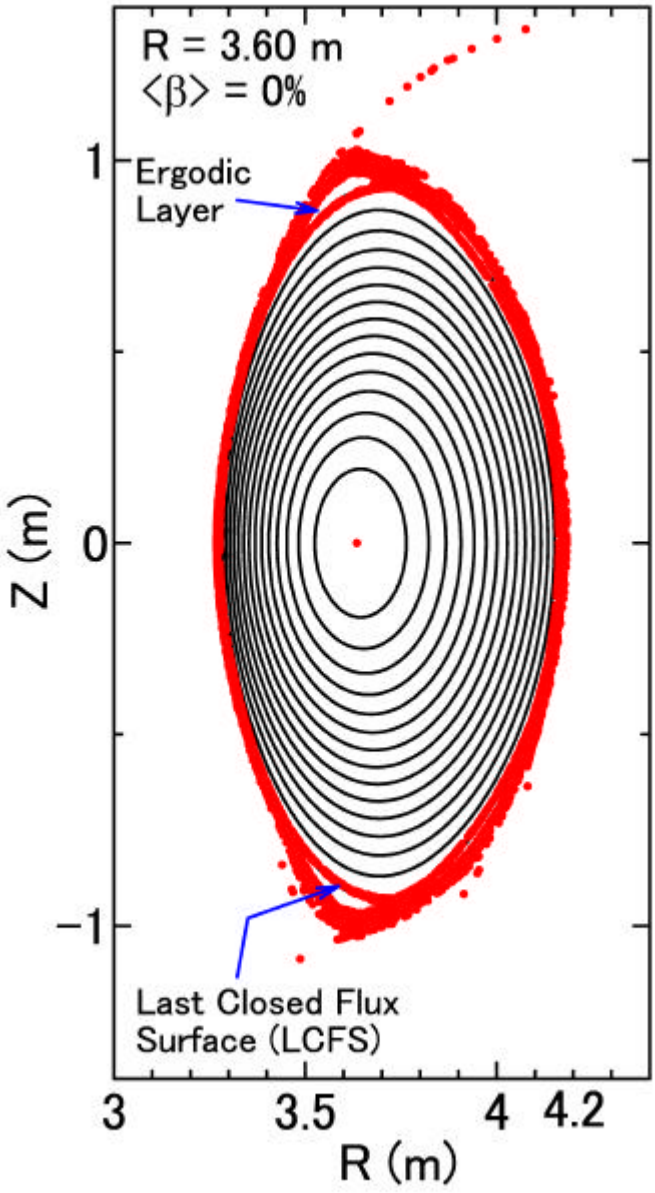


図 4.34: LHD プラズマ縦長断面での磁気面とエルゴディック層

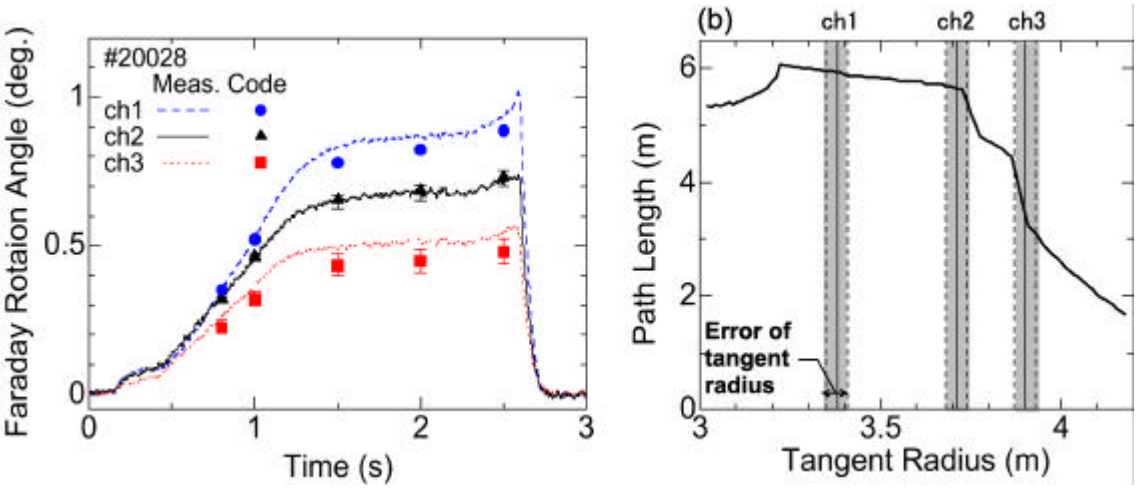


図 4.35: (a)FIR レーザー干渉計で計測した密度分布を用いたファラデー回転角の計算値と計測値の比較。●▲■であらわしているのが計算値であり、エラーバーは接線半径の誤差 (± 3 cm) によるもの。(b) プラズマ中でのレーザー光の光路長と接線半径の関係

あったという報告がある。そのため、ここでは接線半径の誤差を± 3 cm として数値計算を行い、各チャンネルで最大・最小の接線半径でのファラデー回転角をエラーバーの最小・最大として定義する。

図 4.35(a) にその比較を示す。接線半径の誤差を考慮すると、いずれのチャンネルにおいても計算値と計測値はほぼ一致している。ch3 のエラーバーの長さが他のチャンネルより長くなっているのは、図 4.35(b) に示すように、ch3 の接線半径付近でプラズマ中の光路長が急激に変化しているためである。このように、光路長変化が複雑になっているのは、LHD プラズマがヘリカル形状をしていることに起因している。また、特に ch3 において、密度が高くなるにつれ、計算値と計測値の差が生じる傾向がある。これは、この放電での屈折による光軸の変位量はリトロ反射鏡位置で 0.02 mm 程度とごく僅かであるが、4.5.2 節で示したように、2 本のビームの重ね合わせにずれがある場合は僅かな光軸の変化が影響するために、密度が上昇して屈折変位量が増加するに従って見かけ上偏光角が変化する可能性がある。

4.6.2 ペレット入射プラズマでの信頼性高い密度計測

ペレット入射による高密度プラズマでの偏光計・FIR レーザー干渉計の計測結果を、図 4.36(a)・(b) に示す。このとき、ディジタルバンドパスフィルタのバンド幅は、応答時間 1.6 ms に相当する 200 Hz とした。この場合、角度分解能は図 4.28 よ

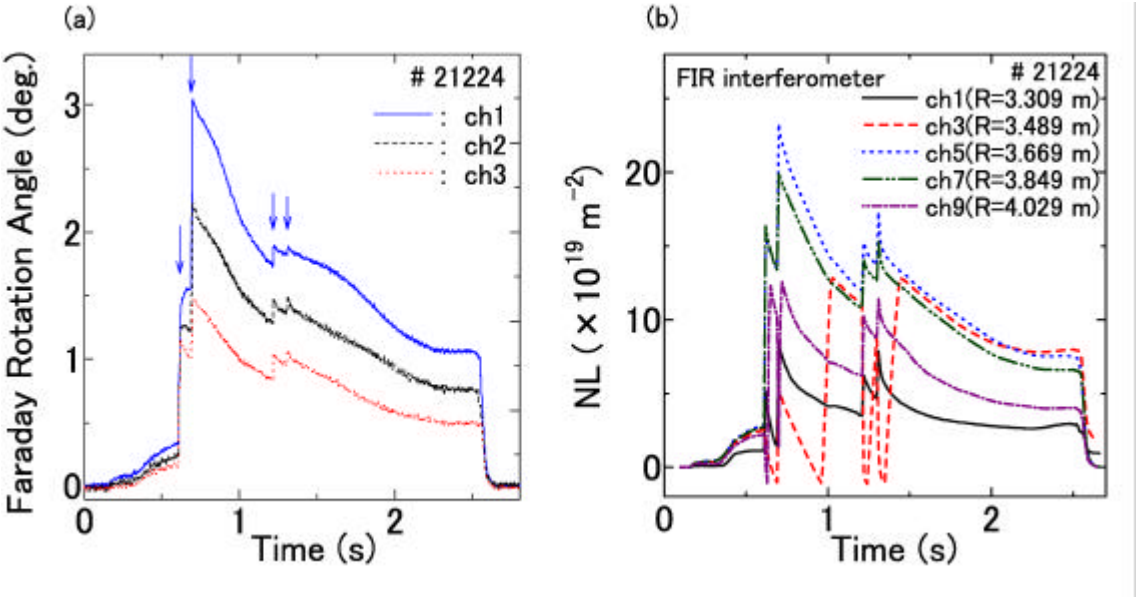


図 4.36: ペレットが入射された放電の計測例。ペレットは t=0.60、0.68、1.1、1.2 秒で入射されている。 (a) 偏光計の計測結果、(b)FIR レーザー干渉計の計測結果。

り 0.012 度であり、ch3 におけるファラデー回転角の最大値の 1%以下の値となっている。ペレットは、t=0.60、0.68、1.1、1.2 秒で入射されている。3 発目のペレット出射速度は約 150 m/s で、他のペレット (1200 m/s 程度) の 1/10 程度である。そのため、出射から 0.2 秒ほど遅れた 1.3 秒にプラズマに到達してファラデー回転角の変化を生じさせている。偏光計はペレットが入射されても問題なく計測を継続できているのに対し、干渉計では屈折によるプローブ光の変位量が大きいプラズマ周辺チャンネル (ch1、ch3) でフリンジ計数ミスが生じている。また、3・4 発目のペレットは最初の 2 発と比較して水素粒子数が 1/4 程度の小さなペレットであるが、それによる密度変化も精度良く計測できている。これらより、偏光計が高密度における電子密度モニターとして高い信頼性を持ち、かつ十分な密度分解能を持つことが実証された。

次節 4.6.3 でも述べるが、1 発目のペレットが入射した直後はプラズマ周辺チャンネルの ch3 で密度が速い時定数で減少しているのに対し、磁気軸付近・磁気軸内側の ch2・1 では ch3 の密度が下がり出した後でも 100 ms に亘ってゆっくりと増加している。ペレットの入射速度は個体差はあるがおよそ 1100 m/s であり、プラズマ中での溶発に要する時間はプラズマの温度に依存するが 500 μs 程度 [152] であるから、これらの時間変化はペレットが溶発しながらプラズマ中心へ侵入しているのではなく、ペレット入射後プラズマ周辺領域で溶発した粒子がプラズマ中心に向かっ

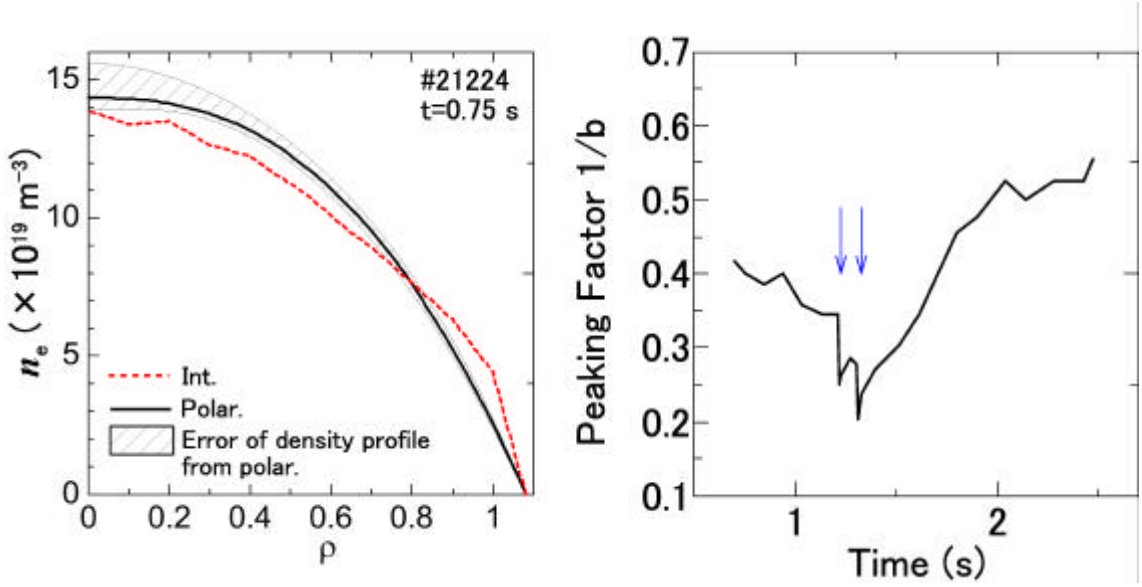


図 4.37: (a) 図 4.36 の t=0.75 s での電子密度分布形を $n_{\mathbf{e}} = a\{1-(\rho/\rho_{\mathbf{B}})^b\}$ と仮定し、偏光計の 3 チャンネルデータから評価した電子密度分布。斜線の部分は、偏光計のベースライン変動を考慮した場合の分布の誤差領域 (b) 分布のピーキングの度合いを示す 1/b の時間変化。矢印の時点にペレットが入射されている。

て移動している (ピーキング) ことを示唆している。本偏光計は接線計測であることから、FIR レーザー干渉計のような垂直入射の場合と比較して、全光路長に対するプラズマ中心付近での光路長の割合が高く、密度ピーキングのようなプラズマ中心での密度の挙動を良く反映したデータが得られると言える。

4.6.3 偏光法による電子密度分布評価の実証

国際熱核融合実験炉 (International Thermonuclear Experimental Reactor:ITER) において計画されている 5ch 干渉/偏光計 [127] は、線平均電子密度の計測が第一の目的であるが、電子密度分布の計測も念頭に置かれている [153]。しかし、現在のところ、電子密度計測用多チャンネル偏光計が稼動しているのは、LHD と Princeton Plasma Physics Laboratory の NSTX のみであり、NSTX での偏光計は密度分布を評価するまでに至っておらず、これまで偏光計による電子密度分布計測の成功例は報告されていない。図 4.36 の放電番号 21224 の放電の電子密度分布を

$$n_{\mathbf{e}} = a\{1-(\rho/\rho_{\mathbf{B}})^b\} \tag{4.26}$$

と仮定し、本偏光計の 3 チャンネルデータより評価した電子密度分布を図 4.37(a) に示す。ここで、$\rho_{\mathbf{B}}$ は密度が 0 となるプラズマの境界である。磁場データには、体積平均 β 値 0.1%おきに用意した磁場データセットの中から、反磁性計測で得られた体積平均 β 値に最も近いデータを用いた。そして、式 (4.26) を用いて各チャンネルでの回転角を数値計算し、各チャンネルの計測値との残差の二乗和が最小になるように変数 a、b を定めた。また、今回はプラズマの境界位置 $\rho_{\mathbf{B}}$ を FIR レーザー干渉計による分布評価から一般的な $\rho_{\mathbf{B}} = 1.08$ とした。

4.5.3 節で論じたベースライン変動による分布エラーについては、ベースライン変動の典型的な大きさは± 0.05 度であるため、各チャンネルの計測値にランダムに± 0.05 度を加えて、式 (4.26) でのフィッティングを行い、得られたすべての分布が包含される範囲をエラー領域としてを図に灰色で示している。図 4.37 には FIR レーザー干渉計で得られた密度分布も併記しており、偏光計との差はおよそ 10%程度でほぼ一致している。これより、偏光計測による電子密度分布が計測可能であることを世界で初めて実証できた。仮定した密度分布形の変数 b の逆数は分布形状のピーキングの度合いを示し、1/b が大きいほど先鋭化した分布形であることを示す。図 4.37(b) に偏光計データより評価した 1/b の時間変化を示す。t=1.1 秒に入射されたペレット (プラズマへの到達は t=1.3 秒) が溶発後、密度分布形がゆっくりとピーキングしている様子を捉えることができた。このように、少ないチャンネル数でプラズマ中心の密度情報を引き出せる理由は、接線光路は垂直入射の光路と比較して、全光路長に対するプラズマ中心付近の割合が高いためである。本偏光計では分布形の時間変化も評価することが可能であることを確認した。

今回は分布形状をべき乗の式で仮定したが、より一般的な分布形を表現できる

$$n_{\mathbf{e}} = a(\rho^2 - \rho_{\mathbf{B}}^2) + b(\rho^3 - \rho_{\mathbf{B}}^3) \tag{4.27}$$

を用いても、同様な分布形の評価が行える。ρ の一次項を入れていないのは、分布形状の $\rho = 0$ における連続条件を考慮し、どんな a、b でも $\frac{dn_{\mathbf{e}}}{d\rho} = 0$ とするためである。この分布形状は LHD のガスパフのみによる放電でよく見られる中くぼみ型の密度分布形も表現できるが、その場合は干渉計で得られた分布形と良い合致は見られなかった。そのような複雑な密度分布形状まで扱うには、3ch では不足であり、チャンネル数を増やす必要がある。

4.7　保護円筒付きリトロ反射鏡の問題点と対策

第 4 サイクルでのプラズマ計測を通し、本研究で製作したリトロ反射鏡の問題点が明らかになった。本節では、その原因の追求と対策について述べる。

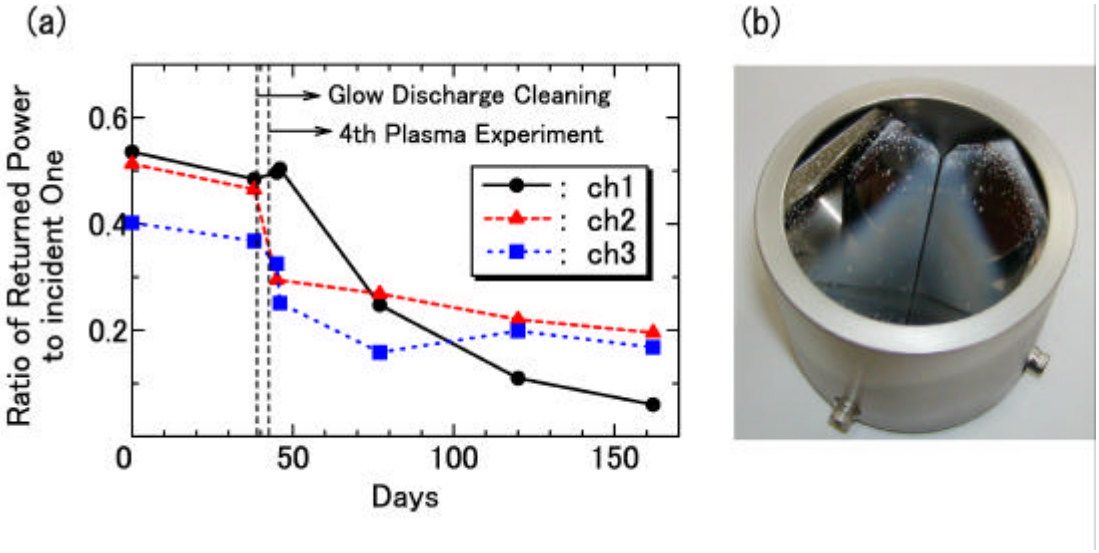


図 4.38: (a) 第 4 サイクルにおける各チャンネルでの入射光強度に対する戻り光強度比。(b) 第 4 サイクルで使用した保護円筒つきリトロ反射鏡。金蒸着膜が剥離し、ミラー面端部にえぐれたような痕が見られる。

4.7.1 平行度の低下

開発したリトロ反射鏡は、各反射面は別々の部品であり、3 つをネジ止めしている。真空容器設置前は十分固定されて各部品が密着していたが、実験終了後はネジが緩んでミラー面に隙間が生じていた。実験サイクル中は、真空容器壁を 95 ℃まで加熱して真空容器壁からガスを放出させる、ベーキングが週に一度行われる。その際には、壁面に固定したリトロ鏡も温度が上昇し、熱膨張する。実際、ベーキング時には、戻り光の光路がずれて真空容器から出て来なくなり、ベーキングが終了して真空容器が常温に戻ると復帰した。このような熱膨張が繰り返され、ネジの緩みが生じたと考えられる。これに伴い、戻り光の入射光に対する平行度 (入射光に対する戻り光の角度と定義) も劣化し、使用前は最大で 0.36 mrad. であったのが約 2 倍の 0.64 mrad. となっていた (ベーキング時の平行度は少なくとも 2.7 mrad. まで劣化)。

4.7.2 戻り光強度の低下

図 4.38(a) に第 4 サイクル実験前から終了までの、各チャンネルの入射光強度に対する真空容器からの戻り光強度の比の変化を示す。この比は、2 回の (入射・出射)ZnSe 窓での透過率と、リトロ反射鏡での反射率を反映している。

実験サイクル開始前に ch3 の戻り光強度比が他の 2 チャンネルと比較して 2 割小さいが、これは 4.3.3 節で述べたように、ZnSe 面全体で透過率にばらつきがあるためと考えられる。プラズマ放電実験に先立って行われるグロー放電洗浄の開始直後、ch2・ch3 において戻り光強度比が大きく減少した。図 4.38(b) に実験終了後に真空容器から取り出した反射鏡を示す。金蒸着膜は第 3 サイクルで用いた反射鏡と同様に剥離しており、ミラー中央部は白く曇っている。またミラー表面にえぐれたような跡がミラー面に見られた。

金はスパッタリングに弱いため、グロー放電時に蒸着膜が剥離したと考えられる。そして、露出した地金のステンレスがスパッタリングによって表面が損傷し、反射率が低下したと考えられる。えぐれたような跡は、特にミラー面の端に多いことから、グロー放電時に電界が集中して損傷した可能性がある。

蒸着膜剥離の原因として、スパッタリングの他にベーキング時に熱膨張率の違いによって、膜と地金との間にズレが生じたことも挙げられる。ただし、本研究では、

- 図 4.16(c) に示したアルミ合金製リトロ反射鏡の場合、金蒸着膜がミラー中央部に残っている。剥離の主要な原因が熱膨張係数の差であれば、ミラー面全体で剥離が生じると考えられる。

- 金の線膨張率は 14.2×10^{-6} K^{-1} であるのに対し、ミラー地金材料に用いた SUS316 では 16.0×10^{-6} K^{-1}、アルミ合金（A6063）では 23.4×10^{-6} K^{-6} である。SUS316 製リトロ反射鏡が熱膨張率の差で剥離が生じるならば、より線膨張率に差があるアルミ合金製反射鏡では蒸着膜は剥離しているはずである。

- 金の蒸着膜生成の際、基板の SUS を 100〜200 ℃に熱して行っている。LHD のベーキング温度はそれ以下の 95 ℃である。

の三つの理由から熱膨張係数の違いの寄与は小さいと言える。剥離の主要な原因は、特にグロー放電時のスパッタリングであると考えている。

一方、ch1 では、グロー放電開始後でも他のチャンネルほど急激な減少がない。LHD 真空容器は図 4.18 に示したようにヘリカルコイルによる複雑な形状をしている。ch2・ch3 は壁に囲まれるような位置に溶接されているのに対し、ch1 は突き出たヘリカルコイルの上に位置する。そのため、比較的壁との距離が遠いことから、壁からのスパッタリング粒子の影響が小さいことが原因として考えられる。

4.7.3　オーバーシュート現象

図 4.39(a-1) に示すように、放電終了後にファラデー回転角が 0 に戻らない「オーバーシュート現象」が観測された。生じたベースラインのずれは、放電終了後に十数秒かけてゆっくりと元に戻った。図には FIR レーザー干渉計の電子密度分布より数値計算した、ファラデー回転角を併記しており、放電時間とほぼ比例して、ずれ

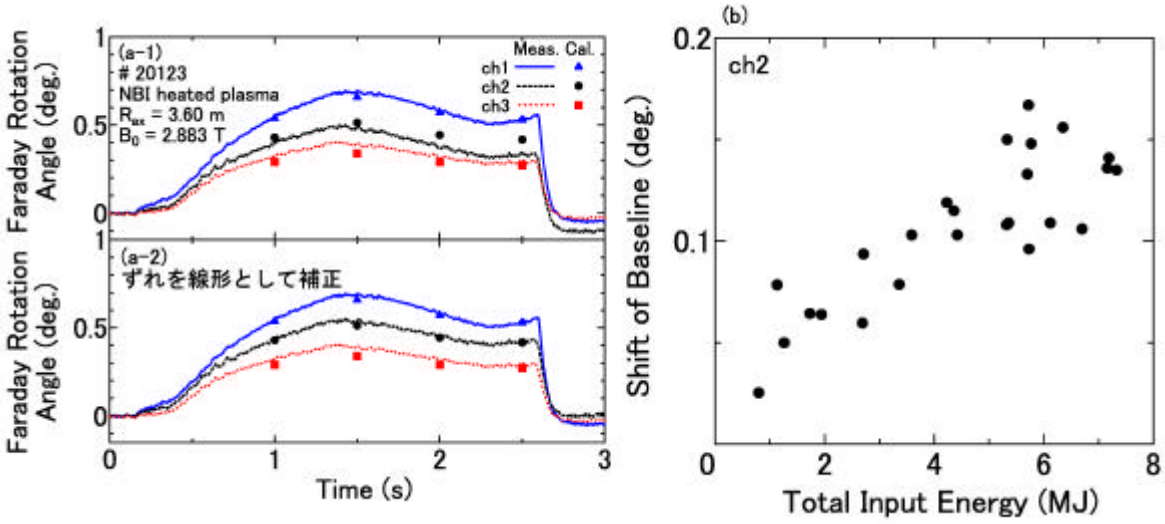


図 4.39: (a-1) オーバーシュート現象の一例。特に ch2 で大きなオーバーシュートが生じている。(a-2)ch2 のオーバーシュートによるベースラインのずれを 1 次関数で補正した場合。(b) 総入力加熱エネルギーとオーバーシュート量の関係

が大きくなっている。そこで、ずれを一次関数として補正すると、(a-2) に示すようにファラデー回転角の計測値と計算値はよく合致することから、ベースラインのずれが放電始めから生じていることが判明した。

オーバーシュートの原因に、プラズマからリトロ反射鏡への入熱が挙げられる。温度変化によってミラーが僅かにひずみ、光軸がずれることでベースラインの変動が生じていると考えられる。ミラーへの入熱はプラズマ加熱のための投入総エネルギーに比例すると考えられるため、放電終了直後のベースラインシフト量と NBI や ICRF などの総投入加熱エネルギーの間の相関を調べたのが図 4.39(b) である。シフト量は投入エネルギーにほぼ比例しており、オーバーシュートの原因がプラズマからの入熱であることを裏付けている。

本研究で用いたリトロ反射鏡は、除熱の点で以下の三つの問題を持つ。

1. 光軸調整のために取り付け台座が蝶番状になっており、ミラー断面積が約 40 cm^2 であるのに対して接触面積は 1 cm^2 程度と大変小さい。そのため、ミラーから真空容器へ熱が逃げにくい。
2. 真空容器内壁への台座の取り付けは、スポット溶接またはボルト止めであり（2 つのタイプがある）、これも熱の伝導を妨げている。
3. 保護円筒、反射鏡材料に用いた SUS303、SUS316 の熱伝導率はいずれも 16 $Wm^{-1}K^{-1}$

であり、純金属と比較すると、例えば銅の 1/25 と大変小さい。

以上挙げた要因が、プラズマから受けた熱を真空容器に効率的に逃がすことを妨げている。そのため、位相変化のオーバーシュート現象を起き易く、またベースラインが元に戻るのに十数秒掛かったと考えられる。

4.7.4　リトロ反射鏡のスパッタリング・熱対策

始めに、スパッタリング対策について述べる。4.7.2 節に示した結果から、保護円筒だけではミラーの損傷を十分抑えることはできないことが明らかになった。特に、次の二つの理由から、グロー放電洗浄対策が必要である。一つは、グロー放電洗浄の直後に戻り光強度が低下したことである。もう一つは、一日の合計プラズマ放電時間が 1000 秒程度であるのに対し、グロー放電洗浄の時間は 4 時間 (14400 秒) 程度であり、ミラーがプラズマに曝される時間が長いためである。対策としては、グロー放電が届かないポート奥などに設置することが挙げられる。ポートが確保できなければ、放電洗浄時は計測の必要がないので、シャッター構造を取り付けることも考えられる。また、取り付け台座をセラミックなどで絶縁し、反射鏡の電位を浮かせることも改善方法の一つである。

LHD だけでなく、大型装置の真空容器内に設置する反射鏡材料には、スパッタリングに強く、さらに表面に凹凸が生じにくい単結晶性金属が適している。その一例にモリブデンが挙げられる [154, 155]。光学研磨したモリブデンは、波長 10.6 μm の炭酸ガスレーザーに対して反射率が 98 %以上の高い反射率を持つ [156, 157]。また、モリブデンは中性子環境下でも反射率が低下しないという利点も持ち [158]、ITER などの核燃焼プラズマ実験装置で有用である。しかし、問題点として、光軸調整用の 633 nm の He-Ne レーザー光に対して反射率が 52%[159] であり、リトロ反射鏡では三面で反射することからその反射率は 17%となることが挙げられる。そのため、チャンネル数が多いときは、光軸調整が困難になる可能性がある。その場合は、ロジウム蒸着ミラーが候補として挙げられ [154]、波長 600 nm では 79.1%[160]（三面反射で 49%）、10.0 μm では 96.0%（三面反射で 88%）[160] といずれに対しても高い反射率を持つ。ただし、適用する装置でグロー放電洗浄を行う場合は、ロジウム蒸着膜がスパッタリングに耐え得るか、検証が必要である。

熱膨張によるネジの緩みおよびオーバーシュート現象の抑制には、水冷によって常時温度を一定に保つことが有効である。真空容器内の機器の水冷は、現在の LHD でも ICRF のアンテナで行っているため、技術的には問題は生じない。ただし、反射鏡の取り付け位置によっては水冷用配管の敷設が困難な場合もあると考えられる。その場合は、真空容器への固定は接触面積を大きくとれる構造とすることや、熱伝導度の高い純金属を使用することが対策として挙げられる。先にミラー材料として挙げたモリブデンはの熱伝導度は 139 $\mathrm{Wm^{-1}K^{-1}}$、またスパッタリングに強いタン

グステンでは 177 $Wm^{-1}K^{-1}$ と SUS と比較して一桁程度大きい熱伝導率を持つ。これらはスパッタリングにも強いことから、反射鏡だけでなく保護円筒材料としても適していると考えられる。

ITER においても干渉/偏光計用にブランケット間にリトロ反射鏡を設置する計画があり [161]、頻繁にミラーを修理・交換することが困難であると考えられる。長期間に亘って平行度と反射率を保つためには、モリブデンなどのスパッタに強くて熱伝導率が高く材料の使用と、能動的な温度管理、熱伝導を考慮した取り付け台座の設計が不可欠であると考えられる。

4.8 第 4 章のまとめ

本章では、システムが簡素で高密度プラズマにおいてもフリンジ計数ミスのない、信頼性高い密度計測を目的とした 3ch 接線計測炭酸ガスレーザー偏光計の開発と LHD での計測結果について述べた。

偏光計の設計に関して行った検討結果を以下にまとめる。

1. LHD プラズマの有限 β 効果を考慮するため、3 次元 MHD 平衡計算コードである VMEC で計算した磁気面・磁場データを用いて数値計算を行った。ファラデー回転角と屈折変位量の波長依存性に加え赤外領域のレーザーの開発状況より、LHD での偏光計測には波長 10.6 μm の炭酸ガスレーザーを採用した。また、炭酸ガスレーザー光では Cotton-Mouton 効果による楕円化の影響が無視できることを示した。
2. プローブ光の入射位置の検討を行い、密度分布や β 値などの情報を少ないチャンネル数で得るには、接線半径 3.4 m、3.7 m、3.9 m 付近が最適であることを示した。
3. 偏光角の測定方式には、レーザー出力の変動や屈折の影響が小さく、またチャンネル当たりのコストが問題とならない位相変化から計測する方式を選択した。さらに、その中でもビート周波数を高くとれ、高い時間分解能が期待できる AOM を用いた偏光面回転法を採用した。

次に、LHD への偏光計の設置、計測結果について以下にまとめる。

1. LHD の漏れ磁場がレーザーや電源等に与える影響を考慮して 2 つに分割した光学台を設計した。空間分解能を低下させないよう、ビームエキスパンダによるビーム径の制御を行った。平成 11 年に、2 台の光学台とリトロ反射鏡はそれぞれ LHD の計測用中間ステージ、真空容器内に設置した。
2. 偏光面回転法における楕円偏光の影響を検討し、それによる計測誤差が無視できないことから、1/2 波長板を用いた較正実験を行った。
3. ビート信号の SNR は 100 程度であった。位相差の抽出には、ロックインアンプ

とディジタル処理の2通りを採用した。ロックインアンプでは時定数10 msで0.015度の角度分解能が得られた。ディジタル処理の場合は、0.01度の角度分解能が、応答時間3 msで得られた。0.01度は中心磁場3 Tの場合にch2で線平均電子密度5×10^{17} m^{-3}に相当し、応答時間3 msはペレット入射時の密度変化にも対応できる。このように、密度モニタとして十分な角度・時間分解能が達成できた。

4. 偏光面回転法では、2つの円偏光の波面のずれにより、波面と検出器の位置関係が変化した場合に見かけの偏光角の変動が生じることを示した。応答時間は十分な値が得られているが、除振台を用いることで、より短い応答時間で計測できることを示した。また、低密度放電で問題となる数秒オーダーのベースライン変動は、光軸不安定性から生じていることを示した。この問題の解決には、現在開発中の波長50 μmのCH_3ODレーザーを用いて回転角を高め、相対的に変動成分の寄与を小さくすることが考えられる。
5. 各チャンネルで計測されたファラデー回転角は、光路の接線半径の測定誤差を考慮すると計算値とほぼ一致していることを示した。ただし、密度が上昇するにつれて計測値と計算値の差が生じる傾向があり、これは4で述べた波面のずれが屈折による僅かな光軸変化でも影響している可能性が考えられる。
6. 高密度プラズマにおいても、十分な精度ですべてのチャンネルで計測が継続可能であることを実証した。これにより、FIRレーザー干渉計では計測が困難な高密度プラズマにおいても、本偏光計が信頼性高い密度モニタとなることを示した。
7. 3チャンネルデータより電子密度分布の評価を行い、FIRレーザー干渉計で得られた分布形とほぼ一致する結果が得られた。これにより、偏光計による密度分布計測可能であることを初めて実証した。また、ペレット入射後、密度分布形がプラズマ中心へピーキング (先鋭化) してゆく様子を観測した。
8. 本研究で用いたリトロ反射鏡が、熱膨張の繰り返しによる平行度の低下、プラズマからの入熱による偏光角ベースラインのオーバーシュート現象、グロー放電時のスパッタリングのためのミラー面損傷という三つの問題を持つことが明らかになった。熱対策としては、反射鏡の水冷、もしくは熱伝導率の高い純金属の使用や真空容器への接触面積を大きくした台座の使用が挙げられる。スパッタリング対策としては、保護用シャッターの取り付けやスパッタリングに強い材料を使用することが考えられる。材料の候補としては、熱伝導率が高く、スパッタリングにも強いモリブデンが挙げられる。

第5章　大型ヘリカル装置(LHD)へのイメージング干渉計の適用

5.1　はじめに

第5章では、空間・時間分解能が高く、高密度でも信頼性が高い電子密度分布計測を目的として、LHDに適用したイメージング干渉計について述べる。まず、5.2節では、本干渉計がLHDにおいて計測するポロイダル断面を示す。5.3節において、光源を決定するために行った数値計算と検討結果について述べる。次に、5.4節では干渉配位をはじめとする光学系の概要やデータ収集系環境などの計測システムについて記し、5.5節ではイメージング干渉計で重要な結像状態の評価や計測精度、2波長干渉計による振動補正結果について示す。5.6節においてLHDでのプラズマ計測・解析結果について述べる。そして、5.7節においてまとめを記す。

5.2　イメージング干渉計の計測位置

本干渉計は、核融合装置の多くの干渉計と同様に、装置の上下ポートからプローブ光を出入射させて計測を行う。図5.1(a)に示しているのは、本干渉計が計測するポロイダル断面の磁気面形状である。計測を行う断面をLHD本体室座標系で表すと、-4.315≤x≤-3.335 m、y=-0.115 mであり、本干渉計はシート状のプローブ光を用いてこの断面で計測する。本干渉計の計測位置は、FIRレーザー干渉計の計測ポロイダル断面と近接しており、トロイダル方向に115 mmずれたところである。これにより、FIRレーザー干渉計の除振構造や真空窓保護用シャッターを共用でき、また計測位置が近い事から両者の比較も行いやすいという利点がある。実際は、計測断面のx座標は負であるが、以後では簡単のため座標の絶対値をとることにする。

5.3　数値的検討

干渉計で用いる光源を選択するにあたり、偏光計の場合と同様に、LHDプラズマにおける屈折変位量・位相変化量の波長依存性の数値計算を行った。ここでも、有限β効果について考慮している。次節の計算では、磁気軸3.6 m、体積平均β値0%の

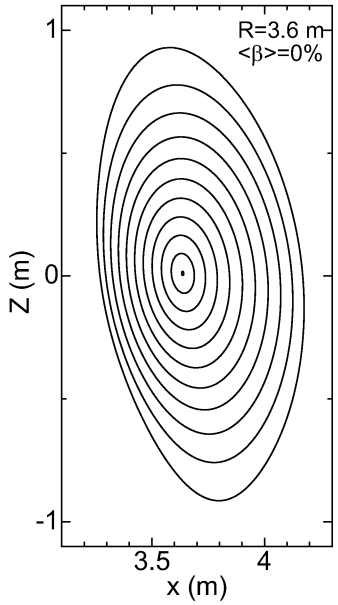


図 5.1: 炭酸ガスレーザー干渉計の計測断面

用いた磁気面を用いた。また、密度分布形は LHD の NBI 加熱の場合に典型的な台形分布の $n_{\mathrm{emax}}(1-\rho^8)$ とし、高密度プラズマを想定して $n_{\mathrm{emax}} = 1 \times 10^{20}$ m^{-3} とした。

5.3.1　屈折変位量と位相変位量の波長依存性

図 5.2(a) に、プローブ光の屈折変位量波長依存性を示す。これは、受光光学系の最初の放物面鏡 (図 5.16 参照) 位置における変位量であり、放物面鏡はプラズマ赤道面 (z=0 m) から 6 m 上方に位置する。図の横軸 x は図 5.1 の横軸と同じである。(b) にはそれぞれの波長での屈折変位量最大値をとり、波長との関係を示したものである。本干渉計では、高密度における屈折変位によるフリンジ計数ミスが起こることをを防ぐこと、また 10 mm 以下の空間分解能のためには、ビームの屈折変位をそれ以下に抑える必要があり、その二つを考慮して 1 mm を屈折変位量の許容値とした。(a) より、屈折変位量はプラズマ周辺領域 (x=3.26、4.11 m) でピークを持っていることがわかる。これは、屈折が密度分布勾配によるものであり、計算で用いた電子密度分布形が台形でプラズマ周辺付近に急峻な密度勾配を持つためである。そして、(b) より変位量は波長の二乗に比例し、屈折変位が許容されるのは、波長が 20 μm 以下であることがわかった。

次に、図 5.3(a) に各波長での位相変位量プロファイル、(b) に位相変化量の最大値

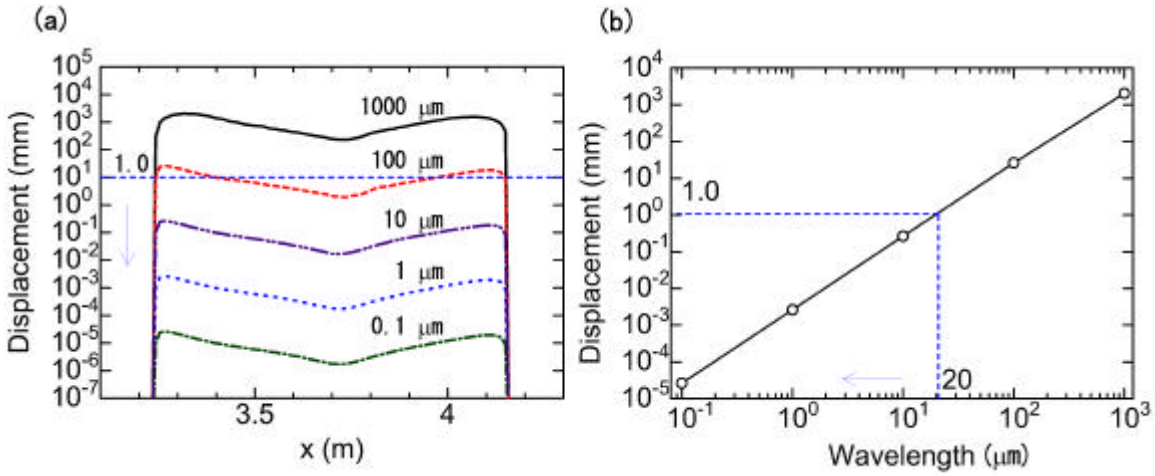


図 5.2: (a) 屈折変位量分布、(b) 屈折変位量の最大値と波長依存性

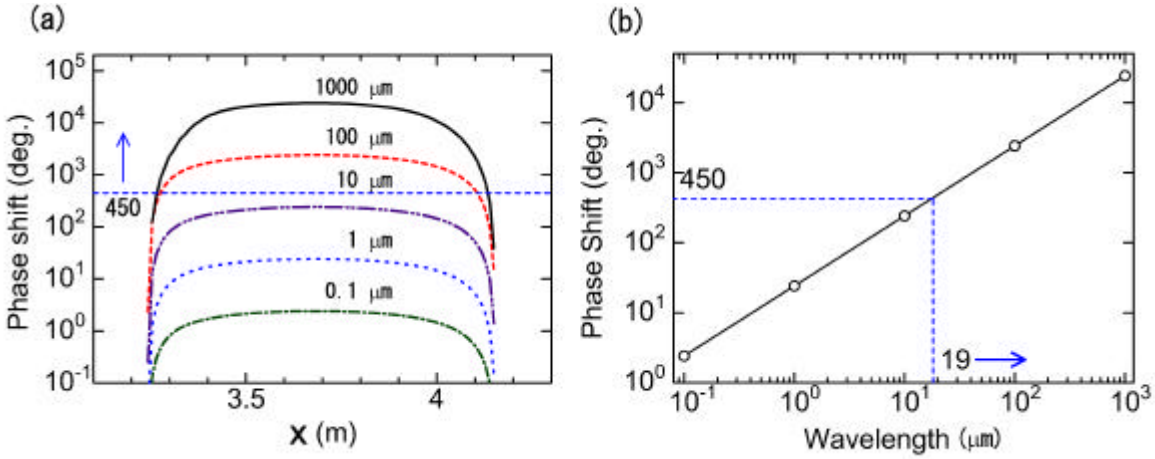


図 5.3: (a) 位相変化量分布、(b) 位相変化量の最大値と波長依存性

の波長依存性を示す。これも 5.4.3 節で後述するが、位相差抽出のため用いる位相計の位相分解能は 1/80 フリンジ (4.5 度) であり、これが位相変化の 1%の精度に相当するために、位相変化量の最大値の下限を 450 度と設定した。(b) より、この条件が満たされるのが、波長 19 μm 以上であることがわかる。

5.3.2　波長の選択

以上の検討から、本干渉計で最適な波長は 20 μm 程度であると言える。しかし、偏光計での波長選択でも述べたように、この波長域では数 W 程度のレーザー計測に十分な出力のレーザーが、現在のところ開発されていない。最も波長が近く、十分なパワーを持つのが、偏光計でも使用した波長 10.6 μm の炭酸ガスレーザーである。この場合、最適値より波長が短いため密度分解能が犠牲となり、位相変化最大値が 256 度となって位相計による位相分解能がおよそ 1.8%となってしまう。しかし、本干渉計では屈折変位を抑えてフリンジジャンプを防ぐことを最優先とし、偏光計と同じく波長 10.6 μm の炭酸ガスレーザーを光源に採用することにした。

5.3.3　炭酸ガスレーザーの屈折変位量・位相変位量

炭酸ガスレーザーをプローブ光とした場合の屈折変位量・位相変位量の電子密度分布および体積平均 β 値依存性について示す。図 5.4 に屈折変位量について密度分布が (a) 台形の $(1-\rho^8)$ と (b) 先鋭した分布である $(1-\rho^2)$ について、それぞれ 体積平均 β 値の依存性を示す。

最大の屈折変位量は、プラズマ周辺部での密度勾配の大きい (a) の分布の方が緩やかな (b) の分布と比べ、3 倍程度大きくなっている。LHD においては、密度分布形は台形から平坦または中窪み型で、(a) の方の密度分布が一般的であるが、それでも屈折変位量は最大で 0.3 mm と計測上問題はない。実際は、後述のようにイメージング手法により像がおよそ 1/100 に縮小されるため、検出器面上での変位は 0.003 mm となる。一個の検出器素子の大きさは 0.2 mm であるので、その 1.5%しか変位がなく、高密度においてもプローブ光の屈折による信号強度の低下の心配がない。また、いずれの分布形においても、体積平均 β 値の上昇につれて磁気軸内側の屈折変位量が小さくなり、逆に外側が大きくなる。これは、図 4.1 に示しているように、シャフラノフシフトにより磁気軸外側の磁気面が密になり、磁気面に対して同じ分布形であっても実座標での磁気軸外側の密度勾配が大きくなり、逆に内側では疎になって勾配が緩やかになるためである。

二つの密度分布形に対し、同様に位相変化量の体積平均 β 値依存性を示したのが図 5.5 である。(b) の位相変化量が (a) より小さいのは、光路上の全電子数が (b) の分布形のほうが少ないためである。また、位相変化量のピークが体積平均 β 値の増

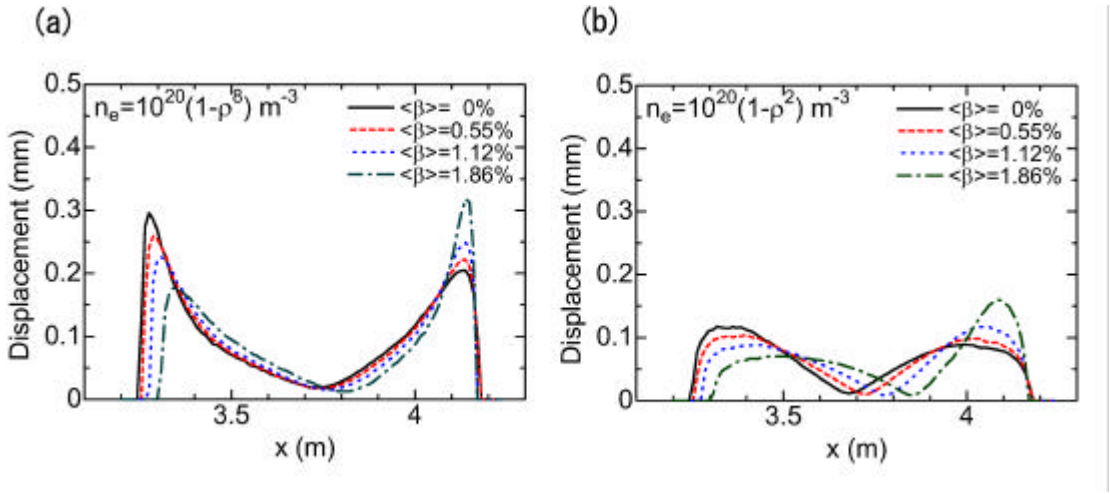


図 5.4: (a) 密度分布形 $(1-\rho^8)$、(b)$(1-\rho^2)$ の場合の屈折変位量の体積平均 β 値依存性

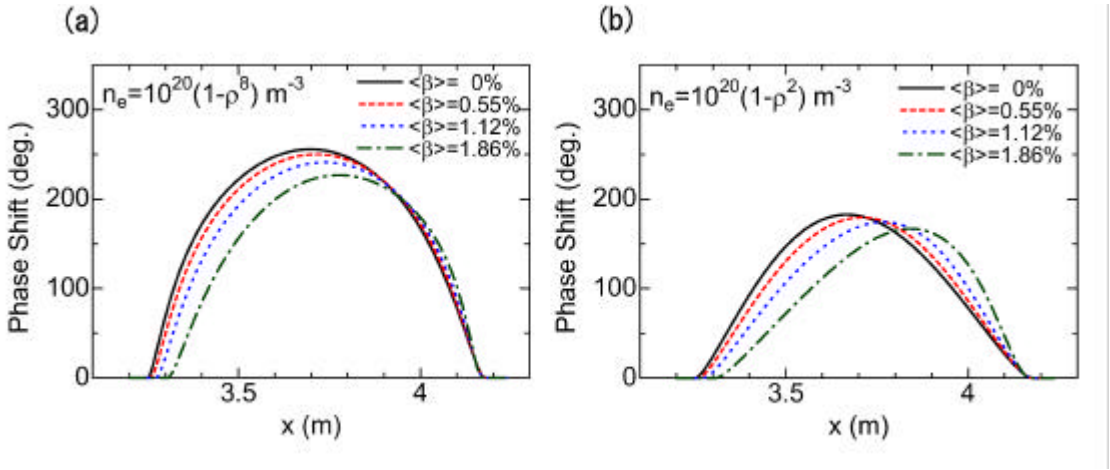


図 5.5: (a) 密度分布形 $(1-\rho^8)$、(b)$(1-\rho^2)$ の場合の位相変位量の体積 β 値依存性

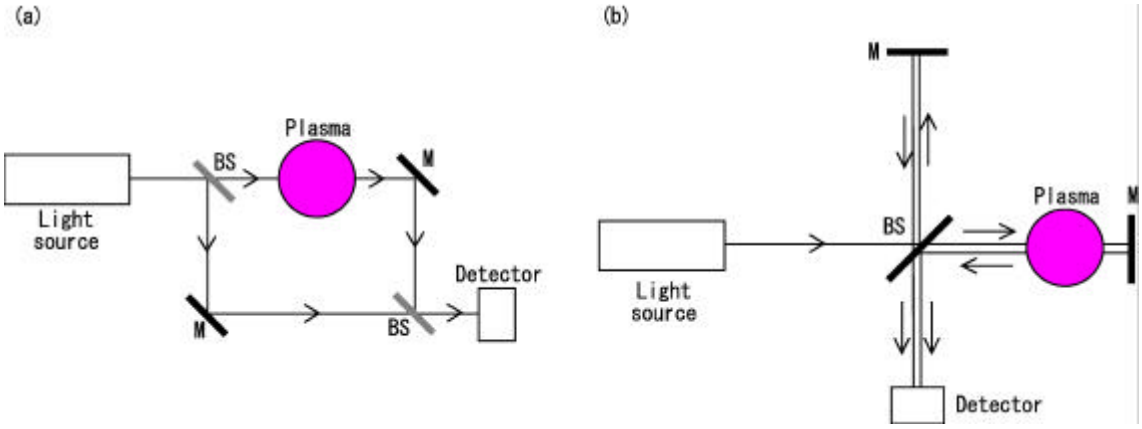


図 5.6: (a) マッハ・ツェンダー干渉計配位、(b) マイケルソン干渉計配位

加と共にトーラス外側にシフトしているが、これもシャフラノフシフトによって密度が最大となる位置が外側にシフトするためである。

5.4　計測システム

5.4.1　干渉配位

図 5.6(a)(b) に磁場閉じ込めプラズマの干渉計測でよく利用される干渉計配位であるマッハ・ツェンダー干渉計配位、マイケルソン干渉計配位を示す。マッハ・ツェンダー干渉計ではプラズマ中の測定光路は片道であるのに対し、マイケルソン干渉計では往復するのが特徴である。そのため、マイケルソン干渉計のほうが位相変化が大きく、計測精度が高くなるという利点があり、LHD の FIR レーザー干渉計もマイケルソン配位を採用している [55, 56]。ただし、マイケルソン干渉計では、ミラーで反射された電磁波がビームスプリッタで検出器へ向かう一方、光源に戻る「バックトーク」があるため、光源がレーザーであれば、発振を不安定にする可能性がある。本干渉計の光源は、炭酸ガスレーザーであるためプラズマによる位相変化が小さく、この点ではマイケルソン干渉計配位が適している。しかし、イメージング手法を用いているため、マイケルソン干渉計では結像させるプラズマが、光路上にプラズマから反射鏡までの距離の 2 倍の距離を離れて二つ存在することになる。そのために、ボケのないとみなせる像が得られる「焦点深度」と呼ばれる距離を、像の幅が超える問題がある。そのため、本干渉計では位相変化は小さくなるが、ボケのない像を得るために、マッハ・ツェンダー干渉計配位を選択した。

表 5.1: アルコールレーザー干渉計と炭酸ガスレーザー干渉計の SN 比

レーザー	ϕ_{plasma} (deg.)	$\phi_{\mathrm{vibration}}$ (deg.)	SN 比
アルコールレーザー (波長 119 μm)	1910	3	637
炭酸ガスレーザー (波長 10.6 μm)	170	34	5

5.4.2 光学系

振動対策

本干渉計ではフリンジ計数ミスを防ぐため、遠赤外レーザーより波長の短い波長 10.6 μm の炭酸ガスレーザーを使用するが、短波長であるために、光学系に以下の要求が生ずる。干渉計測では、計測される位相変化は、プラズマによる位相変化 ϕ_{plasma} と、振動が引き起こす光路長変化による位相変化 $\phi_{\mathrm{vibration}}$ の和であり、λ を光源の波長、Δz を振動による光路長変化とすると、それぞれ

$$\phi_{\mathrm{plasma}} \propto \lambda \tag{5.1}$$

$$\phi_{\mathrm{vibration}} \propto \frac{\Delta z}{\lambda} \tag{5.2}$$

という関係がある。これより、短波長レーザーを光源として使用する場合は、測定したい成分は小さく、ノイズ成分は大きくなり、その結果として SNR が劣化する。表 5.1 に、LHD の典型的な放電条件 ($\overline{n}_{\mathrm{e}} = 5 \times 10^{19}$ m^{-3}、プラズマ中の光路長 $= 2$ m、$\Delta z = 1$ μm) における炭酸ガスレーザーの ϕ_{plasma}、$\phi_{\mathrm{vibration}}$ を示す。比較のため、波長 119 μm のアルコールレーザーのそれらも示した。このように、炭酸ガスレーザーを用いた場合は、振動が及ぼす効果は大きく、既存の FIR レーザー干渉計と比較して 2 桁 SNR が小さくなる。従って、本干渉計では振動の抑制・補正が必須であり、以下の対策を講じている。

1. すべての光学系を空気バネを用いた除振架台に設置する。
2. 振動補正用干渉計を併設する。
3. 光学素子を共通にするため、参照光をシート状プローブ光の端部とする。

1 の除振架台は元々FIR レーザー干渉計のために設置されたものである [163]。図 5.7 にその模式図、図 5.8 に LHD 全体と設置されている除振架台の写真を示す。

床面上部の除振架台フレームは空気バネの上に載り、床面下部のフレームは空気バネに吊り下げられており、それぞれ完全に床及び LHD 本体から分離されている。レーザー本体やヘテロダイン検波のための周波数シフター、ビームエキスパンダー等から構成される炭酸ガスレーザー干渉計のトランスミッション光学系を床面下部

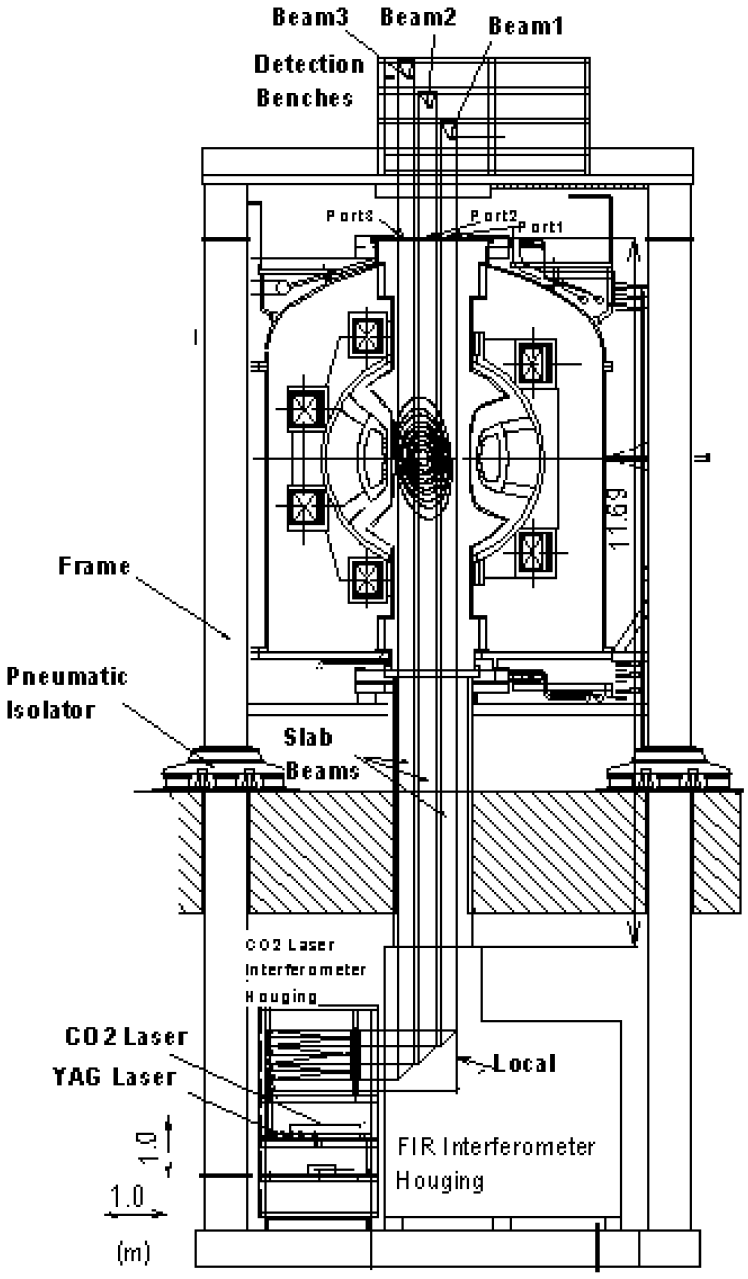


図 5.7: 除振架台と LHD、光学台の配置図。除振架台は空気バネとフレームから構成されている。

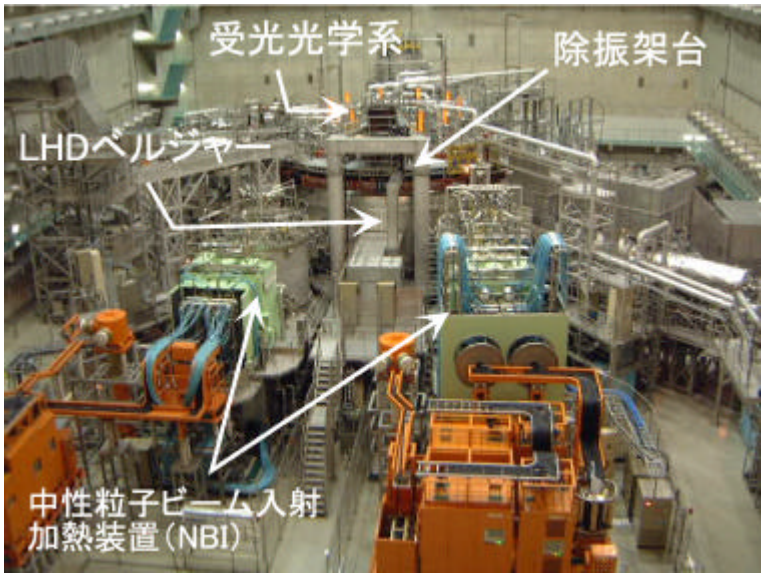


図 5.8: LHD と除振架台

フレーム上に、結像光学系や検出器などから成る受光系は除振架台上部に設置した。図 5.9、5.10 にそれぞれの写真を示す。各光学系はパネルで囲み、気流や音の影響や光学素子へのホコリの付着を防いでいる。

2 の振動補正用干渉計の光源には、本干渉計では CrystaLaser 社の半導体励起 YAG レーザー (波長 1.064 μm) IRCL-1064-100-S を使用した。5.5.3 節で述べたように、振動補正用干渉計の光源は、波長が短い方が密度評価の精度が高くなる。そのため、候補としては波長 0.63 μm または 3.39 μm の He-Ne レーザーがある。しかし、いずれも出力は数 mW 程度しかなく、十分な SNR が得られない可能性がある。波長 1.064 μm の YAG レーザーは、これまで核融合装置での振動補正用干渉計には使用された例はなかった。本研究で採用した CrystaLaser 社の YAG レーザーは、出力が連続発振で 120 mW であり、この波長に最適化したアバランシェフォトダイオードを用いることで、十分な SNR のビート信号が得られる。また、コヒーレント長が 300 m 以上と十分長く、レーザー・電源がコンパクトで取り扱いも簡単であることも選択理由である。この製品は出力 0.7 W のものまで用意されており、信号強度を強めたい場合などでも十分対応できる。

3 の光学系とすることで、参照光と測定光が受ける振動もほぼ等しくなるため、振動による位相変動は両光の位相差を取る際にキャンセルすることができる。LHD では 4.6.1 節で示したように、最外殻磁気面がプラズマの境界ではなく、エルゴディック層へプラズマが広がっている。そのため、既存の FIR レーザー干渉計でのデータから実験的にプラズマが存在しないと確認された、R=4.29 m にシート状プローブ光の端部を位置させて参照信号を検出している。

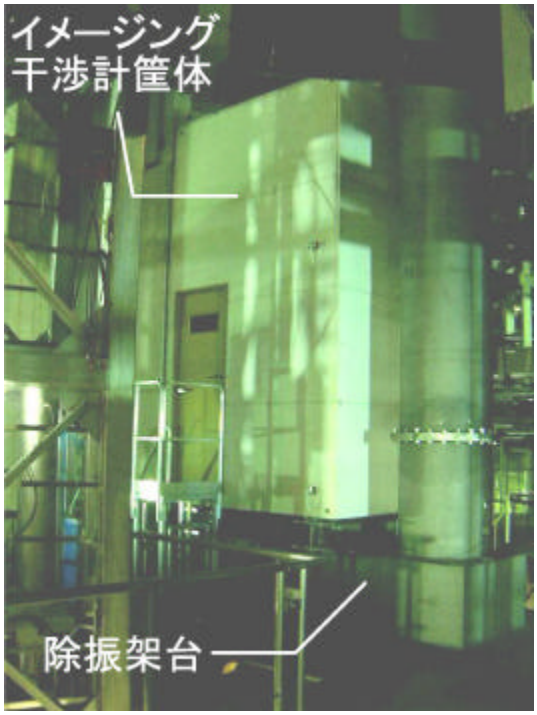


図 5.9: トランスミッション光学系を納めた筐体の外観

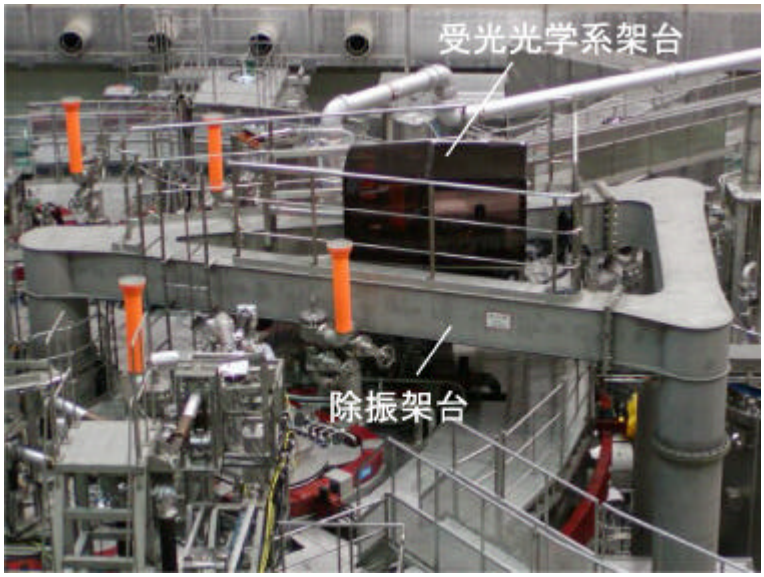


図 5.10: 受光系の外観

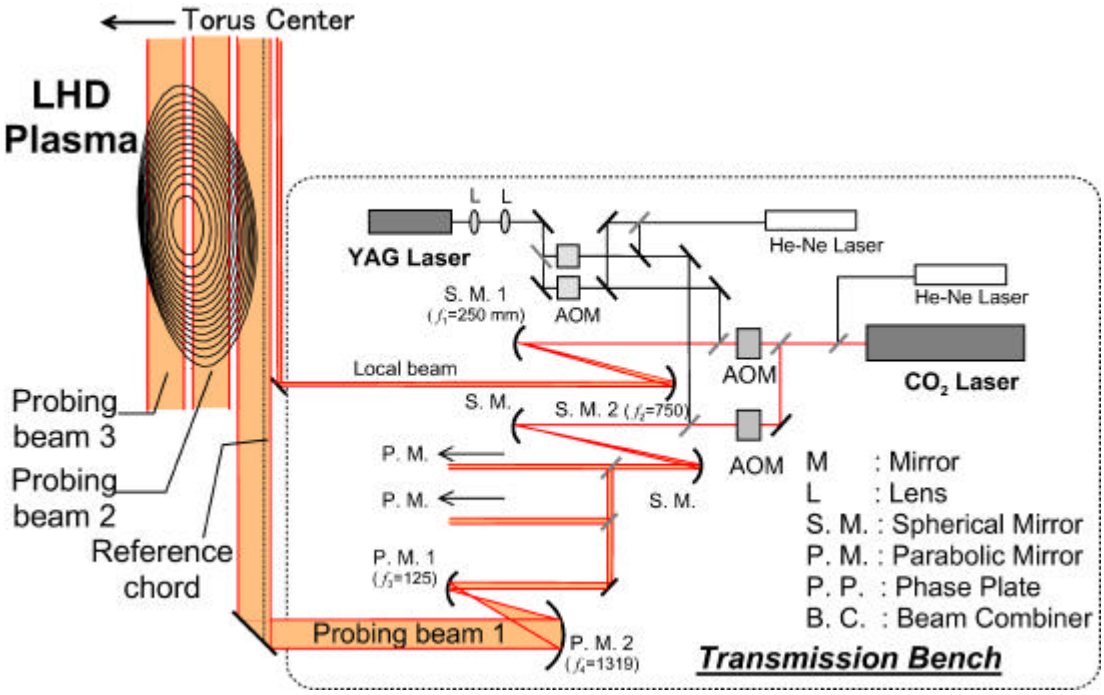


図 5.11: トランスミッション光学系の模式図

トランスミッション光学系

図 5.11 にトランスミッション光学系の模式図を示す。本干渉計のトランスミッション光学系は、3.4 節で示した典型的なヘテロダイン方式の光学系である。図中の He-Ne レーザーは光軸調整のために用いている。炭酸ガスレーザー光をプローブ光とローカル光の 2 つに分け、それぞれ AOM を用いて周波数を 40、41 MHz(Complex demodulation 法による位相差抽出の場合は 40.09 MHz) 偏移させる。これにより、両光をミキシングして生成するビート信号の周波数は 1 MHz(90 kHz) となる。周波数偏移させた後、2 枚の球面鏡で構成した拡大率 3($f_2/f_1 = 750/250 = 3$) のビームエキスパンダでプローブ光・ローカル光を共に平行光にする。プローブ光のシート状に加工するのは、次のように行った。まず、50 mm × 50 mm の放物面鏡 P. M. 1 を用いてスポットサイズを P. M. 2 位置で ω=160 mm まで広げる。次に、250 mm × 50 mm の放物面鏡でビームの中心部分を切り出し、放物面鏡と同じ大きさのシート状に加工する。このとき、平行光は 5.3 倍 ($f_4/f_3 = 1319/125 = 5.3$) に拡大される。本研究では、トーラス外側プラズマ周辺を透過する Probing beam 1 を用いて計測を行った。また、プローブ光を 3 本に分岐することで、プラズマのポロイダル断面のほぼ全域を計測できる。ただし、この場合はそれぞれのビーム強度が低下する問題がある。そのため、プローブ光をオーバーエキスパンドして中心を切り出す方法で

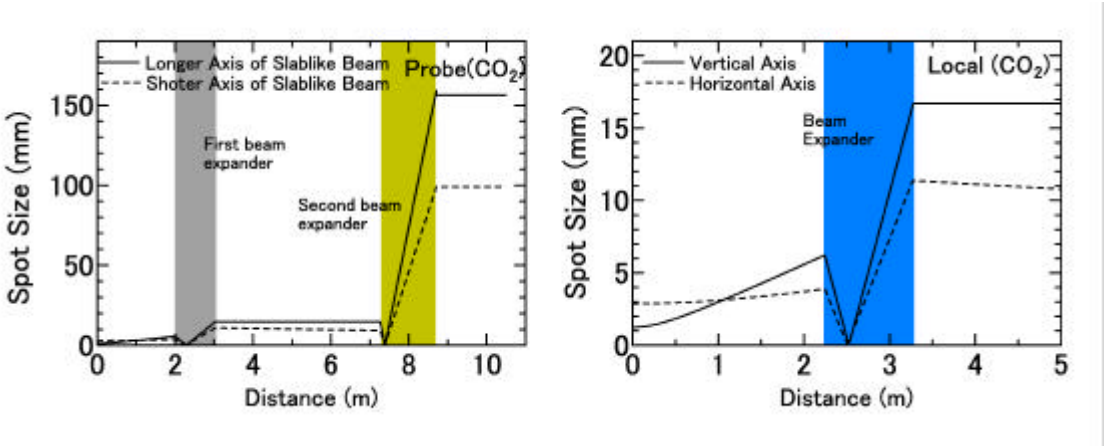


図 5.12: トランスミッション光学系における炭酸ガスレーザー光のビームスポット

はなく、S. M. 1 と S. M. 2 のビームエキスパンダでシート状ビームの短軸方向幅 50 mm まで拡大し、それを 1 次元の円柱凹凸ミラーの組み合わせで長軸方向を 250 mm まで拡大すれば、パワーをロスすることなくシート状ビームを作ることができる。

振動補正用 YAG レーザー光も同様に AOM を用いて周波数を偏移させ、炭酸ガスレーザー光の AOM 透過直後にその光路を重ねている。YAG レーザー出射直後の一組のレンズは、YAG レーザーを炭酸ガスレーザーと重ねた後にビームウエストの位置を同一にするために使用している。A.1 に示したガウスビーム理論に基づいた、トランスミッション光学系における炭酸ガスレーザー・YAG レーザーのビームスポットを図 5.12、5.13 に示す。

図 5.14 に、炭酸ガスレーザーのプローブ光とローカル光のビームプロファイルを計測した結果を示す。これらはパワーメータを直線ステージでスキャンさせて計測を行った。(a)・(b) はそれぞれトランスミッション光学系の 2 番目のビームエキスパンダ出射ミラー後 ($z = 10.5$ m)、(c)・(d) は真空容器から出射直後 ($z = 24.2$ m) でのプローブ光の長軸成分とローカル光である。(c) には真空容器へ入射させるプローブ・ローカル光の位置関係を示すため、(d) に示したローカル光のプロファイルも併せて示してある。また、ガウスビーム理論に基づき、それぞれのビームプロファイルを式 (A.31) でフィッティングして評価したビームスポットも記した。(a) に示したように、P. M. 2 位置で十分ビームは拡大されて、250 mm のシート状ビームを切り出すことが可能であった。また、ビームプロファイルも乱れることなく、ガウス型をしている。しかし、真空容器出射後のビームプロファイルには、強度の強弱 (干渉パターン) が生じている。この干渉パターンを生じさせる原因には、真空窓での多重反射やシート状ビームを切り出す際の放物面鏡エッジ、真空窓やポートでの回折

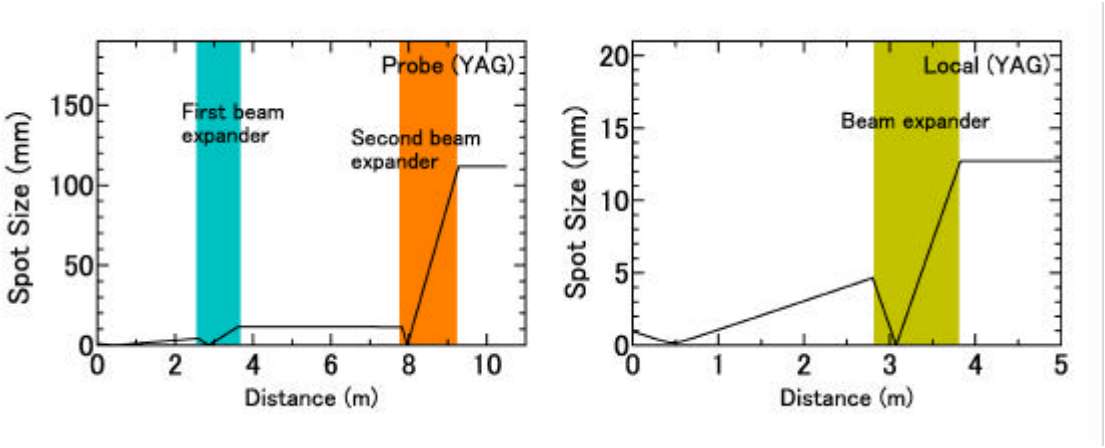


図 5.13: トランスミッション光学系における YAG レーザー光のビームスポット

の効果が考えられる。そこで、2 つの真空窓を取り外したところ、このパターンはほぼ消えたため、主要な原因は真空窓での多重反射であることがわかった。後述するが、本研究で真空窓として使用した ZnSe には反射防止コートを施していないため、炭酸ガスレーザーの反射率が 40%程度である。当然、この波面の乱れはない方が望ましいため、この問題が明らかになった後、追加製作する ZnSe 窓にはコーティングを施した。また、真空容器出射後のビーム幅は、ガウス型でないため厳密には定義できないが、干渉パターンによる強度の変化を平均化し、42 μW/mm^2 ビーム強度の最大値としてその $1/e^2$ となる位置でビーム半径を定義すると、105 mm である。2 番目のビームエキスパンダ後は平行光で、ビームスポットは 125 mm の設計であったが、これと比較して実際は 2 割程度狭くなっていた。これは、放物面鏡間隔やビームエキスパンダへ入射する光のビームパラメータの僅かな誤差が、ビームを平行光とする際には大きく影響するためである。当然、放物面鏡間隔の調整でビームスポットを広げることが可能であったが、プローブ光がプラズマ存在領域より外側も透過し、かつその部分で位相計を動作させるのに必要な参照信号強度が取れること、またプローブ光がローカル光領域に混入してしまい、(プローブ光とミキシングしていない) ローカル光単体でビート信号が生じて位相誤差となることを懸念し、本研究ではプローブ光を拡大することは見送った。

次に、ローカル光のビームスポットについて述べる。z = 10.5 m での設計値が 16.7 mm であるのに対し、実測値はほぼ 2 割小さい 13.9 mm となっている。また、(d) に示したように、真空容器出射後はプローブ光と同様に干渉パターンが生じている。プローブ光と同様に、干渉パターンを平均化して 3.39 mW/mm^2 を最大値とすると、ビーム半径は 11 mm と設計より狭く平行光になっていない。改善方法とし

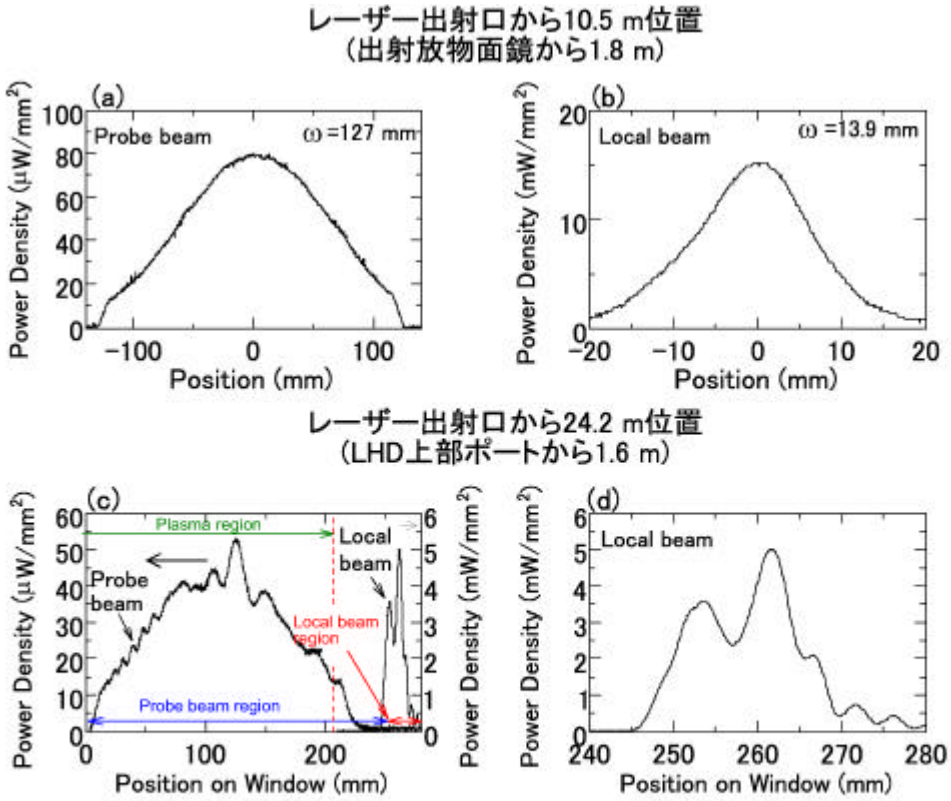


図 5.14: 炭酸ガスレーザーのプローブ光・ローカル光の実測ビームプロファイル

表 5.2: CrystaLaser 社の YAG レーザー IRCL-1064-100-S の仕様

発振波長	1.064 nm
出力	100 mW (CW)
出力安定性	1%以下 (2 時間以上)
レーザー結晶	Nd:YVO_4 & Nd:YAG
横モード	TEM_{00}
縦モード	シングルモード
コヒーレント長	300 m 以上
ビーム径 ($1/e^2$)	0.45 mm
ビーム広がり角	3.6 mrad.
AM ノイズ (RMS、10 Hz - 1 MHz)	0.5%以下
FM ノイズ	±5 MHz

ては、ビームエキスパンダの球面鏡間隔を調整することで、ビーム半径を広げて平行光に近づけることができる。しかし、ビームエキスパンダのミラー間距離を微調して、ビーム半径を拡大するに従って、干渉パターンが大きくなった経緯があった。そのため、これ以上のスポットの拡大は行わなかった。ローカル光のスポットを拡大して干渉パターンが大きくなった理由として、上下の真空ポートに設置誤差があり、ポート端にローカル光が一部接触して回折が生じたことや、真空ポート付近にある冷却配管やポート保護板での回折の影響が考えられる。

以下ではトランスミッション光学系の各光学部品の詳細を示す。

炭酸ガスレーザー 炭酸ガスレーザーは、偏光計で使用したものと同じ MPB Technologies Inc. の GN-802-GES であり、出力は約 15 W である。運転中に発振周波数が遷移することを防ぐため、共振器ミラーの 1 つを回折格子にし、波長 10.6 μm が選択的に発振されるようにしている。また、EMT による共振器長制御を行い、出力および周波数安定化を行っている。EMT 使用時の周波数変動を表 4.2 に示した。本干渉計において、周波数変動に伴う位相変動はプラズマによる位相変化と比較して十分小さい。周波数変動に関する検討は付録 A.5 に示す。

炭酸ガスレーザー用周波数変調器 周波数偏移に用いる AOM も偏光計と同一の IntraAction Corp. の AGD-406B1 を使用した。

YAG レーザー YAG レーザーは前述の CrystaLaser 社の IRCL-1064-100-S であり、表 5.2 にその仕様を示す。これは半導体励起連続発振 YAG レーザーであり、300 m

表 5.3: ISOMET Corp. の AOM Model 1201E-2 の仕様

超音波媒質	Dense Flint Glass
中心周波数	40±7 MHz
回折効率	90%以上
Bragg 角	6.0 mrad.
有効径	縦 2 mm、横 4 mm
内部ロス	5%以下

以上の長いコヒーレント長が特長である。また、レーザー自体の大きさが 30 × 30 × 120 mm、電源が 50 × 140 × 150 mm と大変コンパクトであること、水冷のいらない半導体励起であるため取り扱いも容易であることも長所として挙げられる。周波数変動は ±5 MHz に伴う位相変動は、炭酸ガスレーザーと同様に本干渉計では十分無視できる。これも付録 A.5 に詳細を示す。

YAG レーザー用周波数変調器　YAG レーザー用 AOM には、ISOMET Corp. の Model 1201E-2 を使用した。その仕様を表 5.3 に示す。付属の駆動用発振器では RF パワーが小さく、回折効率が 40%以下と低かったため、炭酸ガスレーザー用 AOM で使用している InstaAction Corp. の DEF-400C4J とパワーアンプ Model PA-4030J-8 を入力パワー上限値を超えないよう出力を調整して用いた。その結果、回折効率は 60%まで向上した。カタログでは回折効率は 90%となっているが、これ以上 RF 出力を増加させても回折効率は高くならなかったが、これはレーザー光が平行光ではなく広がり角を持つため、入射光の一部はブラッグ角を満たさないことが回折効率が低い原因と考えられる。特に、短波長ではブラッグ角は小さいため、僅かな広がり角が影響する可能性がある。

真空窓　LHD 本体に取り付けた真空窓材は、偏光計の場合と同様に ZnSe であり、図 5.15(a) に使用したレーストラック型真空窓形状、(b) に LHD に設置した真空窓の写真を示す。真空ポートと ZnSe 窓との間の真空シールには、インジウムワイヤーを用いた。これは、バイトン等の O リングが RF 加熱の際にパワーを吸収して溶け、リークが生じる可能性があるためである。また、放電洗浄による壁材からのスパッタリング粒子の付着や、酸素を吸着させることを目的にチタンを真空容器壁に蒸着させるチタンゲッターによる透過率低下を防ぐため、真空ポートの LHD 本体側にはバタフライシャッターがある。

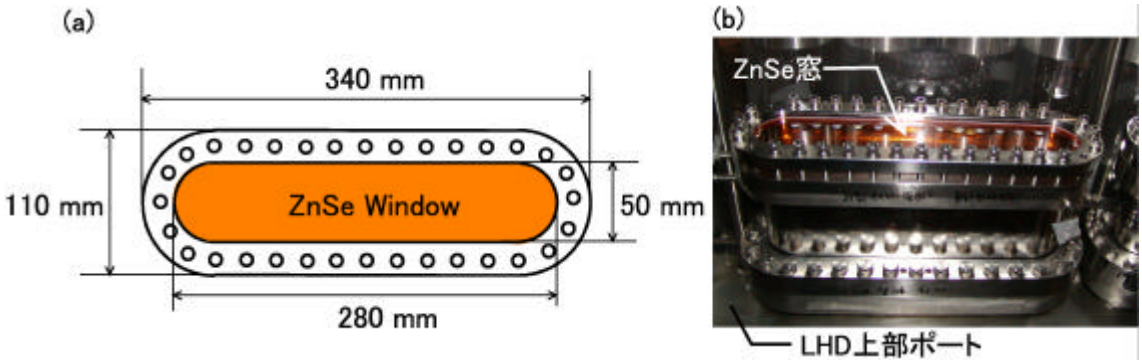


図 5.15: (a) 真空窓形状 (b)LHD に設置した真空窓

表 5.4: 炭酸ガスレーザーヘテロダイン干渉計の受光系素子間距離

Element	Focal length (mm)	Material	Distance to next element (mm)
P. M. 1	1015	-	1139.4
P. M. 2	125	-	550
L1	246	ZnSe	579
L2	120.4	ZnSe	325
L3	95.4	ZnSe	319
L4	36.5	ZnSe	30
L5	50	ZnSe	11

受光系

光学素子配置　図 5.16 に受光系の光学系模式図を示す。また、炭酸ガスレーザー干渉計、YAG レーザー干渉計の光学素子の焦点距離や、ZEMAX で最適化を行った光学素子間距離を表 5.4、表 5.5 に示す。幅 250 mm のシート状プローブ光は、検出器表面で長軸方向の長さは 3.4 mm であり、倍率は 73 倍となる。後述のように、アレイ検出器の素子間隔が 0.22 mm であるので、空間分解能は 16 mm となる。LHD に既設の 13chFIR レーザー干渉計のチャンネル間隔は 90 mm であるので、本干渉計の方が 5 倍の空間分解能を持つ。

炭酸ガスレーザー干渉計用検出器　炭酸ガスレーザー光の検出器には、Vigo System Ltd. の 10 チャンネル常温検出器アレイ (Model PCI シリーズ) を使用した。この検出器は、本体にプリアンプを内蔵している。この検出器は、半導体に光子が入射し

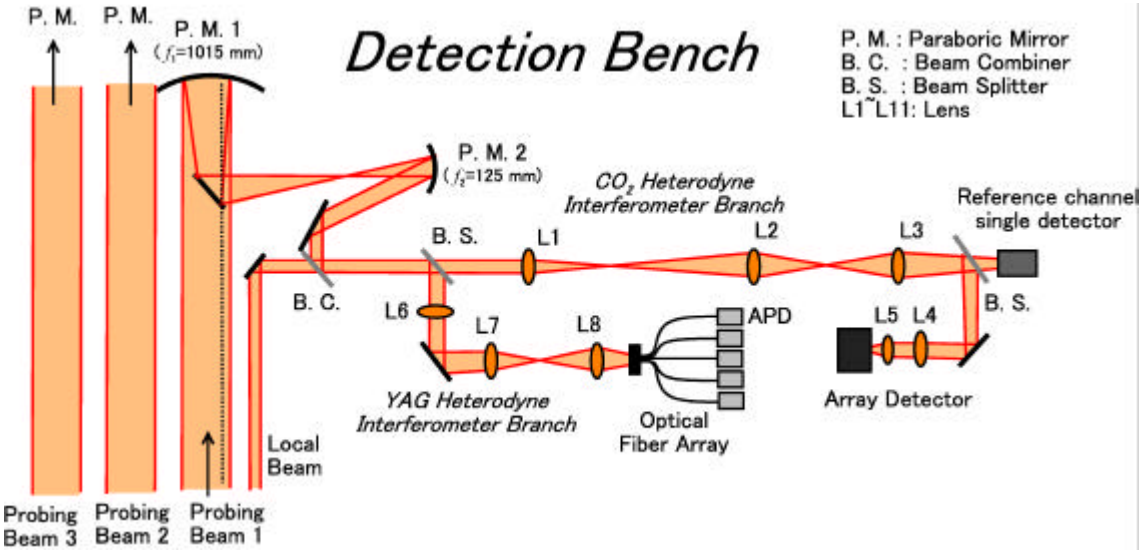


図 5.16: 受光光学系の模式図

表 5.5: YAG レーザーヘテロダイン干渉計の受光系素子間距離

Element	Focal length (mm)	Material	Distance to next element (mm)
P. M. 1	1015	-	1139.4
P. M. 2	125	-	535
L6	200	BK7	192
L7	200	BK7	110
L8	50	BK7	51

表 5.6: 炭酸ガスレーザー干渉計用 10ch 検出器アレイの仕様

Detector part	
Spectral range	2-12 μm
Responsivity	$\geq$ 0.1 V/W
Noise density (for 100 kHz)	53 nV/$\sqrt{\text{Hz}}$
Detectivity	6.2×10^6 cm$\sqrt{\text{Hz}}$/W
Active area	0.2 $\times$ 0.2 mm (0.02 mm gap)
Responce time	$\leq$ 1 ns
Upper limit of CW optical power	0.5 W/mm^2
Semiconductor	HgCdTe
Preamplifier part	
Amplification	30 dB
Bandwidth (-3dB)	1 kHz - 4 MHz
Equivalent input noise voltage	$\leq$2.5 nV/$\sqrt{\text{Hz}}$

て吸収され、電子が伝導帯中に励起されることによって半導体の抵抗が減少する光導電効果 [168] を利用している。1 個の検出器素子の大きさは 0.2 mm $\times$ 0.2 mm であり、0.02 mm の間隔で 1 次元に配置されている。表 5.6 に仕様を示す。また、この検出器を使った場合の計測視線位置を図 5.17 に示す。図 5.17 の密度分布形は FIR レーザー干渉計で計測したものであり、白丸は FIR レーザー干渉計の計測点を示す。FIR レーザー干渉計では、プラズマ周辺部の急峻な密度勾配が存在する領域には計測視線が 2 チャンネルしかなく、そこでの密度分布の精度が低いために、詳細に議論することができない。それに対して、炭酸ガスレーザー干渉計を用いる事で空間分解能が前述のように 5 倍改善され、これまで計測できなかった密度分布構造を明らかにする事が可能になると言える。

また、前述の 10ch 検出器アレイよりも高い空間分解能を必要とする場合は、InfraRed Associates, Inc. の 32ch HgCaTe(MCT) 検出器 MCT-3200 と Infrared Systems Development Corporation のプリアンプシステムを使用した。この検出器素子の 1 個の大きさは 0.5 mm $\times$ 0.5 mm であり、0.1 mm の間隔で 1 次元に配置されている。こちらは液体窒素で冷却する必要があり、デュアーの液体窒素保持時間は、バイアス電圧印加時で約 8.5 時間である。オプションとして液体窒素リザーバータンクもあり、それを用いた場合は 24 時間以上の保持時間となる。表 5.7 にその仕様を示す。後述する初期計測を兼ねたプラズマ周辺計測では取り扱いの容易さから 10ch 検出器アレイを、初期計測を経てプラズマ実験時での YAG レーザー干渉計を用いた振動

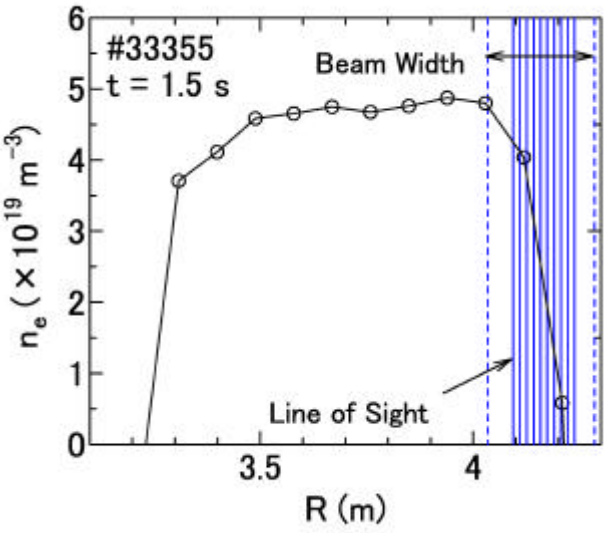


図 5.17: 10 チャンネル検出器アレイを用いた場合の炭酸ガスレーザー干渉計の計測視線位置。密度分布形は既存の 13ch FIR レーザー干渉計で計測した分布形であり、○は FIR レーザー干渉計の計測ビーム位置を示す。

表 5.7: 炭酸ガスレーザー干渉計用 32ch 検出器アレイの仕様。感度、ノイズ密度、比検出能力の値の幅は検出器素子の個体差による。

Detector part	
Spectral range	About 3-18 μm
Peak responsivity (12 μm)	$\geq$ 3200-5700 V/W
Noise density (for 10 kHz)	5.7-7.7 nV/$\sqrt{\text{Hz}}$
Detectivity	26.5-37.6 $\times$ 10^9 cm$\sqrt{\text{Hz}}$/W
Active area	0.5 $\times$ 0.5 mm (0.1 mm gap)
Upper limit of CW optical power	0.1 W/mm^2
Semiconductor	HgCdTe
Preamplifier part	
Amplification	DC 20(fixed), AC 1-100(variable)
Bandwidth	0.5 kHz - 1 MHz

表 5.8: YAG レーザー干渉計用検出器 C30950 の仕様

Spectral range	2-12 μm
Responsivity	16.5 V/W
Noise density (for 100 kHz)	53 nV/$\sqrt{\text{Hz}}$
Detectivity	6.2 cm$\sqrt{\text{Hz}}$/W
Active area	0.2 × 0.2 mm
Responce time	$\leq$ 1 ns
Upper limit of CW optical power	0.5 W/mm^2
Semiconductor	HgCdTe

補正を行う段階では、32ch 検出器アレイを使用した。

YAG レーザー干渉計検出器 YAG レーザー光の検出には、イメージ面に光ファイバアレイを置き、EG&G Optophotonics(現 PerkinElmer) のアバランシェフォトダイオード C30950 で検出した。仕様を表 5.8 に示す。また、これとほぼ同等の性能を持つものとして、PerkinElmer の C30954E、浜松フォトニクスの S8890-10 も使用した。

5.4.3 位相差抽出法

本干渉計では位相差抽出方法として 2 通りの手法を行った。1 つは、干渉計測で一般的な位相計を用いる方法、もう 1 つは炭酸ガスレーザー偏光計でも採用したディジタルバンドパスフィルタと併用した Complex Demodulation 法である。

使用した位相計は核融合科学研究所で開発・製作されたものであり、位相分解能 1/80 フリンジ (4.5 度)、時間分解能 10 μs、ダイナミックレンジは 3 フリンジである [165]。この位相分解能は、炭酸ガスレーザーを使用した場合、線電子密度に換算すると 2.64 × 10^{18} m^{-2} に相当する。本位相計は、図 5.18 に示したように、位相変化 1 フリンジ当たり 2.5 V の電圧を出力するが、位相変化が 3 フリンジを超えると 1 フリンジ当たり-7.5 V の符号が反転した出力となり、元の電圧値に戻る。先に示した位相分解能は、電圧出力が反転する際に発生するノイズで決まっており、それ以外では位相分解能は 1/500〜1/800 フリンジ (0.72 度〜0.45 度) と一桁向上する。図 5.5 で示したように、本干渉計での位相変化は 1 フリンジ以下であるため、計測の初期位相を位相計の第 1・2 フリンジ目に設定しておくことで、線電子密度分解能の上限値は 3 × 10^{17} m^{-2} 程度となる。

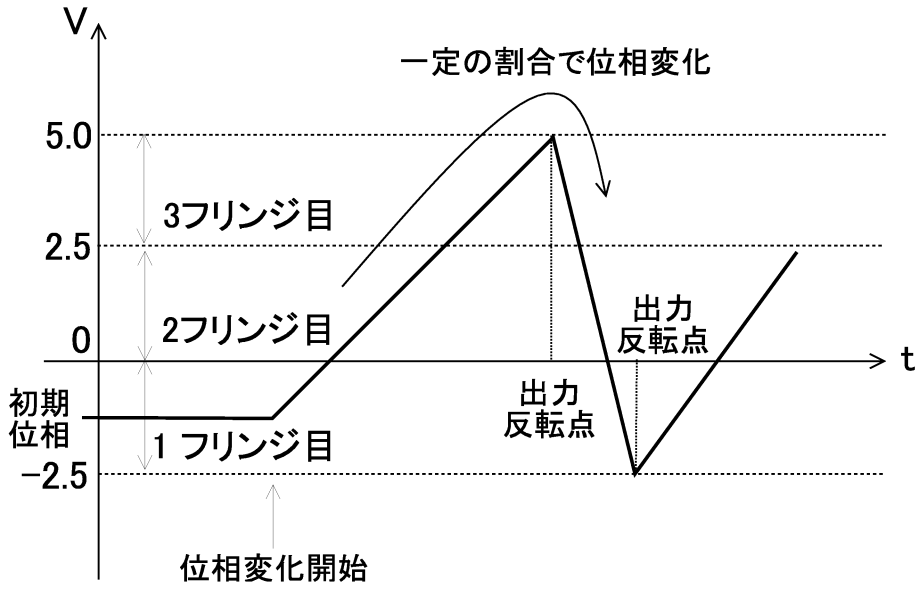


図 5.18: 位相計出力の模式図

表 5.9: CAMAC デジタイザ AURORA 14 の仕様

Channel number per module	6
Memory	128 k words/ch
Maximum sampling rate	1 MHz
bit number	12 bit

5.4.4　データ収集系

図 5.19 にイメージング干渉計のデータ収集系の構成を示す。位相差抽出に位相計を用いる場合とディジタル信号処理を利用する場合は、データ収集系の構成が異なるため、それぞれを (a)・(b) に示す。LHD 本体室からデータ収集室までの間のケーブル長は 100 m 程度であり、BNC ケーブルはシールドのための銅製ダクトの中に敷設されている。また、使用した CAMAC デジタイザは Jorway Corporation の AURORA 14 である。仕様を表 5.9 に示す。サンプリングしたデータは中央制御のデータ収集シーケンスによって、放電終了後にハードディスクに保存される。

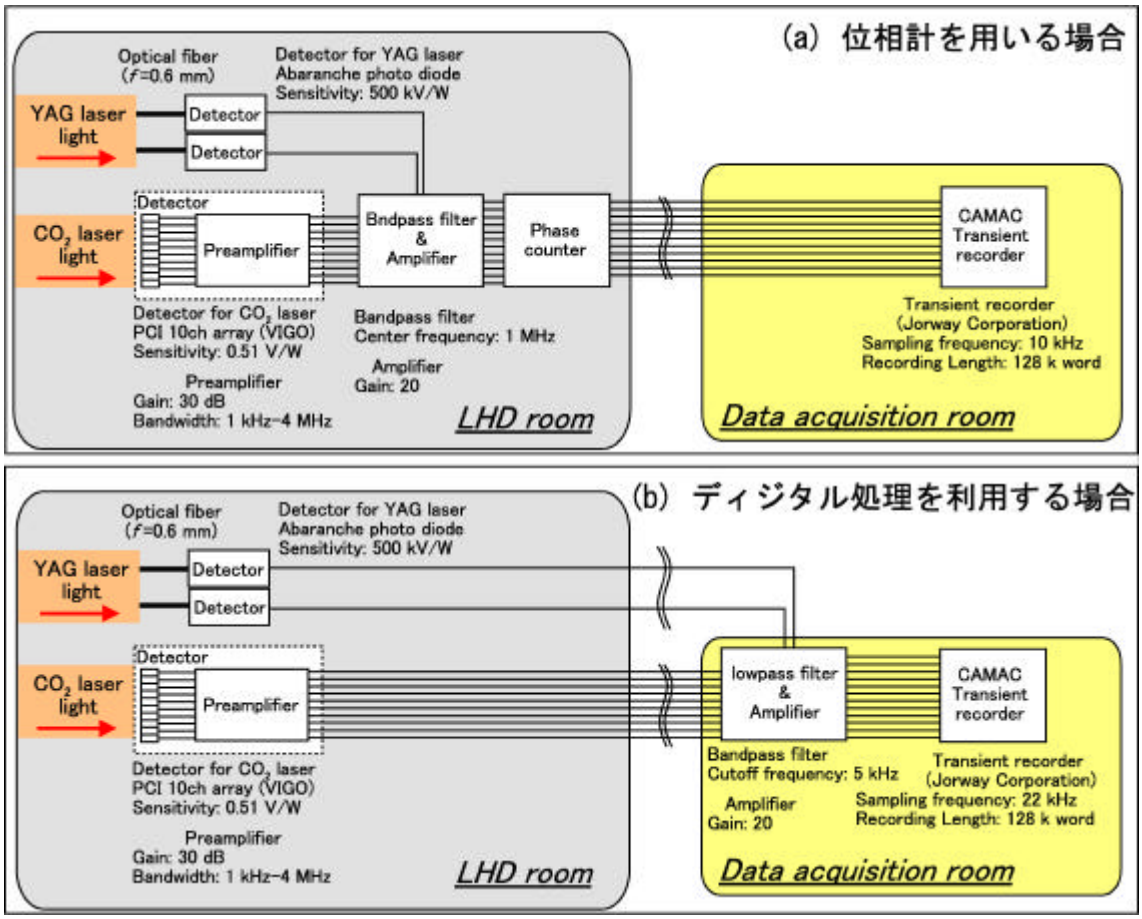


図 5.19: イメージング干渉計のデータ収集系の構成。(a) は位相差抽出に位相計を用いる場合、(b) はディジタル信号処理を利用した場合

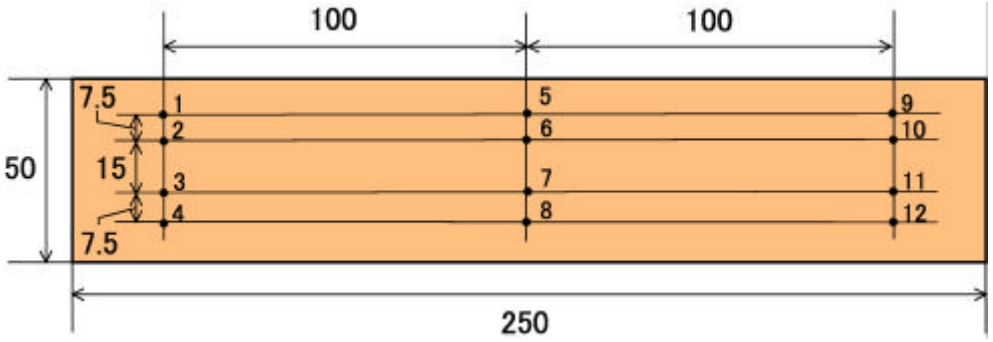


図 5.20: オブジェクト面においた点光源の位置。四角枠はシート状プローブ光、●が点光源を示す。点光源に付した番号は、図 5.21、5.22 の点光源の像の番号と対応している。

5.5　炭酸ガスレーザーイメージング干渉計の性能評価

炭酸ガスレーザーイメージング干渉計の性能は、①結像状態の質、②計測分解能、③振動補正の三つの要因で決まる。本節では、達成された①〜③をそれぞれ評価し、本干渉計の計測分解能について述べる。

5.5.1　結像状態の評価

結像状態の数値的評価

表 5.4、表 5.5 の光学配置で得られる結像状態の評価を以下に示す。まず、図 5.20 に示したようなオブジェクト面に置いた 12 個の点光源 (フィールドポイント) のイメージ面での像を図 5.21、5.22 に示す。 この図はスポットダイアグラムと呼ばれ、点光源からの光線を光路追跡し、イメージ面と交わる点をプロットしたものであり、レンズ設計などの仮定で精密な結像性能を評価するために用いられている [169]。本光学系において、オブジェクト面はプラズマの赤道面としている。ここでは、プラズマ中に波数 k=1 rad./mm の密度揺動が存在し、そのため入射波 (波数 $k_{\rm i}$) は Bragg 回折を受け、

$$\theta_s = 2\arcsin\left(\frac{k}{2k_{\rm i}}\right) \tag{5.3}$$

に従って、炭酸ガスレーザーでは 0.1 度、YAG レーザーでは 0.01 度の散乱角 θ_s を持つとして最適化を行った。仮定したプラズマ中の密度揺動波数は、LHD と同じヘリオトロンタイプの京都大学ヘリオトロン研究センターのヘリカル装置 Heliotron E で、揺動の波数は 1 rad./mm 以下のものが主要であったことより決めている [164]。このように他の装置での計測結果を参照したのは、これまで LHD において密度揺

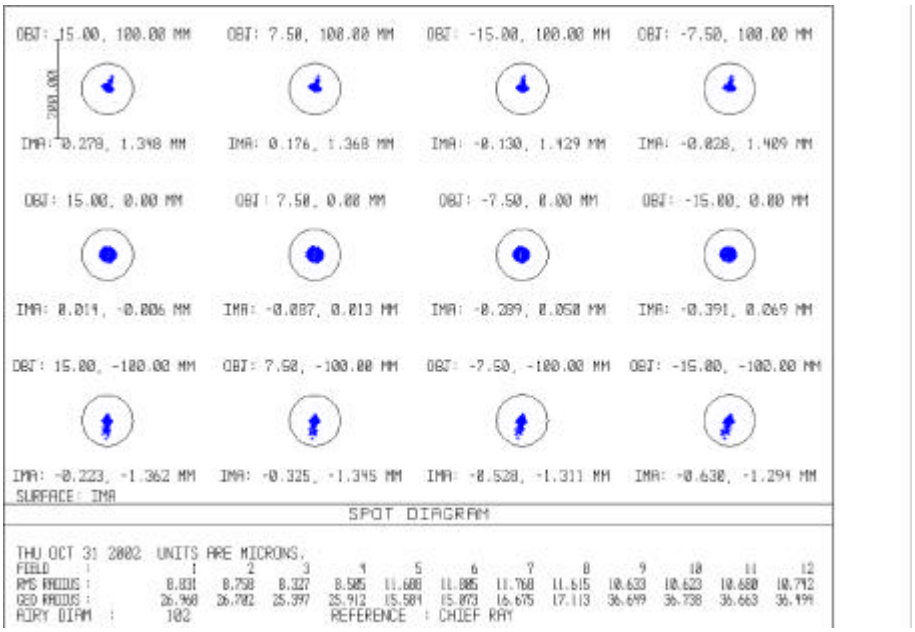


図 5.21: 炭酸ガスレーザー干渉計の点光源の像。各点の回りにある円はエアリーディスクを示す。

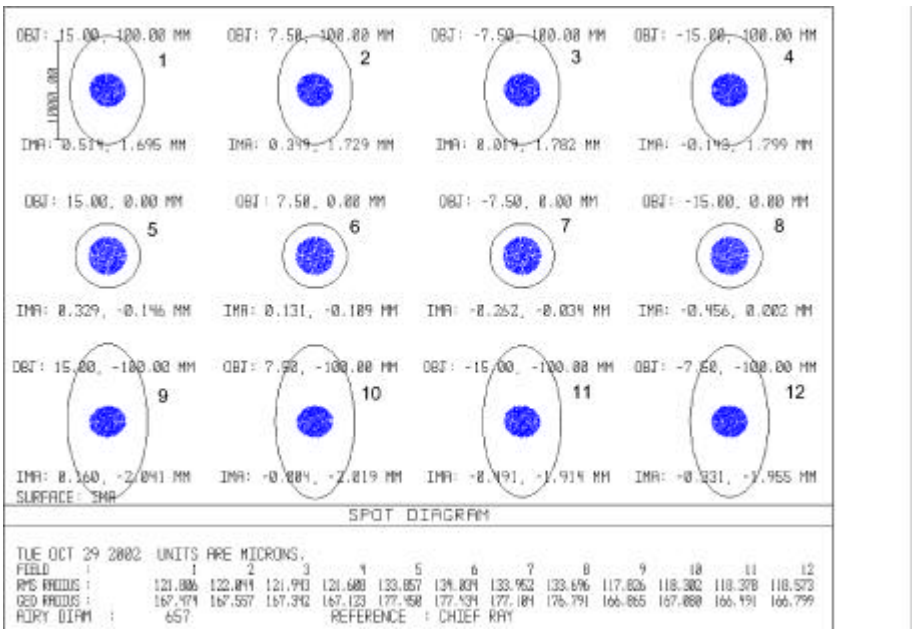


図 5.22: YAG レーザー干渉計の点光源の像。各点の回りにある円はエアリーディスクを示す。

動の波数測定の例がなかったためである。

図 5.21、5.22 には、点光源の像と、エアリーディスクを併せて表示している。レンズ表面の法線と光線のなす角が十分小さい領域のみを考える近軸幾何光学では、点光源から発せられた光は点像となる。しかし、光の波動性を考慮すると、近軸領域であってもレンズ等の光学素子が有限の大きさを持つため、フランホーファー回折が生じて像はぼけたものになる。そのため、光学系に収差がない場合であっても、フランホーファー回折パターンの第一暗環 (エアリーディスク) の半径

$$\Delta r = 1.22\lambda F \tag{5.4}$$

で与えられる像の広がりの下限値が存在し、回折限界と呼んでいる。ここで、λ は光の波長、F は光学素子開口の F 値 (焦点距離を口径で割った値) である。ZEMAX は波動光学を扱えないため、点光源の像がエアリーディスクより小さければ、その光学系の収差は十分抑えられ、光学系の解像度は回折限界で決まると言える。図 5.21・5.22 より、炭酸ガスレーザー干渉計・YAG レーザー干渉計のいずれの点光源においても、像の二乗平均半径はエアリーディスクより小さくいことがわかる。本受光系では収差による像のぼけは十分抑えられていることが確認できた。

結像系の解像力を評価する基準として、波面収差の最大値が $\lambda/4$ 以下であれば、無収差と変わりない分解能が得られるとするレイリーの評価基準 (レイリーの 4 分の 1 波長則とも呼ばれている) がある [170]。波面収差とは、一つの物点から射出された光が、出射瞳面で仮想的な参照球面 (物点から見て等位相となる面) に対して持つ位相のずれのことである。これは、距離の次元を持つ量である。レイリーの評価基準では、エアリー像の中心である Gauss 焦点での強度が無収差のときと比較して 80%以上に保たれ、点像の認識に問題がない。図 5.23・5.24 に示したのは、炭酸ガスレーザー干渉計・YAG レーザー干渉計の点光源からの光の波面収差である。シート状ビーム断面で波面収差は一様ではないため、ビーム両端と中心の 3 つの点光源からの光の波面収差を示した。各点像での波面収差分布図の横に示したカラーバーの数値は、波長に対する波面収差の割合である。炭酸ガスレーザー干渉計では、それぞれのフィールドポイントの波面収差はレイリー評価基準程度であり、良い像が得られることがわかる。YAG レーザー干渉計では、炭酸ガスレーザー干渉計よりも波面収差量はより小さくなっている。

結像状態の実験的評価

最適化した光学系で良好な結像が得られているかどうかを確かめるため、以下の実験を行った。テフロンは 10.6 μm の炭酸ガスレーザー光に対して吸収がほとんどなく、透過したレーザー光は位相のみが変化するため、位相オブジェクトとして使用できる。図 5.25(a) に示したように、厚さ 5 μm、幅 12 mm のテフロンシートをシート状プローブ光の長軸方向に電動直進ステージを用いてスキャンさせ、そのときの

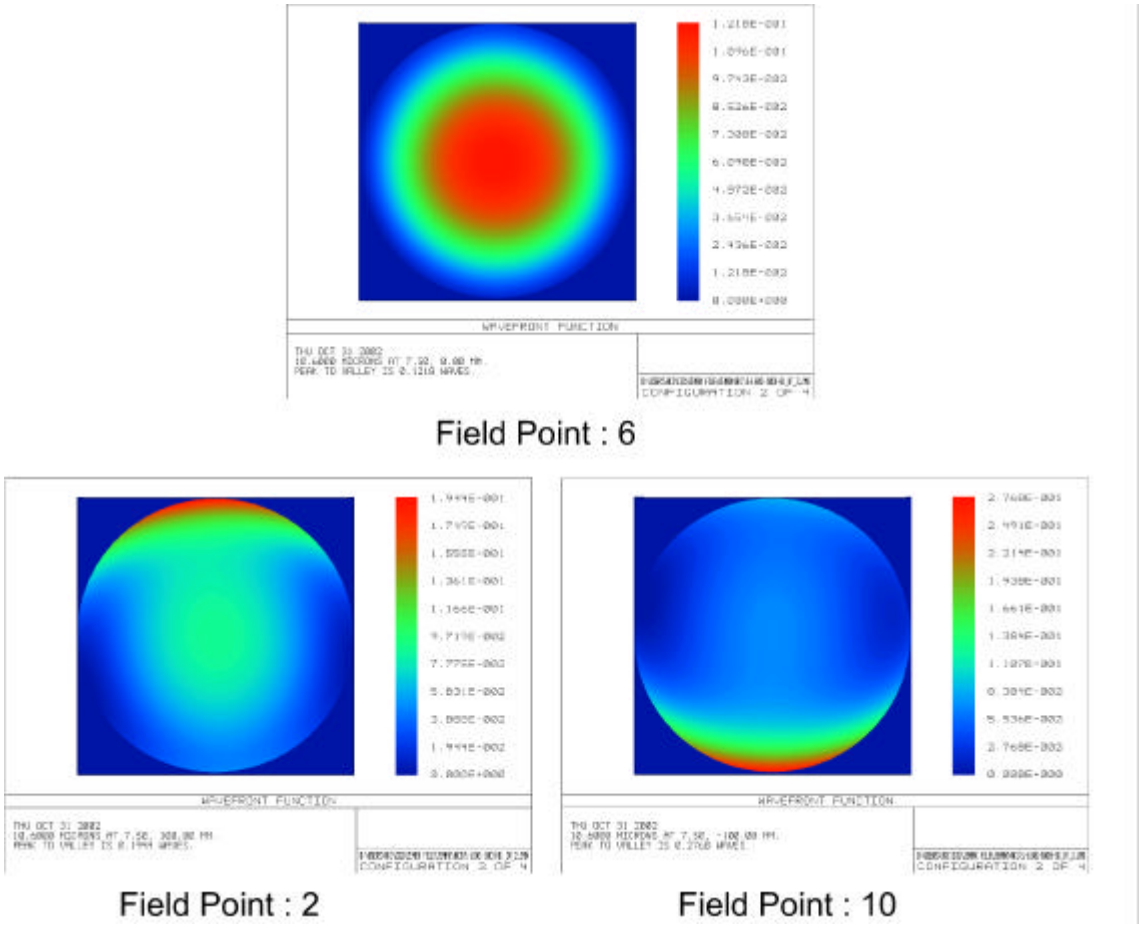


図 5.23: 炭酸ガスレーザー干渉計の波面収差

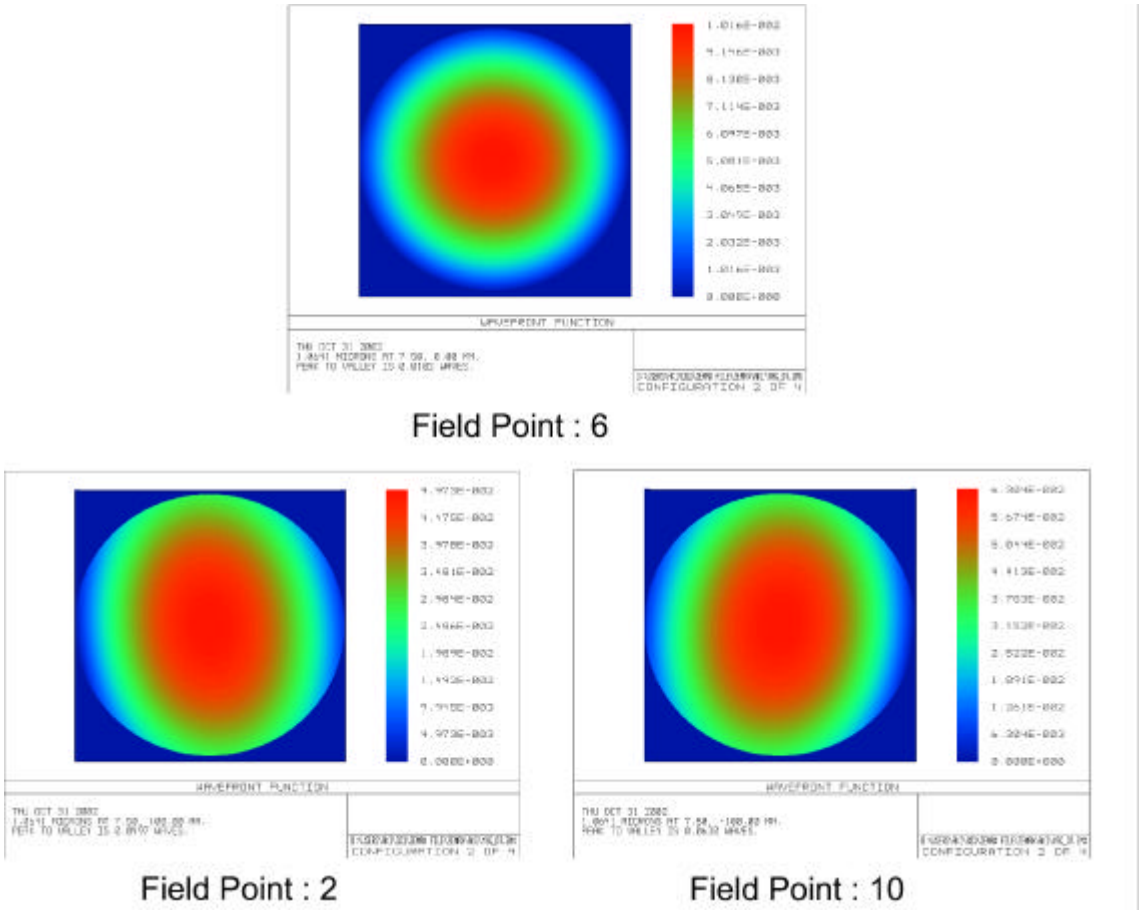


図 5.24: YAG レーザー干渉計の波面収差

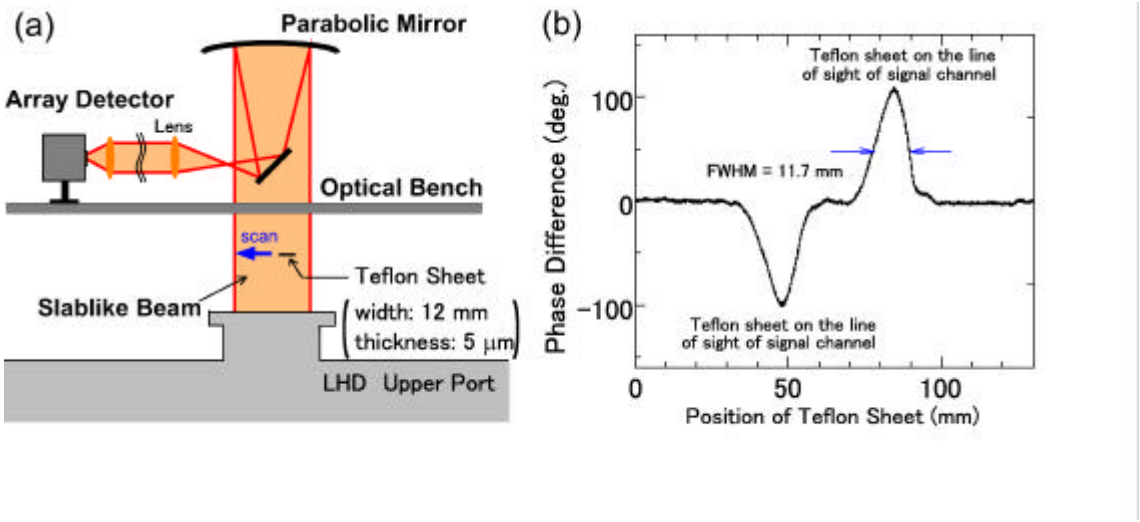


図 5.25: 結像状態を調べるためのテフロンスキャン実験。(a) は実験の模式図、(b) は 10 チャンネル検出器アレイで測定した位相変化の一例を示す。

各チャンネルにおける位相変化を 10 チャンネル検出器アレイを用いて計測した。プラズマ実験時と同じくオブジェクト面をプラズマ赤道面にとるのが理想的であるが、LHD 真空容器内で直進ステージを固定する等の作業は困難であった。そのため、直線ステージを設置できる LHD 上部ポート上をオブジェクト面とし、ZEMAX による設計通りに光学部品を配置することで、良好な像が得られるかを確認した。

一例として、位相計を用いて測定した ch3 の位相変化を図 5.26(b) に示す。このときの参照信号には ch1 を用いた。x=50 mm における負の方向への変化は、参照光である ch1 の計測視線上をテフロンが通過したためであり、x=85 mm での変化は ch3 の視線上を通過したためである。テフロンの屈折率は、製品によっても異なるが 1.347 であり [171]、厚さ 5 μm の場合の位相変化は 59 度である。しかし、計測された位相変化は 107 度とそれより大きくなっており、これは報告されている屈折率が赤外領域に対してではなく、ナトリウムの D 線 (589 nm) を用いて測定された値であること、厚さの精度などが原因と考えられる。測定チャンネル視線をテフロンが横切った際の位相変化のピークの半値幅はテフロンシートの像の幅、ピーク位置がその検出器の視線位置に対応する。各チャンネルでのそれぞれの値を図 5.26 に示す。ここで ch2 でのデータを除外したが、その理由を以下に述べる。チャンネル間隔は約 12 mm であるのに対し、位相変化の全幅はテフロンシート幅と検出器の視線の幅 (12 mm) の和の約 24 mm である。そのため、参照信号の ch1 の隣の ch2 では二つのピークの位相変化が分離できず、正確な半値幅、ピーク位置を評価できない

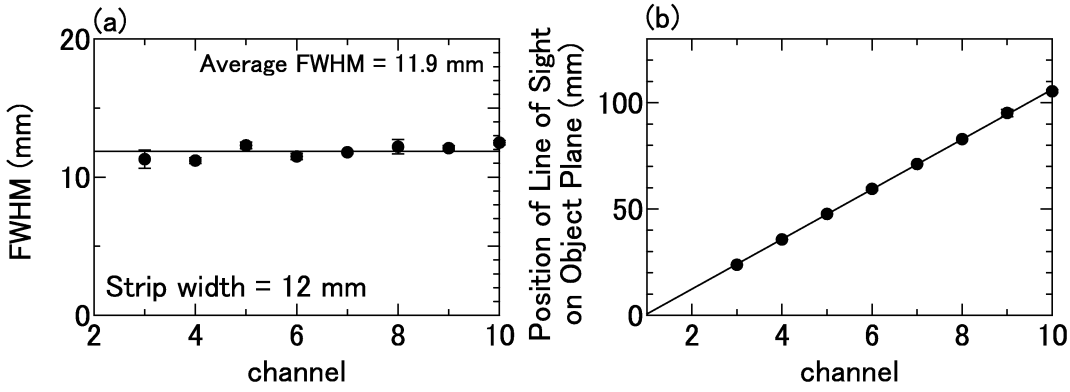


図 5.26: (a) 各チャンネルでの位相変化ピークの半値幅 FWHM、(b) 各チャンネルの位相変化ピーク位置

ため、ch2 のデータは除外した。図 5.26(a) において、半値幅のばらつきは小さく、その平均値は 11.9 mm と実像の幅とほぼ同じ半値幅になっており、像のボケがないことを示している。また、各チャンネルの視線の位置も直線的になっており、湾曲収差等による像の湾曲などがないことを示している。以上から、ZEMAX で最適化された光学系では、計算通りに光学素子を配置することで、ボケや歪みのない像が得られることが確かめられた。

5.5.2　位相・時間分解能と位相差抽出法

ここでは、2.6 度を位相分解能の目標値として設定する。これは、1×10^{20} m^{-3} のプラズマで得られる位相変化最大値 260 度の 1%であり、二桁の計測精度で計測できることを意味する。また、時間分解能は、偏光計の場合と同様にペレット入射時の密度上昇を計測できる 1 ms とする。

図 5.27 にプラズマが存在しないときの位相計出力の一例を示す。位相計を用いた場合の位相分解能を、振動の効果を無視するために 100 ms の間の信号の標準偏差と定義する。1 kHz(時間分解能 1 ms) で位相計の位相出力を計測した場合、角度分解能は 0.52 度 (線電子密度分解能に換算して 3.0×10^{17} m^{-2}) が得られた。

次に、Complex demodulation 法を適用した場合の計測分解能について述べる。付録 A.2.1 で述べるように、Complex demodulation 法を用いる場合、サンプリング周波数はビート周波数より一桁程度大きくする必要がある。ただし、ここでは、ビート周波数を 90 kHz とし、それを 22 kHz でサンプリングすることで 2 kHz のエイリ

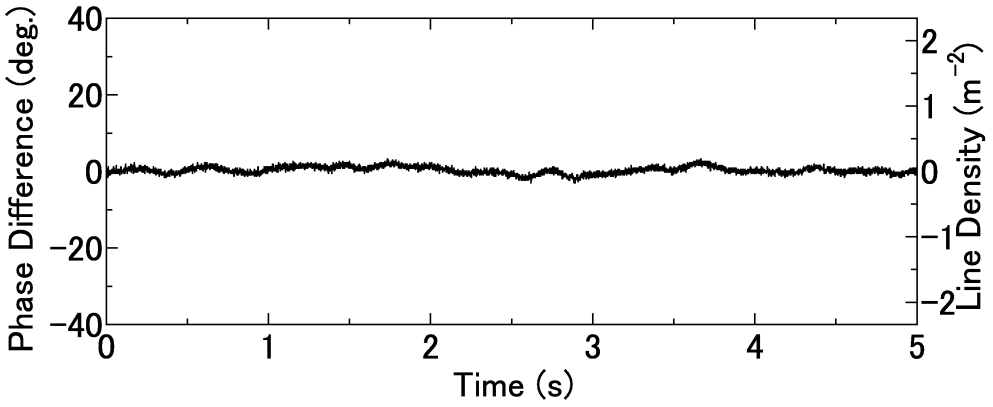


図 5.27: 位相出力の一例

アジング信号を得、Complex demodulation 法を適用した。これは、本研究で用いた CAMAC のメモリは 128 kB であり、5 秒間程度の放電時間全体で計測を行うためには、サンプリング周波数はおよそ 25 kHz 以下にする必要があるためである。位相計を用いた場合と同様に分解能を定義し、ディジタルバンドパスフィルタのバンド幅から決まる応答時間と位相分解能の関係を図 5.28 に示す。応答時間 0.8 ms では位相分解能は 0.63 度 (線電子密度分解能では 3.7×10^{17} m^{-2}) であった。

このように、いずれの位相差抽出法でも計測分解能は同程度であり、目標値を達成することができた。しかし、位相計を使用した場合、以下の問題が明らかになった。本干渉計は LHD 上部で光検出を行い、そこに設置した位相計で位相差抽出をしている。LHD は中性粒子ビーム入射加熱装置を 3 台備えているが、それらの加熱ビームの立ち上がり・立下り、および加熱ビームが加熱中に瞬間的に途切れるブレークダウン時に、ビーム電流が急激に変化するため大きな電磁ノイズが発生する。図 5.29(a) に示すようにビート信号は、NBI による大きなノイズで乱され、図 5.30 のように位相計がフリンジ計数ミスを起こす。この放電の場合は、t=1.37 秒で NBI3 号機の入射が終了しており、その立下りで発生した電磁ノイズのためにフリンジ計数ミスが起きている。これは本干渉計の設置位置が NBI に近いことでそのノイズを拾い易いという、干渉計そのものの問題というよりは LHD 固有の問題であるが、信頼性の高さを最優先項目とするには改善が必要である。

NBI ノイズの重畳を防ぐため、BNC ケーブルより電磁ノイズのシールド性が高いセミリジットケーブルを検出器〜位相計間で使用することで、フリンジ計数ミスの頻度は大幅に減らすことができたが、完全に除去することはできなかった。この対策としては、フィルタリングによって NBI ノイズを除去することが考えられる。図 5.29(b-1)(b-2) に NBI ノイズが重畳したビート信号と NBI ノイズがない場合の周波

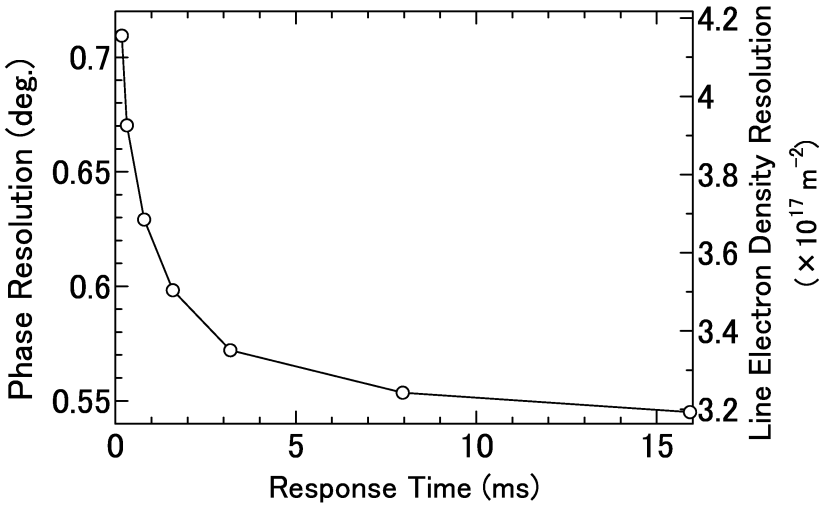


図 5.28: ディジタル処理を用いて位相差抽出した場合の分解能

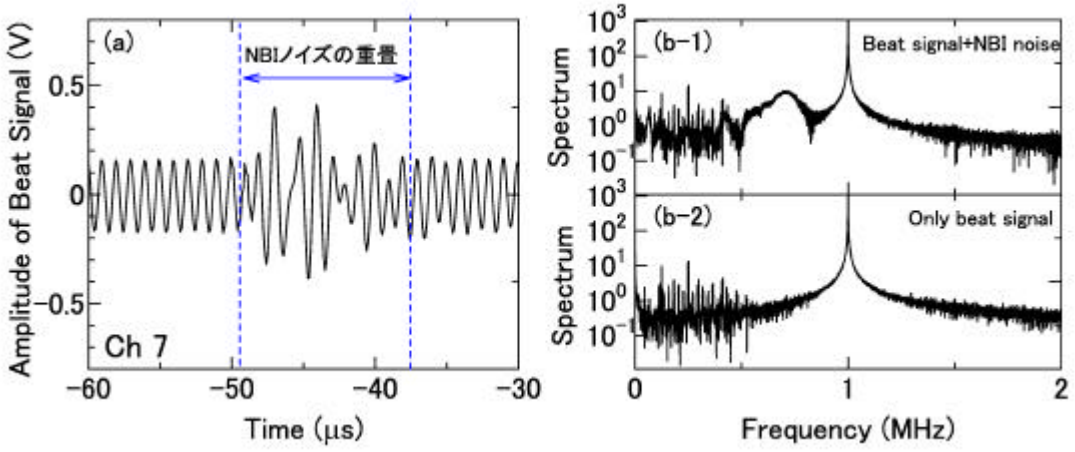


図 5.29: (a)NBI ノイズが重畳した 1 MHz のビート信号、(b-1)NBI ノイズが重畳したビート信号のスペクトル、(b-2)NBI ノイズがない場合のビート信号のスペクトル

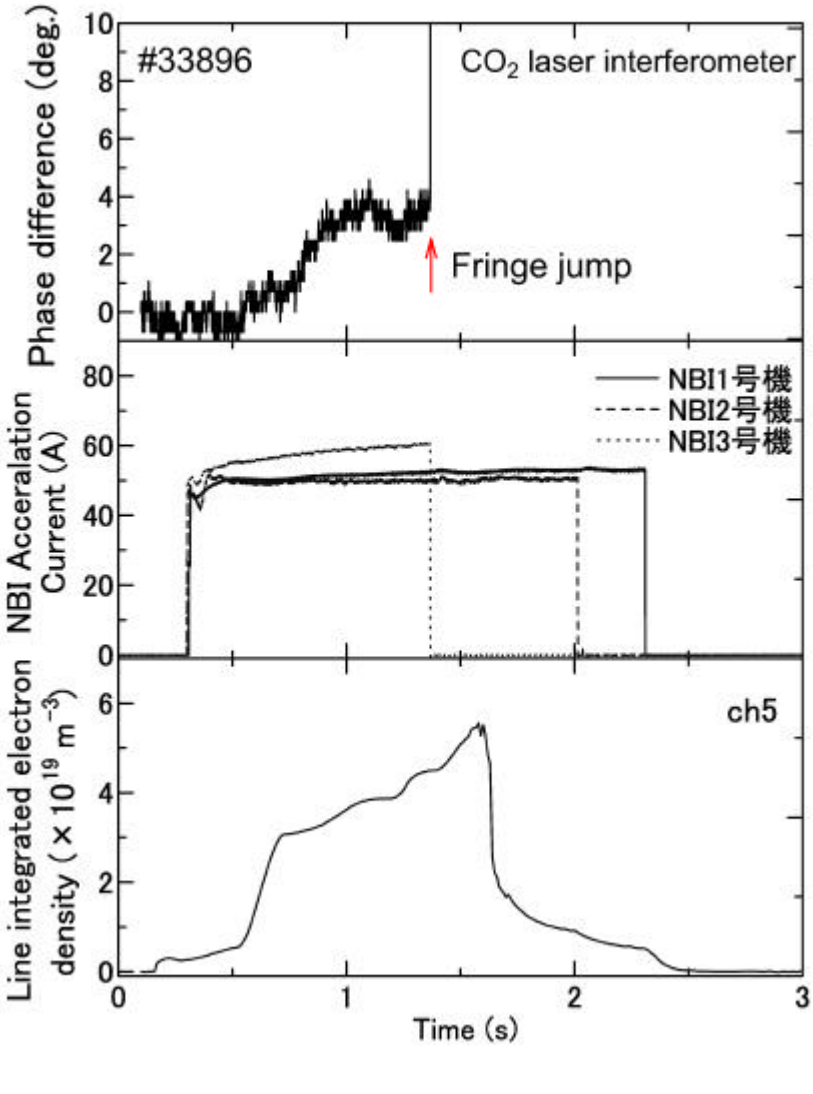


図 5.30: NBI ノイズによるフリンジ計数ミスの一例。NBI3 号機の加熱ビーム立下り時にフリンジ計数ミスが生じている。

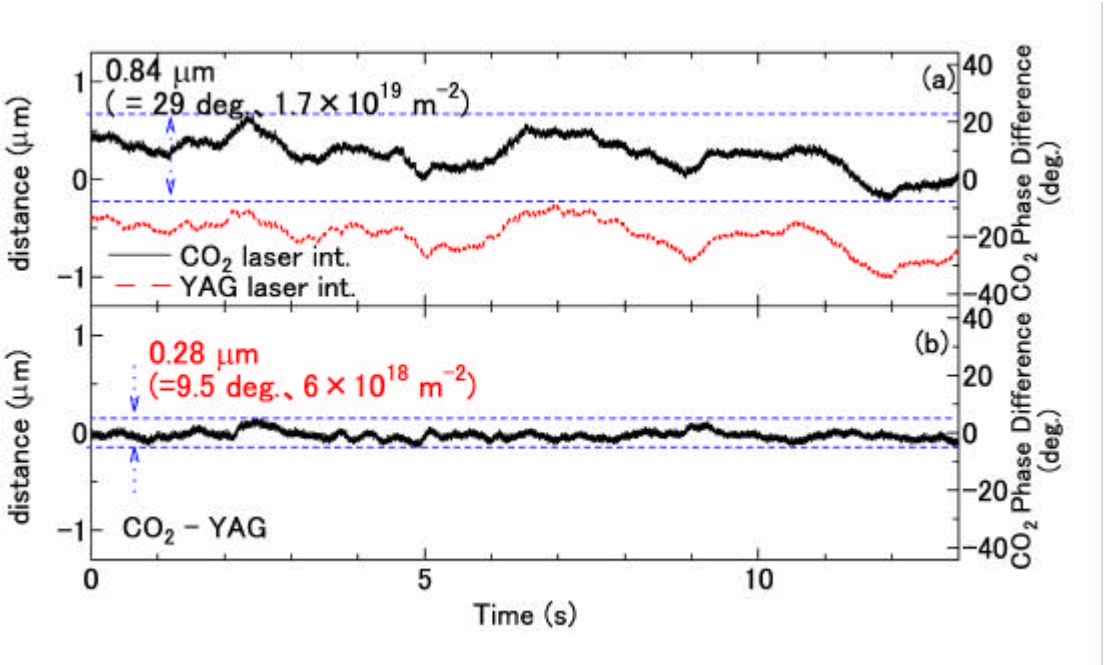


図 5.31: (a) プラズマがないときの炭酸ガスレーザー・YAG レーザー干渉計の位相差信号。(b)YAG レーザー干渉計で計測した振動成分を差し引いた炭酸ガスレーザー干渉計の位相差信号

数スペクトルを示す。ノイズの周波数は 700 kHz 程度と NBI ノイズ周波数はビート周波数と近いため、現在使用しているバンドパスフィルタよりバンド幅が狭く急峻な減衰特性のフィルタの新たな設計や、必要であればビート周波数を下げて NBI ノイズの周波数と差をつけることでフィルタリングを容易にする必要がある。この点、Complex demodulation 法はサンプリング点ごとに位相差が求まるため、NBI ノイズが重畳している時間に位相ノイズが発生するのみで、フリンジ計数ミスが避けられる。また、ディジタルバンドパスフィルタは任意にバンド幅を変更することができるため、電磁ノイズの除去が容易である。位相計を用いる場合は新たなアナログフィルタの設計等が必要であることから、本研究では位相差抽出には、主に Complex demodulation 法を用いた。

5.5.3　２波長干渉計による振動補正実験

図 5.31(a) にプラズマが存在しないときの炭酸ガスレーザー干渉計 (参照信号 : ch4、測定信号 ch8) と YAG レーザー干渉計の位相差信号を示す。(b) に示しているのは、

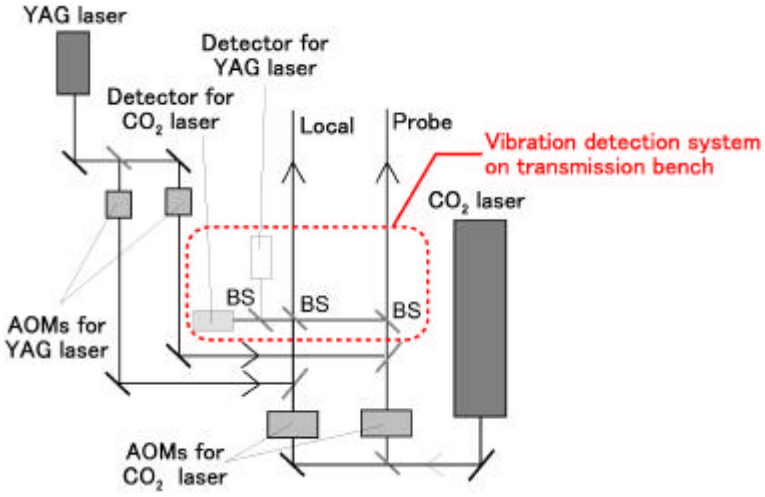


図 5.32: トランスミッション光学系における炭酸ガスレーザー・YAG レーザー光の異なる光路における振動成分検出のための光学系。点線で囲まれた部分が新たに追加した光学系

YAG レーザー干渉計で計測した振動成分を差し引いた炭酸ガスレーザー干渉計の位相差信号である。光ファイバアレイ (図 5.16 参照) の位置を調整することで、YAG レーザー干渉計の計測視線を炭酸ガスレーザー干渉計の ch4・8 とほぼ同一にし、補正に用いた。本干渉計では、図 5.31(a) に示しているように、数秒から十数秒オーダーのランダムな位相変動が観測された。この変動は両干渉計でほぼ同期しており、炭酸ガスレーザー干渉計から YAG レーザー干渉計の位相差信号を差し引くことで、その振動振幅は補正前と比較して約 30%まで減らすことができた。残った変動成分は、± 5 度 (線電子密度に換算して 6×10^{18} m^{-2}) であり、1×10^{20} m^{-3} のプラズマで得られる位相変化最大値に対して± 2%に相当する。先に設定した目標値に近い値が達成されたが、本干渉計の計測精度は残った変動成分で決まっているため、計測精度の向上のためにはその原因を明らかにする必要がある。

原因として、炭酸ガスレーザー光・YAG レーザー光を重ねておらず、それぞれを単独で伝送している光路での振動が考えられる。トランスミッション光学系では、両レーザー光を重ね合わせる前の光路長がプローブ光・ローカル光ともに 2.1 m、受光系では検出のため分離した後に 0.9 m ある。重ね合わせていない光路での機械的振動がもたらす位相変動は、除去することができずに残ることになる。そこで、図 5.32 の点線で囲まれた部分に示すように、両レーザー光の合成直後にレーザー光を分岐してミキシングし、異なる光路における機械的振動成分を検出する光学系を追加した。ここでは、参照信号用の光学系を追加するスペースを確保することが困難であったため、参照信号には AOM の駆動用 RF 信号をミキシングした信号を用い

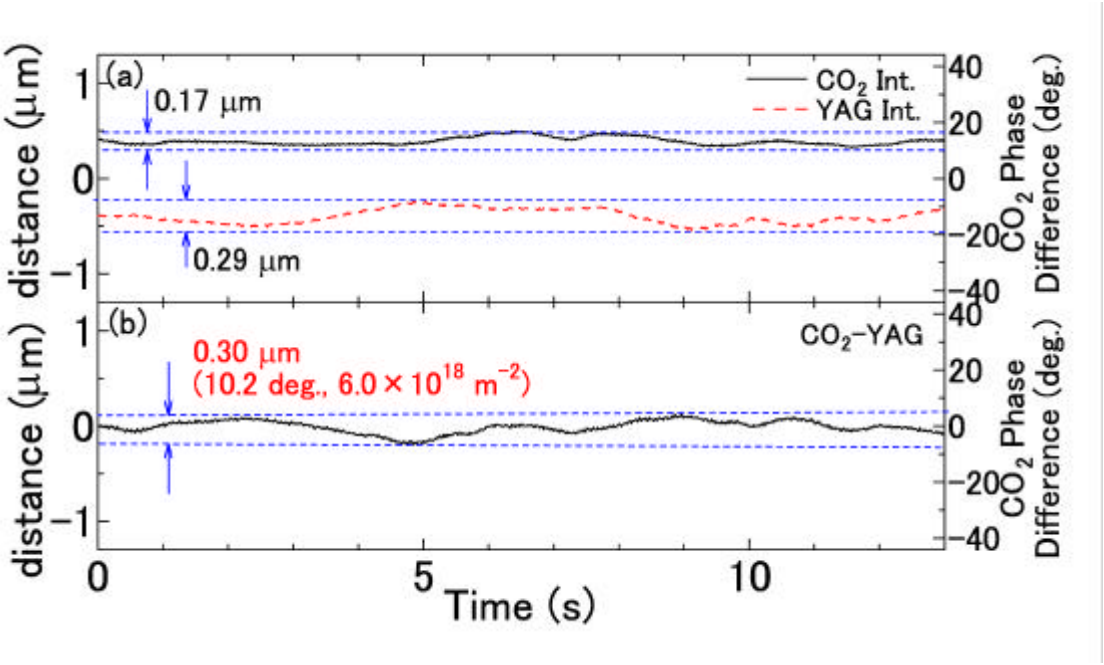


図 5.33: トランスミッション光学系での振動計測。(a) 炭酸ガスレーザー・YAG レーザー干渉計の位相差信号。(b)YAG レーザー干渉計で計測した成分を差し引いた炭酸ガスレーザー干渉計の位相差信号

た。図 5.33(a) に各干渉計の位相差信号、(b) に補正後に残ると考えられる両干渉計の位相差信号の差を示す。ここで計測しているのは絶対的な振動成分ではなく、プローブ光に対するローカル光の光路長の相対的変化である。(a) に示されているようにいずれの干渉計においても数秒オーダーのランダムな位相変動が観測され、両者は同期していない。これより、同じトランスミッション光学台であっても、光路が異なれば、異なる振動が生じていることが明らかになった。図 5.31(b) に示した補正されずに残った成分と同様に、両者の差分は数秒オーダーの時定数を持ち、変動幅は 0.30 μm であった。これより、補正できなかった成分の主要な原因は、両干渉計の光路が異なる部分での振動であるといえる。ただし、図 5.31(b) で見られる 2 Hz 程度の変動は、合成前の光路での振動には見られず、受光系でレーザー光を分離した後の光路での振動の可能性がある。受光系では、ローカル光とプローブ光をミキシングしてから伝送するため、波面が完全に一致した理想的な状態であれば、ローカル光とプローブ光に同じ振動成分が乗ってもキャンセルされる。しかし、現実的には波面にズレがあると考えられるため、受光系での振動の影響は無視できない。ここでは、光源を新たに追加しない限り、分離後の振動成分を計測する干渉計を構成できないため、対策としては分離後の光路長差を小さくした光学系を設計するこ

とが挙げられる。また、もう一つの変動の原因として、両レーザー光の波面の乱れがあると、同じ振動を受けても異なる波面が検出器に入り、検出される振動成分に誤差が生ずる可能性が考えられる。本研究で使用した ZnSe 真空窓には反射防止膜を施しておらず、裏面反射による干渉縞が生じて波面が乱れていた。上下の真空窓を外した場合には干渉縞はほとんど消えたが、同様の振動補正実験を行ったところ、補正できない成分の振幅に変化はほとんどなかった。これより、波面の乱れの効果は十分小さく、波面の乱れによる位相誤差の影響は小さいことを確認した。

シート状プローブ光中で振動成分が一様か、それとも分布しているのかを検証するため、以下の解析を行った。ch4 を参照信号とし、プラズマが存在しないときの各チャンネルにおける位相差信号を、t=0 秒での位相を基準としてその変化分を距離に換算したものを図 5.34 に示す。図には代表的な振動分布として、t=2.3、6.6、12.0 秒でのデータも併せて示している。これより、振動はシート状プローブ光中で一様ではなく、ミラーのたわみを反映すると考えられる複雑な分布を持っている。YAG レーザー干渉計のチャンネル数は、検出器数を減らすために炭酸ガスレーザー干渉計のそれと同じにするのではなく、何点かで計測し、その間は直線補間する。そこで、YAG レーザー干渉計が一つのプローブ光で必要なチャンネル数は、例えば t=2.3 s で考えると、少なくとも矢印で示した位置での 3 チャンネルで計測する必要がある。また、本研究では空間分解能を高めるためプローブ光の中央付近の約半分で計測を行ったが、プローブ光全体を用いる場合は、さらに各両側に 1 チャンネルずつは必要である。従って、振動補正を精度良く行うためには、一つのプローブ光当たり最低でも 5 チャンネルの YAG レーザー干渉計が必要である。

5.6 プラズマ計測結果

5.6.1 FIR レーザー干渉計との比較

炭酸ガスレーザー干渉計と既存の FIR レーザー干渉計の計測結果の比較を図 5.35 に示す。ここでは、YAG レーザー干渉計による振動補正は行っていない。(a) は線電子密度、(b) はそれぞれの線電子密度より Slice and stack 法で評価した密度分布である。炭酸ガスレーザー干渉計・FIR レーザー干渉計が計測するポロイダル断面は同一ではなく、トロイダル方向に約 1.6 度ずれている。LHD ではトカマクのように軸対称性がないため、計測チャンネルの大半径位置が同じでも完全な比較にはならないが、炭酸ガスレーザー干渉計で得られた放電波形は FIR レーザー干渉計の波形とほぼ相似形であった。(b) の FIR レーザー干渉計による分布形の x 軸方向のエラーバーは、プローブ光のビーム直径が 50 mm であり、そのエラーバーの範囲での平均的な密度を計測していることを示している。また、炭酸ガスレーザー干渉計の x 方向エラーバーも同様であり、こちらはチャンネル間隔が実空間で 16 mm であることを反映している。y 軸方向のエラーバーは 3.6.2 節で論じた、ベースラインの変

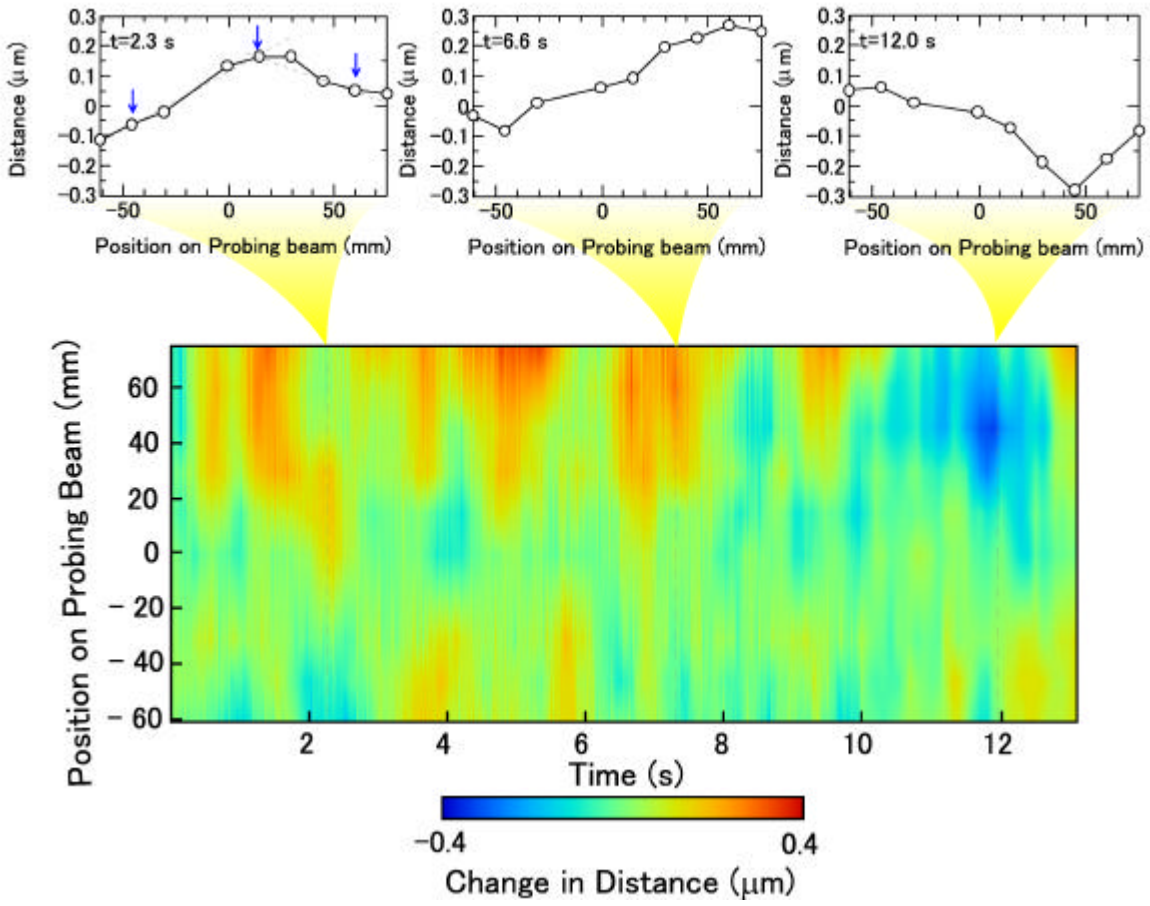


図 5.34: シート状プローブ光の長軸方向の振動成分分布。参照信号には ch4 を用い、距離の変化は t=0 s の時の各チャンネルの位相差信号を基準としている。

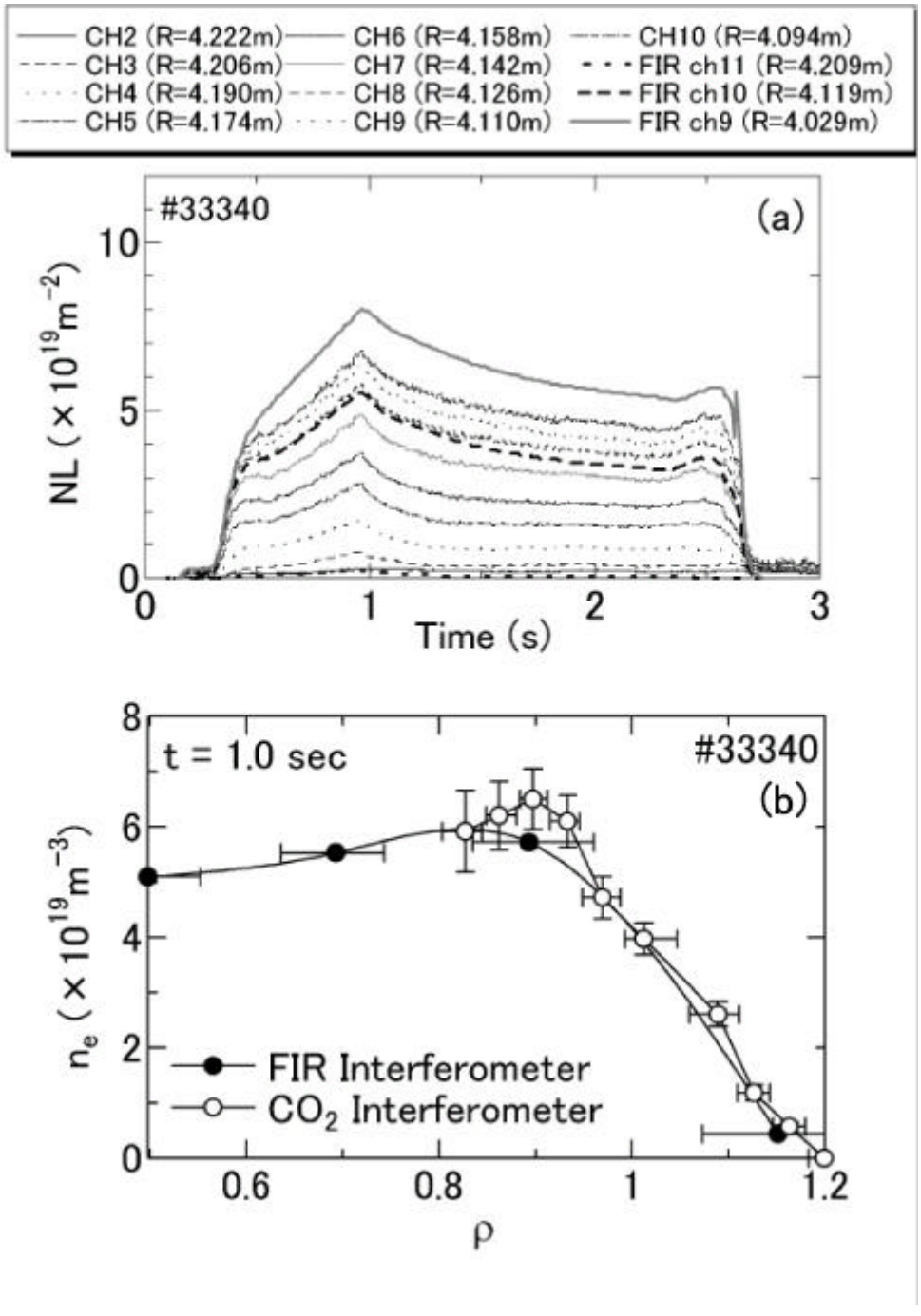


図 5.35: FIR レーザー干渉計との比較。(a) 線電子密度、(b)Slice and stack 法で評価した密度分布。

動が Slice and stack 法で伝播した誤差である。位相誤差の主要な原因は、機械的振動である。そのエラーバーは以下のように定義している。機械振動による変動成分は、計測チャンネルのリファレンスチャンネルからの距離にも依存するため、放電終了直後に放電と同じ時間幅で各チャンネルでの位相変動幅 $2\phi_i^{\mathrm{error}}$ を求め、計測誤差を $\pm\,\phi_i^{\mathrm{error}}$ とする。式 (3.73) からわかるように、密度誤差 $n_{\mathrm{e}i}^{\mathrm{error}}$ は、含まれる位相誤差 ϕ_i^{error} の符号の組み合わせに依存するため、すべての符号の組み合わせ (9 チャンネル計測ならば 2^9 回) について式 (3.73) の行列計算を行い、その各チャンネルでの密度誤差計算結果の標準偏差をエラーバーとした。

両分布形はよく一致しているが、ρ=0.9 の位置では 10%程度の差異が見られる。これは炭酸ガスレーザー干渉計の空間分解能が FIR レーザー干渉計より高いため、より微細な構造が観測できたと考えている。ただし、エラーバーは十分小さくないため、詳細に議論するには YAG レーザーによる振動補正を行って密度誤差を小さくする必要がある。

図 5.35 に示しているように、FIR レーザー干渉計で LCFS に近い ρ=0.89 の位置で高密度になっていることから、エルゴディック層へのプラズマの広がりは示唆されていた。しかし、干渉計の計測断面でのエルゴディック層の幅 (40 mm 程度) に対してチャンネル間隔が約 2 倍の 90 mm であるため、密度分布は不明であった。その点、炭酸ガスレーザー干渉計の空間分布は 16 mm で、エルゴディック層付近での密度分布計測に十分である。図 5.35 より、電子密度は ρ=1 で明確な境界を持たず、ρ=1.2 付近まで直線的に減少する分布になっていることが明らかになった。

5.6.2　プラズマ計測における振動補正

プラズマ実験時に YAG レーザー干渉計を炭酸ガスレーザー干渉計と同時計測し、振動補正を行った結果を以下に示す。ここで、炭酸ガスレーザー干渉計の検出器には、常温動作 10ch 検出器アレイに換え、より高感度の液体窒素冷却 32chMCT 検出器アレイを使用し、チャンネル間隔は 8 mm となっている。また、YAG レーザー干渉計は、一つのシート状ビームにつき 5ch 計測の予定であるが、光量が少なくビーム周辺で十分なビーム強度が取れなかったため、3ch 計測が限界であった。そのチャンネル間は直線補間による振動補正を行った。これを改善するためには、700 mW 等のより出力の大きい YAG レーザーを用いる、もしくは 2 倍程度の光量増加が見込める真空窓の AR コートなどが挙げられる。また、位相差抽出には位相計を用いている。

図 5.36(a) は炭酸ガスレーザー干渉計のみの結果であり、(b) は YAG レーザー干渉計による振動補正を行った結果である。このとき、数秒オーダーの変動に加え、100 Hz 程度の振動成分も見られた。振動成分は (b) に示すように、YAG レーザー干渉計を用いることでおよそ 60%程度に低減された。次に、振動補正前後の線電子密度に対して Slice and stack 法を適用し、分布解析をした結果を図 5.37 に示す。(a)

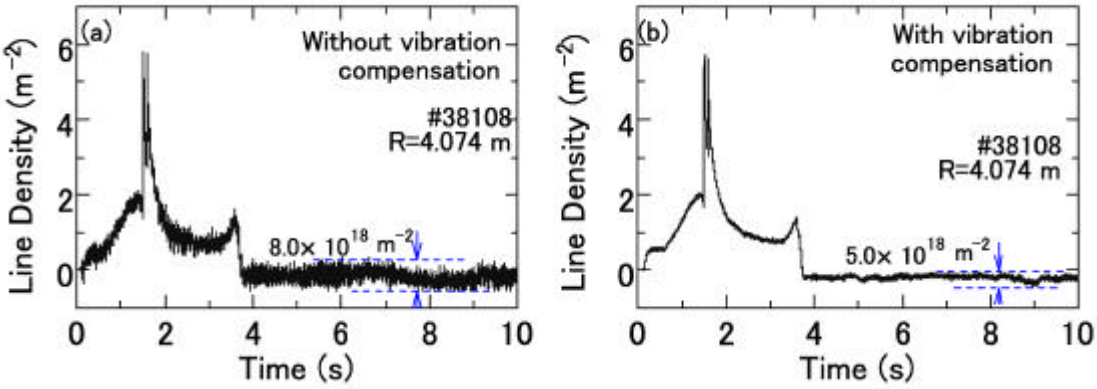


図 5.36: (a) 炭酸ガスレーザー干渉計のみ。(b)YAG レーザー干渉計による振動補正後。t=1.51、1.59 s にペレットが入射されている。

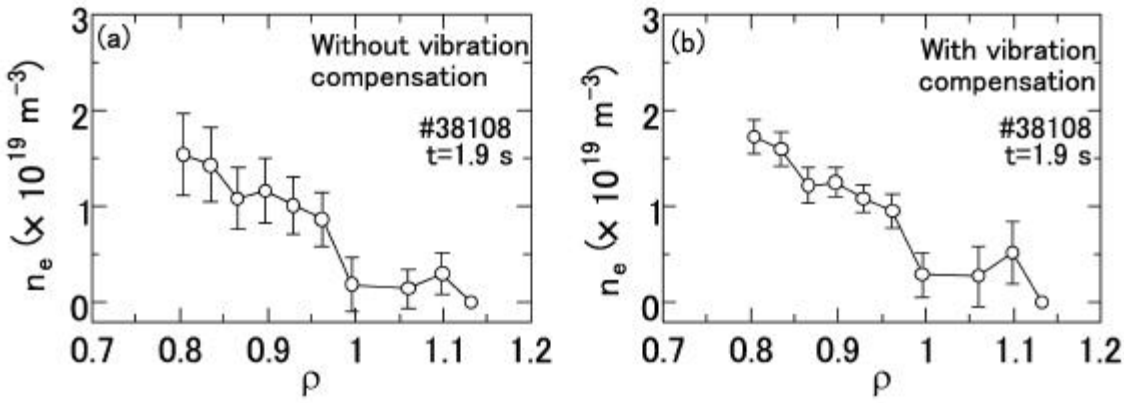


図 5.37: (a) 炭酸ガスレーザー干渉計のデータのみ用いて評価した密度分布。(b)YAG レーザー干渉計による振動補正を行った後に評価した密度分布。

は炭酸ガスレーザー干渉計のデータのみ用いて評価した密度分布であり、(b) では YAG レーザー干渉計による振動補正を行った後に密度分布を評価している。両者のエラーバーを比較すると、振動補正後はおよそ半分にすることができた。振動補正の初期計測であるため、32ch の炭酸ガスレーザー干渉計検出器のすべてのチャンネルを使用しなかったが、今後位相計を増やすことで、より高空間分解能・高密度分解能の干渉計測が可能になる。また、振動補正後、ρ=1.06、1.1 でのエラーバーが大きくなっている。これはこの領域で炭酸ガスレーザー干渉計と YAG レーザー干渉計の外挿して得られた位相差信号が同期しておらず、むしろ位相変動成分を大きくしており、振動補正が正しく行われていないためである。これを改善するには、上記の YAG レーザーのビーム強度を増大させ、この領域に YAG レーザー干渉計のチャンネルを追加する必要がある。

5.6.3　ペレット入射プラズマでの信頼性ある密度計測

図 5.38 に固体水素燃料を入射した高密度プラズマにおける計測例を示す。この放電の中心磁場強度は 2.8 T、磁気軸位置は R=3.6 m である。(a) は炭酸ガスレーザーイメージング干渉計による計測結果、(b) は既存の FIR レーザー干渉計による計測結果を示している。FIR レーザー干渉計のプラズマ周辺チャンネルでは、急峻な密度勾配によって屈折変位量が大きくなるため、フリンジ計数ミスが発生した。それに対し、炭酸ガスレーザー干渉計では、屈折変位量が小さいために周辺チャンネルにおいても問題なく計測が継続可能であった。

このような高密度プラズマにおいては、FIR レーザー干渉計ではフリンジ計数ミスが発生したチャンネルは除いて Slice and stack 法を適用して密度分布の算出を行うため、空間分解能はさらに落ちることになる。また、フリンジ計数ミスが生じなくとも、レーザー光の屈折によって通常と異なる光路での密度を反映した位相変化を受けるため、計測誤差を含んでしまう。そのため、屈折変位量が FIR レーザー干渉計の約 100 分の 1 でフリンジ計数ミスがない炭酸ガスレーザー干渉計は、高密度において信頼性が高く、空間分解能の高い分布計測が行えると言える。図 5.39(a) に図 5.38 のプラズマでの計測結果を Slice and stack 法を適用して得た密度分布形、(b) にはその放電中の分布の時間変化を示す。トムソン散乱計測でも高密度プラズマの密度分布は原理的に計測可能であるが、時間分解能が悪いためにペレット入射時のような密度分布の速い時間変化を追うことは不可能であった。それが本干渉計により、0.8 ms の時間分解能で密度分布計測を行うことができた。また、この計測により、ペレット入射直後では LCFS 付近でも 6×10^{19} m^{-3} 程度の高密度となっていることが明らかになった。

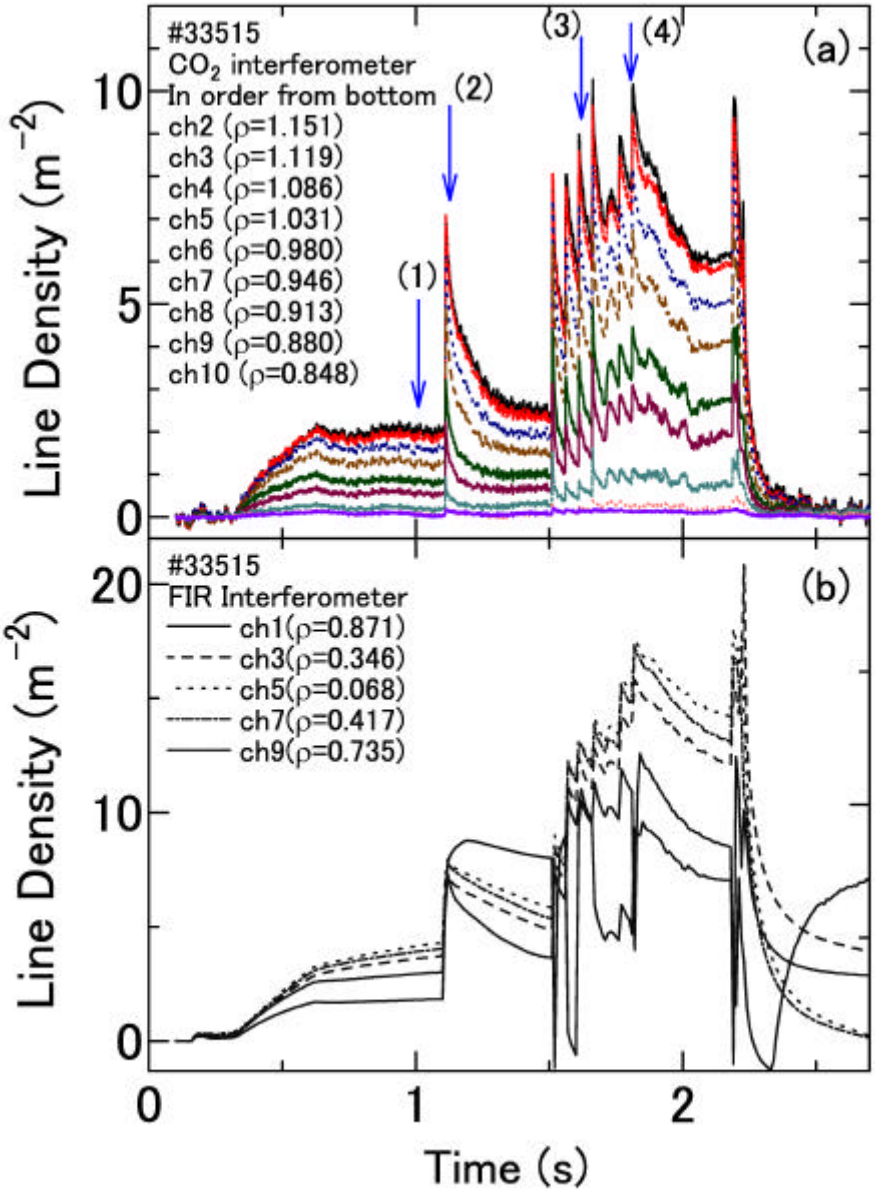


図 5.38: 固体水素燃料ペレットを入射した高密度プラズマでの計測例。(a) は炭酸ガスレーザーイメージング干渉計、(b) は既存の FIR レーザー干渉計による計測結果。プラズマ放電条件は、磁気軸位置 R=3.6 m、中心磁場強度 2.8 T である。(1)〜(4) の矢印は図 5.39 の分布形を算出した時間を示している。

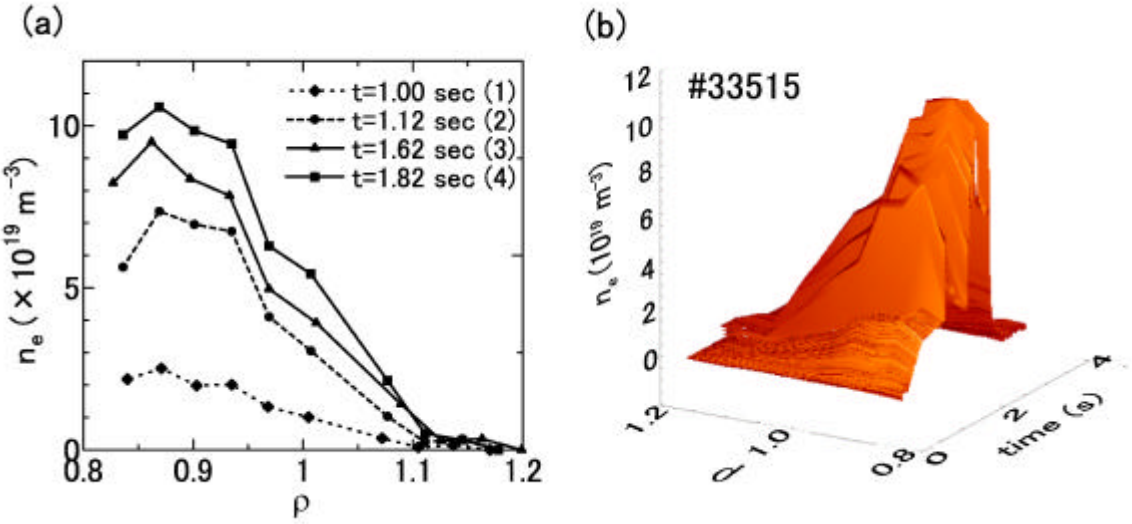


図 5.39: Slice and stack 法による電子密度分布形。(a) は図 5.38 に示した矢印での密度分布形、(b) は放電時間中の時間変化を示す。

5.7　第 5 章のまとめ

本章では、高密度プラズマにおいても信頼性が高く、かつ密度分布を高い時間・空間分解能で計測することを目的とした炭酸ガスレーザーイメージング干渉計の開発と計測結果について述べた。まず、その設計に関して行った検討結果を以下にまとめる。

1. LHD プラズマの有限 β 効果を考慮した数値計算により、計測プラズマ断面における屈折変位量と位相変化量の波長依存性を示した。そして、赤外レーザーの開発状況を踏まえ、光源に波長 10.6 μm の炭酸ガスレーザーを採用した。
2. マイケルソン型では像の幅が焦点深度を超えるため、干渉計配位をマッハ・ツェンダー型とした。炭酸ガスレーザー光は波長が短いために機械的振動対策が必須であることを示した。そして、光学系を除振構造に設置する、プローブ光の端部を参照光とする、振動補正用 YAG レーザー干渉計を併設するという三つの対策を講じた。
3. 像の歪みやボケがないように、光学設計ソフト ZEMAX で受光光学系の設計を行った。その結果、いずれの干渉計でも点光源の像は回折限界以下となり、波面収差量もレイリーの評価基準を満たす設計ができた。

次に、実際に LHD へのイメージング干渉計の設置し、計測を行った結果について以下にまとめる。

1. トランスミッション光学系・受光系を LHD に設置した。10ch 検出器アレイを用いて、空間分解能 16 mm の計測が実現できた。これは既存の FIR レーザー干渉計と比較して、5 倍高い空間分解能である。3 本のシート状プローブ光のうち、プラズマ周辺を透過する 1 本を用いてプラズマ計測を行った。
2. 結像状態を実験的に評価するため、テフロンシートをスキャンさせて位相変化を計測した。その結果、ZEMAX の計算通りの光学配置をすれば、ボケや歪みのない像が得られることを確認した。
3. 位相計および Complex demodulation 法のいずれを使用しても、目標とした 1×10^{20} m^{-3} のプラズマで得られる位相変化最大値に対して 1%以下の位相分解能が達成できた。YAG レーザー干渉計による振動補正実験を行い、振動成分は補正前の約 30%のおよそ 0.3 μm まで低減することができた。これは目標値に近い± 2%の精度に相当する。補正しきれない成分の主要な原因は、炭酸ガスレーザー光・YAG レーザー光が重ね合わせる前、または検出のための分離後の光路での振動であることを示した。シート状プローブ光の長軸方向に振動は一様ではなく、YAG レーザー干渉計は、プローブ光 1 本あたり 5 チャンネル程度必要であることを示した。
4. ペレットが入射された高密度プラズマにおいても、フリンジ計数ミスなく計測が継続可能であり、信頼性の高さを示した。そして、これまで不可能であった、ペレット入射時などの速い密度分布変化の計測を可能にした。また、ペレット入射直後は、LCFS でも 6×10^{19} m^{-3} という高密度になっており、プラズマは ρ=1.2 まで広がっていることが明らかになった。
5. FIR レーザー干渉計の線電子密度波形とほぼ相似形の波形が得られ、Slice and stack 法によって評価した分布もほぼ合致した。また、YAG レーザー干渉計による振動補正を行っていなかったためエラーバーが大きいながらも、FIR レーザー干渉計では観察できなかった細かい構造が得られた。
6. YAG レーザー干渉計を用いた振動補正を行うと、電子密度分布のエラーバーを 1/2 にすることができた。

第6章　結論

6.1　本研究の結論

本研究では、磁場閉じ込め核融合装置において、高密度プラズマでも信頼性高く、高い空間・時間分解能を持つ電子密度計測系を構築することを目的に、炭酸ガスレーザー偏光計と炭酸ガスレーザーイメージング干渉計を提案・開発した。以下に、本研究で得られた成果を総括する。

第2章では、磁場閉じ込めプラズマにおける電子密度計測の役割とそのために必要な条件を明らかにした。そして、従来の電子密度計測法の特徴を示し、それらの位置付けを行った。そして、その上で現在の電子密度計測で不十分な点を挙げ、炭酸ガスレーザー偏光計と炭酸ガスレーザーイメージング干渉計の開発がそれらを補うことが可能なことを示した。以下に第2章で行った検討をまとめる。

1. 電子密度計測は粒子補給制御や閉じ込め物理の議論に使用される。そのため、高密度や長時間放電においても高い信頼性と高い空間・時間分解能が必要である。現在、電子密度計測にはプローブ計測、反射計、トムソン散乱計測、干渉計測、偏光計測が利用されているが、高密度プラズマにおける密度計測の信頼性と、プラズマ全体で高い空間分解能の計測が同時には実現していないことを示した。
2. 電子密度計測のための炭酸ガスレーザー偏光計は、システムが簡素で、かつ高密度プラズマにおいても信頼性の高い計測が行えることを示した。また、本偏光計のねらいとして、これまで報告例がなかった偏光計測による密度分布計測の実証を行うため、3ch 接線計測とした。
3. 炭酸ガスレーザーイメージング干渉計は、高密度プラズマでも計測ミスがなく、高い空間分解能・時間分解能を持つことを示した。また、これまで適用例のなかった YAG レーザー干渉計による振動補正の有用性を示すことも目的としている。

第3章においては、密度計測偏光計・イメージング干渉計の諸原理の導出を行った。ここで取り扱ったのは、干渉法・偏光法の計測原理、イメージング干渉計が採用しているヘテロダイン法の概要と位相イメージ法、積分計測から局所量を評価するための Slice and stack 法とその誤差の伝播である。また、位相イメージ法では収差の問題を示し、それを考慮した光学設計が必要であることを指摘した。

第 4 章では、システムが簡素で高密度プラズマにおいても計測ミスのない信頼性高い密度計測を目的に開発した、炭酸ガスレーザー偏光計について述べた。さらに本偏光計は、多チャンネル計測とすることで、偏光計による密度分布や β 値の計測も目的とした。以下では偏光計開発に関する検討結果と、LHD での計測結果についてまとめる。

1. LHD プラズマの有限 β 効果を考慮してファラデー回転角と屈折変位量の波長依存性を示し、光源には波長 10.6 μm の炭酸ガスレーザーを採用した。また、炭酸ガスレーザー光では Cotton-Mouton 効果による楕円化の影響が無視できることを示した。プローブ光の入射位置の検討を行い、密度分布や β 値などの情報を少ないチャンネル数で得るには、接線半径 3.4 m、3.7 m、3.9 m 付近が最適であることを示した。
2. 偏光角の測定方式には、レーザー出力の変動や屈折の影響が小さいこと、チャンネル当たりのコストが低いという利点を持つ、位相変化から計測する方式を選択した。さらに、その中でもビート周波数を高くとれ、高い時間分解能が期待できる AOM を用いた偏光面回転法を採用した。
3. 平成 11 年に、2 台の光学台とリトロ反射鏡を、それぞれ LHD の計測用中間ステージと真空容器内に設置した。
4. 偏光面回転法における楕円偏光の影響を検討し、それによる計測誤差が無視できないことから、1/2 波長板を用いた較正実験を行った。
5. 得られたビート信号の SNR は AOM の駆動 RF 信号のノイズで決まり、100 程度であった。ロックインアンプでは時定数 10 ms で角度分解能 0.015 度、ディジタル処理の場合は、中心磁場 3 T の場合に ch2 で線平均電子密度 5×10^{17} m^{-3} に相当する 0.01 度が、ペレット入射時の密度変化にも対応できる応答時間 3 ms で得られた。このように、密度モニタとして十分な角度・時間分解能を達成した。
6. 偏光面回転法では、2 つの円偏光の波面のずれにより、波面と検出器の位置関係が変化した場合に見かけの偏光角の変動が生じることを示した。応答時間は十分な値が得られているが、除振台を用いることで、より高い応答時間で計測できることを示した。また、低密度放電で問題となる数秒オーダーの偏光角ベースラインの変動は、光軸不安定性から生じていることを明らかにした。
7. FIR レーザー干渉計ではフリンジ計数ミスにより計測ができないペレット入射による高密度プラズマにおいても、十分な精度ですべてのチャンネルで計測が継続可能であることを実証した。これにより、本偏光計が高密度においても信頼性高い密度モニタとなることを示した。各チャンネルで計測されたファラデー回転角は、光路の接線半径の測定誤差を考慮すると計算値とほぼ一致していることを示した。
8. 3 チャンネルデータより電子密度分布の評価を行い、FIR レーザー干渉計で得られた分布形とほぼ一致する結果が得られた。これにより、偏光計による密度

分布計測可能であることを初めて実証した。また、ペレット入射後、密度分布形が先鋭化してゆく様子を観測した。

9. リトロ反射鏡には保護円筒を取り付けて計測を行ったが、ミラー面が損傷し、真空容器からの戻り光強度の低下が生じた。損傷は主にグロー放電洗浄時に生じ、真空容器内へのミラーの設置には、保護用シャッター等の対策が必要であることを示した。また、リトロ反射鏡の熱的な 2 つの問題があることが明らかになった。一つは、ベーキングによる熱膨張の繰り返しのため、ミラー面固定用ねじに緩みが生じて戻り光の平行度が劣化すること、もう一つはプラズマからの入熱より光軸変化が生じて偏光角のオーバーシュートが生じることである。これらの対策として、リトロ反射鏡の水冷、それが不可能な場合には反射鏡と真空容器の接触面積を大きく取れる構造とすることや、熱伝導率の高い純金属をミラーや保護円筒材に使うことをが必要である。

第 5 章では、炭酸ガスレーザーイメージング干渉計の開発と計測結果について述べた。本干渉計の目的は、高密度プラズマにおいても信頼性高く、かつ密度分布を高い時間・空間分解能で計測することにある。以下では干渉計開発に関する検討結果と、LHD での計測結果についてまとめる。

1. LHD プラズマの有限 β 効果を考慮した数値計算により、計測プラズマ断面における屈折変位量と位相変化量の波長依存性を示した。その結果より、光源に波長 10.6 μm の炭酸ガスレーザーを採用した。
2. 干渉計配位には、焦点深度の問題からマッハ・ツェンダー干渉計を選択した。イメージング干渉計では像の歪みやボケを最小化した光学設計が必要であるため、光学設計ソフト ZEMAX でレンズ配置の最適化を行った。その結果、いずれの干渉計でも点光源の像は回折限界以下となり、波面収差量もレイリーの評価基準を満たす設計ができた。収差の影響が小さいことを実験的にも確認した。
3. プラズマ周辺を透過するシート状プローブ光を用いてプラズマ計測を行った。10ch 検出器アレイを用いて、密度勾配が急峻なプラズマ周辺の密度分布計測に十分な、空間分解能 16 mm を実現した。位相計および Complex demodulation 法のいずれを使用しても、目標値とした 1×10^{20} m^{-3} のプラズマで得られる位相変化最大値に対して 1%以下の位相分解能を達成した。
4. 炭酸ガスレーザー光は短波長であるため、機械的振動による位相変化が大きいという問題がある。そのため、除振構造へ光学系の設置、プローブ光の端部を参照光とする、振動補正用 YAG レーザー干渉計の併設という三つの振動対策を講じた。YAG レーザー干渉計により、振動成分は補正前と比較して約 30%に低減することができ、目標値に近い± 2%の位相分解能に相当する。補正できない成分の主要な原因は、炭酸ガスレーザー光・YAG レーザー光を重ね合わせる前の光路での振動であることを示した。シート状プローブ光断面で振動は一様でないため、YAG レーザー干渉計は、プローブ光 1 本あたり少なくとも 5 チャ

ンネル程度必要であることを示した。

5. 高密度プラズマにおいても、フリンジ計数ミスを起こさない信頼性の高さを示した。これにより、これまで不可能であった、ペレット入射時などの速い密度分布変化の計測を可能にした。また、ペレット入射直後は、LCFS でも 6×10^{19} m^{-3} という高密度になっており、プラズマは ρ=1.2 まで広がっていることを明らかにした。
6. FIR レーザー干渉計の線電子密度波形とほぼ相似形の波形が得られ、Slice and stack 法によって評価した分布もほぼ合致した。また、YAG レーザー干渉計による振動補正を行っていなかったためエラーバーが大きいながらも、FIR レーザー干渉計では観察できなかった細かい構造が得られた。

以上、本研究では、密度計測偏光計、炭酸ガスレーザーイメージング干渉計を開発し、LHD においてこれまで実現できていなかった信頼性があり、高い空間・時間分解能を持つ電子密度計測系を構築した。また、密度計測偏光計では、密度分布評価の実証を行い、磁場閉じ込め核融合装置での偏光計による密度分布計測の見通しを得た。炭酸ガスレーザーイメージング干渉計では、密度分布の速い時間変化を計測することを可能にし、急速な粒子輸送の変化等を解明するために必要な密度計測法を確立した。

6.2　今後の課題

1. 炭酸ガスレーザー偏光計で観察された光軸不安定性がもたらす偏光角不安定性は、低密度放電では SN 的に問題となる。この問題の解決には、現在開発中の波長 57 μm の CH_3OD レーザーを光源に用いて回転角を高め、相対的に変動成分の寄与を小さくすることが考えられる。CH_3OD レーザーは計測に用いられた例はこれまでないため、光学系の設計とベンチテストを行う必要がある。
2. 炭酸ガスレーザーイメージング干渉計を低密度放電まで利用拡大するために、YAG レーザー干渉計で補正しきれなかった成分の低減を行う。トランスミッション光学系での炭酸ガスレーザー光・YAG レーザー光合成前の光路における振動成分を測定し、YAG レーザー干渉計による振動補正後の信号からさらに差し引くことで、変動成分が低減できるか検証する必要がある。
3. 炭酸ガスレーザーイメージング干渉計の残りのシート状プローブ光を整備し、プラズマ全域で計測を行う。そして、高い時間・空間分解能という本干渉計の利点を生かし、これまで特にヘリカル系で研究の進んでいなかったペレット入射直後の掃き出しと呼ばれる密度再分配現象に着目して分布計測を行い、その物理機構を解明する。ただし、掃き出しの最中は溶発した燃料粒子はプラズモイドを形成して磁気面で密度一定となっていたないため、モデル化して Slice and stack 法、もしくは他の分布評価を検討し、適用する必要がある。

付 録A

A.1　ガウスビーム理論とビーム伝送

ガウスビーム理論とは、レーザー光の広がりについて解析を行う際に、最も基礎となる理論である。ここでは、その理論の基礎を述べる [172]。

次の波動方程式において、

$$\nabla^2 U_0 - \varepsilon\mu \frac{\partial^2 U_0}{\partial t^2} = 0 \tag{A.1}$$

U_0 を、$U_0 = U(x,y,z)\exp\left[j\left\{\omega t - \boldsymbol{k}(\boldsymbol{r})\cdot\boldsymbol{r}\right\}\right]$ の球面波とすると、以下の式が求まる。

$$\nabla^2 U + k^2(\boldsymbol{r})U = 0 \tag{A.2}$$

ここで $k = \omega\sqrt{\varepsilon\mu}$ である。(A.2) 式はヘルムホルツ方程式と呼ばれている。

$U = \psi(x,y,z)\exp(-jkz)$ とすると、(A.2) 式に代入して、

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial y^2} - 2jk\frac{\partial\psi}{\partial z} + \frac{\partial^2\psi}{\partial z^2} = 0 \tag{A.3}$$

が求まる。ここで、ψ は z について緩やかに変化するとし、$|\partial^2\psi/\partial z^2| \ll k^2|\psi|$ と近似できるとすると、(A.3) 式は以下のようになる。

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial y^2} - 2jk\frac{\partial\psi}{\partial z} = 0 \tag{A.4}$$

ここで、z 軸から離れると ψ が 0 に近づくことを考慮して、ψ を以下のように仮定する。

$$\psi(x,y,z) = \exp\left[-j\left\{p(z) + \frac{k}{2q(z)}r^2\right\}\right] \tag{A.5}$$

ここで

$$\begin{cases} r^2 \equiv x^2 + y^2 \\ p(z) \ : \ \text{phase shift factor} \\ q(z) \ : \ \text{beam parameter} \end{cases} \tag{A.6}$$

である。便宜的に

$$\frac{1}{q} = \frac{1}{R} - \frac{j\lambda}{\pi w^2} \tag{A.7}$$

とすると、

$$U = \exp\left[-j\left\{kz + p(z) + \frac{kr^2}{2}\left(\frac{1}{R} - \frac{j\lambda}{\pi w^2}\right)\right\}\right] \tag{A.8}$$

となる。したがって、ある $z = \text{const.}$ の面内におけるパワー分布は以下のようになる。

$$\begin{aligned} UU^* &= \psi\psi^* \\ &= \exp\left[-j\left\{p(z) - p^*(z)\right\}\right]\exp\left(\frac{-2r^2}{w^2}\right) &\text{(A.9)} \\ &\propto \exp\left(\frac{-2r^2}{w^2}\right) &\text{(A.10)} \end{aligned}$$

よって、振幅分布は進行方向に垂直な断面内でガウス分布となるので、これをガウスビームと呼ぶ。ここで $w(z)$ をスポットサイズと言い、$r = w(z)$ では振幅は中心の $1/e$、パワーは $1/e^2$ になっている。

ここで、(A.8) 式中の p を q で表現する。p と q の関係は、(A.5) 式を (A.4) 式に代入して求める。(A.4) 式において

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} &= -\frac{k^2}{4q^2(z)}\exp\left[-j\left\{p(z) + \frac{k}{2q(z)}r^2\right\}\right]4x^2 &\text{(A.11)} \\ \frac{\partial^2\psi}{\partial y^2} &= -\frac{k^2}{4q^2(z)}\exp\left[-j\left\{p(z) + \frac{k}{2q(z)}r^2\right\}\right]4y^2 &\text{(A.12)} \\ \frac{\partial\psi}{\partial z} &= \exp\left[-j\left\{p(z) + \frac{k}{2q(z)}r^2\right\}\right]\left\{-j\left(\frac{dp}{dz} - \frac{k}{2q^2}\frac{dq}{dz}r^2\right)\right\} &\text{(A.13)} \end{aligned}$$

より、

$$-2k\left\{\frac{dp}{dz} + \frac{j}{q(z)}\right\} - \frac{k^2}{q^2(z)}\left(1 - \frac{dq}{dz}\right)r^2 = 0 \tag{A.14}$$

となる。これは r についての恒等式であるから、

$$\frac{dq}{dz} = 1, \quad \frac{dp}{dz} = \frac{-j}{q(z)} \tag{A.15}$$

が得られる。よって、

$$\begin{aligned} q(z) &= q_0 + z &\text{(A.16)} \\ \frac{dp}{dz} &= \frac{-j}{q(z)} = \frac{-j}{q_0 + z} \;\Rightarrow\; p(z) = -j\ln(z + q_0) &\text{(A.17)} \end{aligned}$$

となり、この p を (A.8) 式に代入すると、

$$U = \exp\left[-j\left\{kz - j\ln(z + p_0) + C + \frac{kr^2}{2}\left(\frac{1}{R} - \frac{j\lambda}{\pi w^2}\right)\right\}\right] \tag{A.18}$$

となる。ここで、C は任意の積分定数である。この式の [ ] 内の式の実部は振幅を表し、虚部は位相を表している。よって、ある $z = \text{const.}$ の面内での位相変化は以下のようになる。

$$\phi(z) = kz + \frac{kr^2}{2R} - \Re\left[j \ln(z + q_0)\right] \tag{A.19}$$

これを見ると、$R \to \infty$ で、ビーム断面内で位相一定となることがわかる。これが起こる位置をビームウェストと呼ぶ。そこを $z = 0$ とすると、

$$\frac{1}{q_0} = -j\frac{\lambda}{\pi w_0^2} \tag{A.20}$$

となる。ここで $w_0 \equiv w(0)$ を最小ビームスポットと呼ぶ。この q_0 を使って

$$q = q_0 + z = \frac{j\pi w_0^2}{\lambda} + z \tag{A.21}$$

のように q を表現し、(A.7) 式と比較すると、

$$z = \frac{1}{R}\left\{z^2 + \left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda}\right)^2\right\} \tag{A.22}$$

$$\frac{\pi w_0^2}{\lambda} = \frac{\lambda}{\pi w^2}\left\{z^2 + \left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda}\right)^2\right\} \tag{A.23}$$

となる。したがって、以下の 2 式が導かれる。

$$R = z\left\{1 + \left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda z}\right)^2\right\} \tag{A.24}$$

$$w^2 = w_0^2\left\{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2}\right)^2\right\} \tag{A.25}$$

ここで、R はビームの等位相面の曲率半径を表している。その理由を以下に示す [173]。(A.18) 式より、等位相面は以下のように表される。

$$kz + \frac{kr^2}{2R} - \Re\left[j \ln(z + q_0)\right] = \text{const.} \tag{A.26}$$

ここで公式 $\ln(x + jy) = \ln\sqrt{x^2 + y^2} + j\tan^{-1}(y/x)$ を使用すると

$$kz + \frac{kr^2}{2R} - \tan^{-1}\left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2}\right) = \text{const.} \tag{A.27}$$

となる。ここで z を十分大きいとして $\tan^{-1}$ の項を $\pi/2$ とすると、この式は

$$kz + \frac{kr^2}{2R} = \text{const.} \quad \Rightarrow \quad z = \frac{\text{const.}}{k} - \frac{r^2}{2R} \tag{A.28}$$

となる。一方、z 軸上の $z = z'$ からの球面波は z 軸近くで、以下の等式を満たす。

$$R = \sqrt{x^2 + y^2 + (z - z')^2} \simeq (z - z') + \frac{1}{2}\frac{x^2 + y^2}{z - z'} \simeq z - z' + \frac{r^2}{2R} \quad \text{(A.29)}$$

$$\Rightarrow \quad z = \text{const.} - \frac{r^2}{2R} \quad \text{(A.30)}$$

これは (A.28) 式と同じ形をしていることから、R はビームの等位相面の曲率半径を表していると言える。

以上をまとめると、以下のような結果になる。

$$I(r) = I_0 \exp\left(\frac{-2r^2}{w^2}\right) \quad : \text{断面内での強度分布} \quad \text{(A.31)}$$

$$w^2 = w_0^2 \left\{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2}\right)^2\right\} \quad : \text{任意の } z \text{ でのスポットサイズ} \quad \text{(A.32)}$$

$$R = z \left\{1 + \left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda z}\right)^2\right\} \quad : \text{任意の } z \text{ でのウェイブフロント曲率半径} \quad \text{(A.33)}$$

ビームウエストの位置が $z = z_0$ ならば、上式の z を $z - z_0$ に置き換えればよい。

A.2 ディジタル信号処理

A.2.1 Complex demodulation

位相差計測のディジタル処理法として、従来からよく知られている方法に Complex Demodulation [166] がある。周波数 $\omega_0/2\pi$ の位相変調信号を Δt ごとにサンプリングした信号は、

$$x(t_n) = A(t_n) \cos\{\omega_0 t_n + \theta(t_n)\} \quad \text{(A.34)}$$

と表される。ここで、$t_n = n\Delta t$ である。(A.34) 式は、次のように書き直すことができる。

$$x(t_n) = \frac{1}{2} A(t_n) \left[\exp\{j(\omega_0 t_n + \theta(t_n))\} + \exp\{-j(\omega_0 t_n + \theta(t_n))\}\right] \quad \text{(A.35)}$$

ここで、(A.35) 式の両辺に $2\exp(-j\omega_0 t_n)$ をかけると (downshift)、

$$x(t_n) 2\exp(-j\omega_0 t_n) = A(t_n) \left[\exp\{j\theta(t_n)\} + \exp\{-j(2\omega_0 t_n + \theta(t_n))\}\right] \quad \text{(A.36)}$$

となる。これに数値的な low-pass filter を適用することで、

$$y(t_n) = A(t_n) \exp\{j\theta(t_n)\} \quad \text{(A.37)}$$

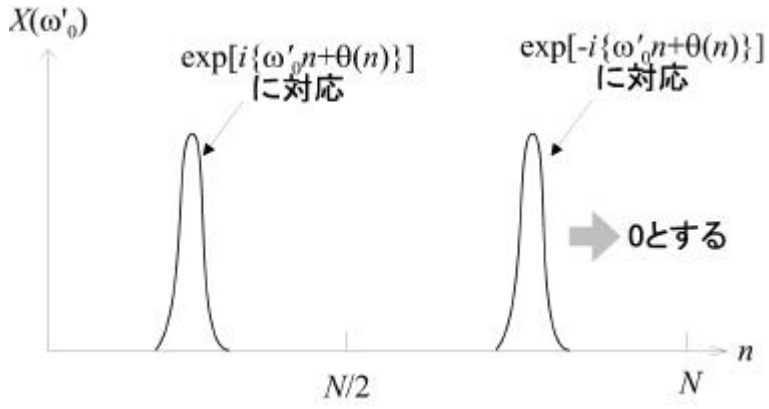


図 A.1: complex demodulation の計算アルゴリズム

が得られる。したがって、

$$\theta(t_n) \quad = \quad \tan^{-1}\frac{\Im[y(t_n)]}{\Re[y(t_n)]} \tag{A.38}$$

により、容易に位相信号が求められる。参照信号についても同様の操作を加えると $\theta_{\rm ref}(t_n)$ が得られ、求めたい位相信号は

$$\theta_{\rm plasma}(t_n) \quad = \quad \theta(t_n) - \theta_{\rm ref}(t_n) \tag{A.39}$$

として得ることができる。

complex demodulation をコンピュータで効率よく行うためのアルゴリズムが提案されている [167]。まず、$\omega_0' = \omega_0 \Delta t$ とすると、(A.34) 式は次のように表せる。

$$\begin{aligned} x(n) \quad &= \quad A(n)\cos\{\omega_0' n + \theta(n)\} \\ &\qquad n = 0, 1, 2, \ldots, N-1 \end{aligned} \tag{A.40}$$

この信号を高速フーリエ変換 (Fast Fourier Transform、FFT) すると、

$$X(\omega_0') \quad = \quad \frac{1}{N}\sum_{n=0}^{N-1} x(n) e^{-j\omega_0' n} \tag{A.41}$$

となる。ここで、

$$X^{(1)}(\omega_0') = \begin{cases} X(\omega_0') & (0 \le n \le \frac{N}{2} - 1) \\ 0 & (\frac{N}{2} \le n \le N-1) \end{cases} \tag{A.42}$$

で表される $X^{(1)}(\omega_0')$ を定義し、これを逆 FFT をすると、

$$x^{(1)}(n) \quad \propto \quad \exp\left[j\left\{\omega_0' n + \theta(n)\right\}\right] \tag{A.43}$$

が得られる (図 A.1)。参照信号についても同様の操作を加えると

$$y^{(1)}(n) \quad \propto \quad \exp\left[j\left\{\omega_0' n + \theta_{\mathrm{ref}}(n)\right\}\right] \tag{A.44}$$

となる。ここで、(A.43) 式と (A.44) 式の複素共役との積をとると、

$$z^{(1)}(n) \quad \propto \quad \exp\left[j\left\{\theta(n) - \theta_{\mathrm{ref}}(n)\right\}\right] \tag{A.45}$$

となり、

$$\theta_{\mathrm{plasma}}(n) \quad = \quad \tan^{-1}\frac{\Im[z^{(1)}(n)]}{\Re[z^{(1)}(n)]} \tag{A.46}$$

により位相信号が直接求められる。この計算アルゴリズムでは、FFT の性質をうまく利用し、計算効率の向上が図られている。

この方法の利点は、(A.46) 式からもわかるように、各サンプリング点 n における位相差が得られるため、原理的には、サンプリング時間と同じ時間分解能の計測が行えることになる。このことは、同じ周波数の信号を計測する場合、ゼロクロス点のみから位相差を求める方法や、例えば相互相関関数を適用する場合のように信号を数周期分平均しなければならない信号処理法に比べ、時間分解能の点で非常に優れている。また、原理的に位相差の式 (A.46) が振幅 $A(n)$ に依存しないことから、振幅変動の影響も小さいことも利点の一つである。

A.2.2 ディジタルバンドパスフィルタ

前節では demodulation する信号が単一としたが、実際に計測される信号にはビート周波数の高調波成分や電磁ノイズによる周波数成分を含むのが一般的である。ここで、測定信号にビート信号の 2 倍高調波成分が含まれているとすると、逆 FFT の結果は

$$x^{(1)}(n) \quad = \quad E_0^x \exp\left[j\left\{\omega_0' n + \theta(n)\right\}\right] + E_1^x \exp\left[j\left\{2\omega_0' n + \theta_1(n)\right\}\right] \tag{A.47}$$

$$y^{(1)}(n) \quad = \quad E_0^y \exp\left[j\left\{\omega_0' n + \theta_{\mathrm{ref}}(n)\right\}\right] \tag{A.48}$$

となる。このとき、式 (A.45) は次のようになる。

$$\begin{aligned} z^{(1)}(n) \quad = \quad & E_0^x E_0^{y*} \exp\left[j\left\{\theta(n) - \theta_{\mathrm{ref}}(n)\right\}\right] \\ & + E_1^x E_0^{y*} \exp\left[j\left\{\omega_0' n + \theta_1(n) - \theta_{\mathrm{ref}}(n)\right\}\right] \end{aligned} \tag{A.49}$$

第一項は求めたい位相変化であるが、第二項にビート周波数成分が含まれてしまい、位相信号はプラズマによる位相差を中心に振動する事になる。本偏光計ではこれらの他の周波数成分を先に述べたアナログバンドパスフィルタと、ディジタルバンド

パスフィルタを用いて除去する。ディジタルバンドパスフィルタを用いる利点は、データ取得後に、注目する現象に合わせて適用するフィルタの特性を伝達関数を変えることで可変できる点である。これにより、取得したデータから様々な周波数域でののプラズマの挙動の解析が可能となる。

ディジタルフィルタには大きく分けて再帰型システムである IIR(Infinite Impulse Response) フィルタと、非再帰型システムである FIR(Finite Impulse Response) フィルタの 2 種類がある。ここでは急峻な遮断特性を持ったフィルタをより低い次数で構成可能なことから計算量が比較的少なくて済む IIR1 次フィルタを用いている。使用しているローパスフィルタの伝達関数 H(z) は ω_c、ω_s をそれぞれ遮断周波数 (振幅が $1/\sqrt{2}$ となる周波数)、サンプリング周波数とすると

$$H(z) = \frac{1-b_1}{2}\frac{1+z^{-1}}{1-b_1 z^{-1}} \tag{A.50}$$
$$b_1 = \frac{\epsilon-1}{\epsilon+1} \qquad \epsilon = \cot\frac{\omega_c}{2\omega_s}$$

であり、これをバンドパスフィルタのための周波数変換

$$z^{-1} \to \frac{z^{-2} - \frac{2\alpha}{1-k}z^{-1} + \frac{1+k}{1-k}}{\frac{1+k}{1-k}z^{-2} - \frac{2\alpha}{1-k}z^{-1} + 1} \tag{A.51}$$
$$\alpha = \frac{\cos(\frac{\omega_2+\omega_1}{2\omega_s})}{\cos(\frac{\omega_2-\omega_1}{2\omega_s})} \qquad k = \cot(\frac{\omega_2-\omega_1}{2\omega_s})\tan\frac{\omega_c}{2\omega_s}$$

をすることでバンドパスフィルタを設計している。ここで ω_1、ω_2 はバンドパスフィルタの低周波側、高周波側の遮断周波数である。

A.3 光軸不安定性の要因

偏光角のベースライン変動をもたらす光軸不安定性の要因には、以下の四つが考えられる。

1. AOM の駆動用 RF パワーの変動
2. AOM・炭酸ガスレーザーの冷却水温度変化
3. レーザー発振そのもの
4. 機械的振動

本節では、4.5.3 節では結果のみを示した要因 1、2 の検証実験について述べる。

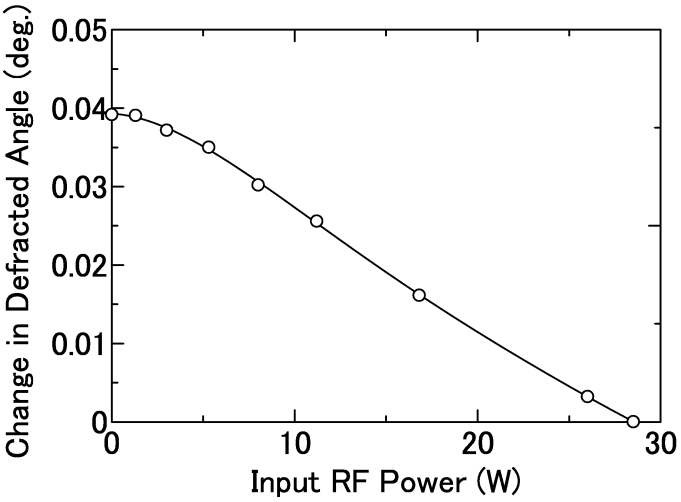


図 A.2: AOM の回折角と AOM 駆動用 RF パワーの依存性

A.3.1 AOM の駆動用 RF パワーの変動

原理的には AOM の回折角 θ は AOM の超音波媒質中の入射光の波長 λ' によってブラッグの回折条件

$$\theta = \arcsin\left(\frac{\lambda'}{2d}\right) \tag{A.52}$$

によって決まり、駆動用 RF パワーには依存しない。ここで、d は超音波媒質内での屈折率変化によって生じる 3 次元的回折格子の格子定数である [174]。図 A.2 は AOM の駆動用 RF パワーを最大値 (28.5 W) から変化させたときの、パワー最大時に対する回折角の変化を示したものである。このように、RF 入力パワーが変化することで回折角が変化する現象が観察された。回折角が変化する原因としては、RF パワーが変化することで超音波媒質の温度が変わり、それに伴う屈折率変化が生じることで、媒質中でのレーザー光の波長 λ' が変わることなどが考えられる。そこで、RF パワーを検波器を用いてモニターしながら変化させ、RF パワー最大値に対するパワーの減少率とその際の偏光角ベースラインのシフトをプロットしたのを図 A.3(a) に、ベースラインと RF パワー変化率を同時に計測したものを (b) に示す。(b) では、パワーは能動的には変化させておらず、RF パワー最大値に設定している。図 A.3(a) より、RF パワーの変化率とベースラインのシフト量はほぼ比例している。図 A.3(b) の場合、ベースライン変動の幅は $\pm$ 0.04 度であり、このシフトが RF パワーの変化で生じたとすると、(a) の結果より、$\pm$ 1.6%となる。しかし、(b) に示したファラデー回転角と同時計測した RF パワーの変化率はせいぜい $\pm$ 0.2%程度であり、また (b)

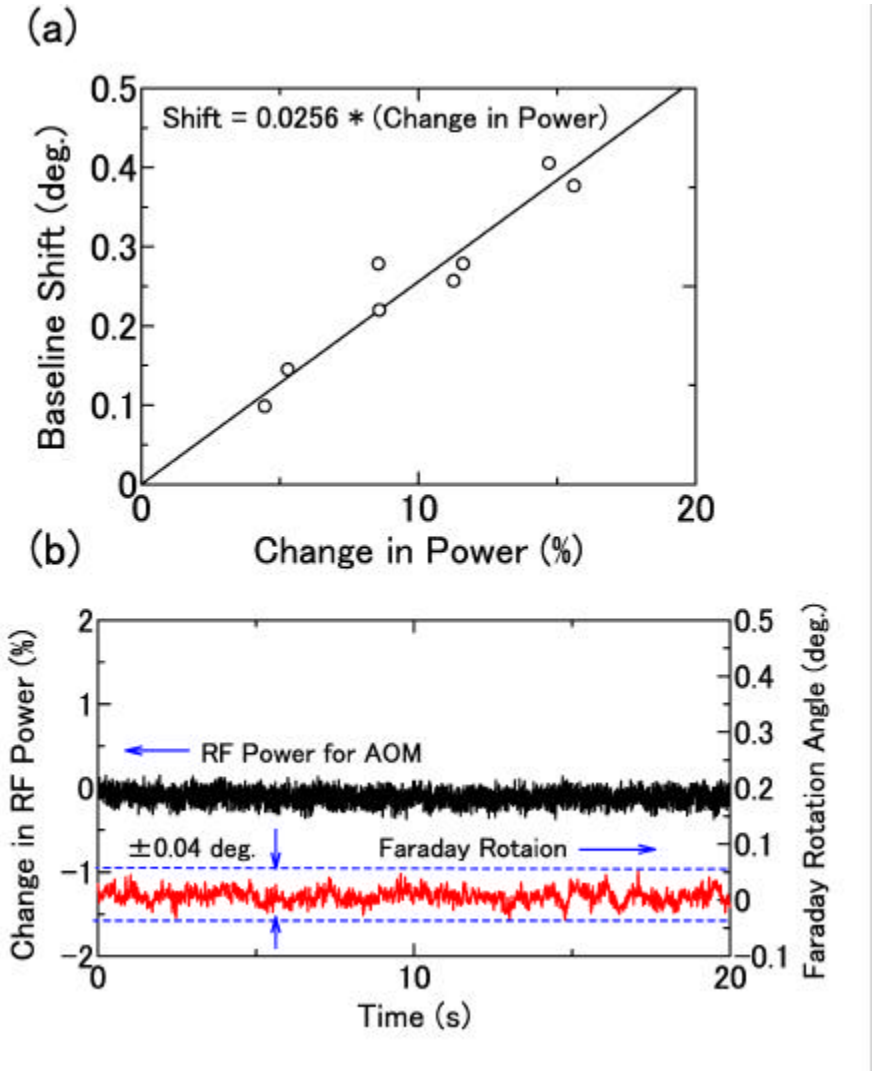


図 A.3: (a)RF パワーの変化率とベースラインのシフトの依存性。パワーの変化率は発振器最大出力に対する減少分で定義。(b)RF パワーの変化率とファラデー回転角のベースラインの同時計測結果。

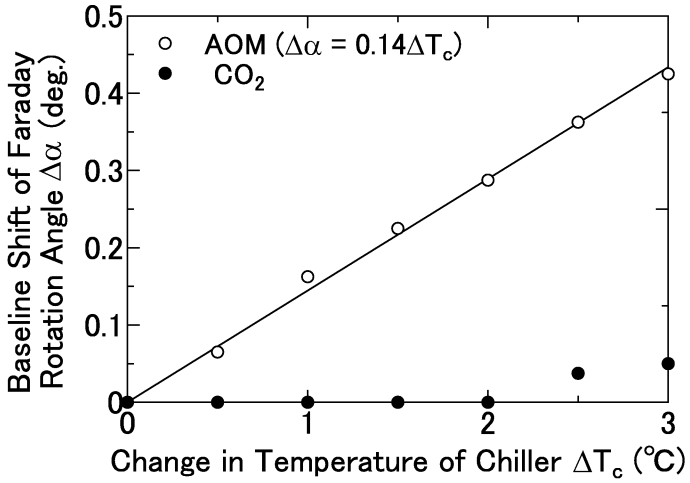


図 A.4: 冷却水温度変化とベースライン変動の関係。水冷温度の基準はいずれも 20 ℃である。AOM と炭酸ガスレーザーはそれぞれ個別のチラーで冷却している。

からわかるようにベースライン変動と同期するような変化は観測されなかった。パワーの変化率とシフト量の直線関係が、変化率± 0.2%まで保たれているとすると、RF パワーの変動が原因で生じるベースライン変動は± 0.005 度となる。これは典型的に観測されているベースライン変動の 1/10 の値である。これらより、AOM 駆動用 RF パワーの変動は光軸変動の主たる要因でないと言える。

A.3.2 AOM・炭酸ガスレーザーの冷却水温度変化

AOM・炭酸ガスレーザーはいずれも水冷によって 20 ℃に保たれているが、冷却水温度は± 0.1 ℃程度で変動がある。AOM では前述のように回折角が超音波媒質の温度によって変わる可能性があり、炭酸ガスレーザーでは共振器の熱伸びの影響などが懸念される。LHD に設置している場合は、水冷用チラーはレーザーと AOM で共通であるが、水冷温度変化の影響を分離して検証するため、ベンチテストでは 2 台のチラーを用意し、個別に冷却を行った。図 A.4 に AOM・炭酸ガスレーザーそれぞれの冷却水温度を 20 ℃から 23 ℃まで変化させたときのベースラインのシフト量を示す。これより、ベースライン変動に対する水冷温度変化の影響は AOM より小さいことが炭酸ガスレーザーの方が明らかになった。これは、スタビライザーによって共振器長が安定化されている効果のためと考えられる。冷却水温度変化が± 0.1 度程度であることから、この領域では炭酸ガスレーザーの冷却水温度変動はベー

スライン変動にほとんど影響を与えていないと考えられる。AOM の水冷温度変化 ΔT_c とシフト量 $\Delta\alpha$ は $\Delta T_c = 0.14\Delta\alpha$ であり、$\pm$ 0.1 度の温度変化がもたらすベースラインシフト量は $\pm$ 0.014 度となる。この変動量は無視できる値ではなく、ベースライン変動の一因と言えるが、変動量は $\pm$ 0.05 度程度の大きさであることから、ベースライン変動の主要な要因は AOM の水冷温度変化ではないと考えられる。

A.4 CH_3OD レーザー偏光計の光学部品

偏光計で用いる光学部品には、ミラー、ビームスプリッタ、波長板、周波数変調器、真空窓、検出器がある。以下に CH3OD レーザー光で利用できる光学部品について示す [143, 144, 145, 175]。

真空窓 CVD-ダイヤモンドは CH_3OD レーザー光の吸収が小さく、厚さ 1.023 mm のエタロンとすると、透過率は最大で 96%となる。アウトガスを出さないことや可視光に対しても透過率が高いこと、機械的強度、熱伝導率の面からも、CVD-ダイヤモンドは CH_3OD レーザー光用真空窓に適している。遠赤外線領域で使用される結晶水晶は、波長 100 μm 以下では吸収が大きいために適さない。

ミラー 市販されているアルミまたは金蒸着ミラーで反射率は問題ない。

ビームスプリッタ グリッドワイヤーやメタルメッシュが利用できる。強度が問題でなければ、結晶水晶を薄くすることで吸収を少なくして用いることができる。

波長板 結晶水晶か、もしくは偏光面の回転だけならば、反射鏡の組み合わせで可能。

周波数変調 (ビート生成) 方法 レーザーを 2 台用意し、一定の差周波を持つように共振器長を制御して発振させる「双子型レーザー」を構成してビートを生成する。

検出器 液体 He 冷却 Ge:Ga 検知器が感度が高く、遠赤外領域で実績がある。

以上の光学部品を使用することで、CH_3OD レーザー偏光計が構成可能である。

A.5 レーザー発振周波数変動に伴う位相変動

レーザー光の周波数に変動 $\Delta\omega$ がある場合、それに伴う位相変動 $\Delta\phi$ は、

$$\Delta\phi = (\Delta\omega_P \Delta l_P + \Delta\omega_L \Delta l_L)/c \tag{A.53}$$

と表せる [176]。ここで、$\Delta\omega_{\mathrm{P}}$、$\Delta\omega_{\mathrm{L}}$ はそれぞれプローブ光、ローカル光の周波数変動であり、Δl_{P}、Δl_L はそれぞれプローブ光、ローカル光の測定・参照信号間光路差である。炭酸ガスレーザー、YAG レーザーの発振周波数の変動は、それぞれ ±1.5 MHz、±5 MHz である。本研究では、シート状ビームの一端を参照光として用いているため、測定光と参照光との間の光路差はゼロである。ただし、ポロイダル断面全域を計測するためにプローブ光を分岐した場合、測定光と参照光との間に最大で 1 m 程度の光路差が生じる可能性がある。この場合、Δl_{P}〜1 m、Δl_{L}〜1 m とすると、これによって生じる位相変化 $\Delta\phi_{\mathrm{CO_2}}$=0.3 度、$\Delta\phi_{\mathrm{YAG}}$=1 度となる。典型的な光路長変化 1 μm での YAG レーザー干渉計の位相変化は 338 度であるため、周波数変動による位相変化はおよそ 0.3%に相当する。また、本研究で対象としている電子密度 1×10^{20} m^{-3} のプラズマによる位相変化は約 260 度であるので、炭酸ガスレーザーの場合は 0.1%に相当する。いずれも、目標精度 1%以下となっており、本干渉計ではレーザーの周波数変動は問題とならない。

関連図書

[1] エネルギー技術動向調査委員会、省エネルギー技術動向調査　報告書 (財団法人省エネルギーセンター、平成 12 年 3 月).

(http://www.eccj.or.jp/tech/approach/index.html からダウンロード可能)

[2] 内野健一、日本原子力学会誌 **43**, No.9, 12 (2001).

[3] 東京電力株式会社、「TEPCO Report 平成 14 年 6 月 特別号」、2002 年

[4] G. Kessler, 日本原子力学会誌 **43**, No.6, 17 (2001).

[5] 近藤育朗、栗原研一、宮健三、「核融合エネルギーのはなし」、(日刊工業新聞社、1996 年).

[6] 宮本健郎、「プラズマ物理入門」、(岩波書店、1997 年).

[7] Robin Herman, 見角鋭二訳、「核融合の政治史」、(朝日新聞社、1996 年).

[8] N. J. Peacock, D. C. Robinson, M. J. Forrest, P. Wilcock and V. V. Shanikov, Nature **224**, 448 (1968)

[9] 日本原子力研究所、「核融合炉をめざして」、日本原子力研究所 (1998)

[10] 岡村昇一、松岡啓介、西村伸、磯部光孝他、プラズマ・核融合学会誌 **78**, 116 (2002).

[11] M. Yokoyama, プラズマ・核融合学会誌 **78**, 205 (2002).

[12] S. Okamura, S. Nishimura, M. Isobe, C. Suzuki *et al.* プラズマ・核融合学会誌 **78**, 220 (2002).

[13] H. G. Neilson, C. M. Zarnstorff, F. J. Lyon and NCSX Team, プラズマ・核融合学会誌 **78**, 214 (2002).

[14] T. D. Anderson, プラズマ・核融合学会誌 **78**, 209 (2002).

[15] http://www.jaeri.go.jp/jpn/open/press/2002/020719/index.html

[16] 関昌弘編、「核融合炉工学概論　未来エネルギーへの挑戦」、(日刊工業新聞社、2001 年).

[17] 平成 13 年度大型ヘリカル装置 (LHD) 実験成果報告会資料

[18] K. W. Gentle, B. Richards, and F. Waelbroeck, Plasma Phys. Control. Fusion **29**, 1077 (1987).

[19] K. W. Gentle, O. Gehere, and K. Kreger, Nucl. Fusion **32**, 217 (1992).

[20] K. Tanaka, K. Kawahata, T. Tokuzawa, H. Yamada *et al.*, J. Plasma Fusion Res. SERIES **4**, 427 (2001).

[21] P. T. Lang, K. Büchl, M. Kaufmann, R. S. Lang *et al.*, Phys. Rev. Lett., **79**, 1487 (1997).

[22] L. R. Baylor, T. C. Jernigan, C. J. Lasnier, R. Maingi *et al.*, J. Nucl. Mater., **266-269**, 457 (1999).

[23] R. Sakamoto, H. Yamada, K. Tanaka, K. Narihara *et al.*, Nucl. Fusion **41**, 381 (2001).

[24] 例えば、提井信力著、「プラズマ基礎工学」(内田老鶴圃、1997 年)

[25] 例えば、プラズマ・核融合学会編、「プラズマ診断の基礎」(名古屋大学出版会、1990 年)

[26] プラズマ・核融合学会誌 **74** 巻増刊「大型ヘリカル装置 (LHD) 計画」、 206 (1998).

[27] プラズマ・核融合学会誌 **69** 巻, 1325 (1993).

[28] 例えば、林泉著、「プラズマ工学」(朝倉書店、1998 年)

[29] N. L. Bretz, Nucl. Fusion, **34**, 1283 (1994).

[30] プラズマ・核融合学会誌 **71** 巻, 132 (1995).

[31] A. Silva, M. E. Manso, L. Cupido, M. Alberecht *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **67**, 4138 (1996).

[32] E. J. Doyle, T. Lehecka, N. C. Luhmann, Jr., W. A. Peebles *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **61**, 2896 (1990).

[33] T. Tokuzawa, K. Kawahata, R. O. Pavlichenko, K. Tanaka *et al.* Rev. Sci. Instrum., 72, 328 (2001).

[34] 波多江仰紀、吉田英俊、山内俊彦、内藤磨、プラズマ・核融合学会誌 **76**, 869 (2000).

[35] H. Yoshida, O. Naito, O. Yamashita, S. Kitamura *et al.* Rev. Sci. Instrum., **68**, 1152 (1997).

[36] 山田一博、成原一途、プラズマ・核融合学会誌 **76**, 863 (2000).

[37] K. Narihara, I. Yamada, H. Hayashi, and K. Yamauchi, Rev. Sci. Instrum., **72**, 1122 (2001).

[38] K. Narihara, T. Minami, I. Yamada, and K. Yamauchi, Rev. Sci. Instrum., **66**, 4607 (1995).

[39] T. N. Carlstrom, G. L. Campbell, J. C. DeBoo, R. Evanko *et al.* Rev. Sci. Instrum.,**61**, 2864 (1990).

[40] D. Johnson, D. Dimock, B. Grek, D. Long *et al.* Rev. Sci. Instrum.,**56**, 1015 (1985).

[41] I. Yamada, *to be published in Rev. Sci. Instrum.*

[42] H. Salzmann, K. Hirsh, P. Nielsen, C. Gowers *et al.* Nucl. Fusion,**27**, 1925 (1987).

[43] H. Salzmann, J. Bundgaard, A. Gadd, C. Gowers *et al.* Rev. Sci. Instrum. **59**, 1451 (1988).

[44] C. Gowers, M. Beurskens, and P. Nielsen, プラズマ・核融合学会誌 **76**, 874 (2000).

[45] K. Ebisawa, A. E. Costley, A. J. H. Donné, G. Janeschitz *et al.* Rev. Sci. Instrum. **72**, 545 (2001).

[46] ITER Physics Expert Group on Diagnostics and ITER Physics Basis Editors, Nucl. Fusion,**39**, 2541 (1999).

[47] W. P. West, Rev. Sci. Instrum. **57**, 2006 (1986).

[48] D. Veron, in *Infrared and Millimeter Waves* (Academic, New York, 1979), Vol. 2, pp. 69-135.

[49] L. Porte, C. L. Rettig, W. A. Peebles, and X. Ngyuen, Rev. Sci. Instrum. **70**, 1082 (1999).

[50] T. Geist, E. Wursching, and H.-J. Hartfuss, Rev. Sci. Instrum. **68**, 1162 (1997).

[51] H. Soltwisch, K. Tanaka, Research Preport NIFS Series, NIFS-643 (2000).

[52] Y. Uesugi, T. Matoba, I. Ochiai, and K. Mizuno, Rev. Sci. Instrum. **57**, 1290 (1986).

[53] G. Braithwaite, N. Gottardi, G. Magyar, J. O'Rourke *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **60**, 2825 (1989).

[54] T. Fukuda and A. Nagashima, Rev. Sci. Instrum. **60**, 1080 (1989).

[55] K. Kawahata, K. Tanaka, Y. Ito, A. Ejiri *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **70**, 707 (1999).

[56] K.Kawahata, K. Tanaka, T. Tokuzawa, Y. Ito *et al.*,28th EPS Conference on Contr. Fusion and Plasma Phys. Funchal, 18-22 June 2001 ECA Vol. 25A 437 (2001).

[57] Y. Kawano, A. Nagashima, S. Ishida, T. Fukuda *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **63**, 4971 (1992).

[58] Y. Kawano, T. Hatae, and S. Gunji, Rev. Sci. Instrum. **67**, 1520 (1996).

[59] T. Akiyama, K. Tanaka, L. N. Vyacheslavov, A. Sanin *et al. to be pubulished in*, Rev. Sci. Instrum. **74**, (2003).

[60] R. Prentice, T. Edlington, R. T. C. Smith, D. L. Trotman *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **66**, 1154 (1995).

[61] R. A. James, D. G. Nilson, R. D. Stever, D. N. Hill *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **66**, 422 (1995).

[62] 川端一男、岡島茂樹、プラズマ・核融合学会誌、第 76 巻第 9 号、848 (2000)

[63] J. H. Irby, E. S. Marmar, E. Savillajno, and S. M. Wolfe, Rev. Sci. Instrum. **59**, 1568 (1988).

[64] E. S. Fairbanks, Rev. Sci. Instrum. **56**, 905 (1985).

[65] T. N. Carlstrom, D. R. Ahlgren, and J. Crosbie, Rev. Sci. Instrum. **59**, 1063 (1988).

[66] A. Canton, P. Innocente, S. Martini, L. Tasinato, Rev. Sci. Instrum. **72**, 1085 (2001).

[67] P. Innocente, S. Martini, Ch. Ferrer Roca, Rev. Sci. Instrum. **63**, 4999 (1992).

[68] P. Innocente and S. Martini, Rev. Sci. Instrum. **59**, 1571 (1988).

[69] P. Innocente, S. Martini, A. Canton, and L. Tasinato, Rev. Sci. Instrum. **68**, 694 (1997).

[70] P. Innocente, S. Martini, Rev. Sci. Instrum. **63**, 4996 (1992).

[71] P. Innocente, S. Martini, A. Schio, and Ch. Ferrer Roca, Rev. Sci. Instrum. **61**, 2885 (1990).

[72] T. Lehecka, W. A. Peebles, N. C. Luhmann, Jr., T. N. Carlstrom, Rev. Sci. Instrum. **59**, 1580 (1988).

[73] J. Irby, R. Murray, P. Acedo, and H. Lamela, Rev. Sci. Instrum. **70**, 699 (1999).

[74] C. A. J. Hugenholtz, B. J. Meddens, Rev. Sci. Instrum. **53**, 171 (1982).

[75] P. E. Young, D. P. Neikirk, P. P. Tong, D. B. Rutledge *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **56**, 81 (1985).

[76] E. J. Doyle, J. Howard, W. A. Peebles, and N. C. Luhmann, Jr, Rev. Sci. Instrum. **57**, 1945 (1986).

[77] J. Howard, E. J. Doyle, G. Reibeiz, R. L. Savage, Jr, *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **59**, 2135 (1988).

[78] K. Hattori, A. Mase, A. Itakura, M. Inutake *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **62**, 2857 (1991).

[79] Sung K. Kim, D. L. Brower, W. A. Peebles, N. C. Luhmann, Jr, Rev. Sci. Instrum. **59**, 1550 (1988).

[80] D. L. Brower, Y. Jiang, W. A. Peebles, S. Burns *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **63**, 4990 (1992).

[81] D. L. Brower, Y. Jiang, Rev. Sci. Instrum. **66**, 856 (1995).

[82] W. A. Peebles, D. L. Brower, S. Burns, N. C. Luhmann, Jr. *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **61**, 3071 (1990).

[83] W. A. Peebles, S. Baang, D. L. Brower, K. Burrell *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **61**, 3509 (1990).

[84] G. A. Hallock, M. L. Gartman, R. L. Castles, K. Chiang *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **61**, 2893 (1990).

[85] G. A. Hallock, M. L. Gartman, W. Li, K. Chiang *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **63**, 4987 (1992).

[86] C. H. Ma, D. P. Mutchinson, and K. L. Vander Sluis, Rev. Sci. Instrum. **61**, 2891 (1990).

[87] C. H. Ma, L. R. Baylor, D. P. Mutchinson, M. Murakami *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **63**, 4981 (1992).

[88] D. L. Brower, C. Deng, W. X. Ding, D. T. Anderson *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **72**, 1081 (2001).

[89] H. Soltwisch, Rev. Sci. Instrum. **57**, 1939 (1986).

[90] F. C. Jobes and D. K. Mansfield, Rev. Sci. Instrum. **63**, 5154 (1992).

[91] Y. Kawano and A. Nagashima, Rev. Sci. Instrum. **68**, 4035 (1997).

[92] Y. Kawano, S. Chiba, H. Shirai and A. Inoue *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **70**, 1430 (1999).

[93] Y. Kawano, S. Chiba, H. Shirai and A. Inoue *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **70**, 714 (1999).

[94] Y. Kawano, S. Chiba and A. Inoue, Rev. Sci. Instrum. **72**, 1068 (2001).

[95] A. J. H. Donné, Rev. Sci. Instrum. **66**, 3407 (1995).

[96] H. Soltwisch, Nucl. Fusion **23**, 1681 (1983).

[97] H. Soltwisch, Infrared. Phys. **21**, 287 (1981).

[98] A. Yasuda, K. Kawahata, J. Fujita, S. Okajima *et al.*, '13th Int. Conf. on IR and MM Waves' 146 (1988).

[99] M. O'Gorman, E. Zilli, L. Giudicotti, S. Prunty *et al.* Rev. Sci. Instrum. **72**, 1063 (2001).

[100] W. Kunz and TFR Group, Nucl. Fusion **18**, 1729 (1978).

[101] W. Kunz and G. Dodel, Plasma Phys. **20**, 171, 1978.

[102] 例えば、応用物理学会編　山口一郎著、「応用光学」(オーム社、1998 年)

[103] D. P. Hutchinson, C. H. Ma, P. A. Staats, K. L. Vander Sluis, Nucl. Fusion **21**, 1535 (1981).

[104] C. H. Ma, D. P. Hutchinson and K. L. Vander Sluis, Appl. Phys. Lett., **34**, 218 (1979).

[105] A. C. A. P. van Lammeren, S. K. Kim and A. J. H. Donné, Rev. Sci. Instrum. **61**, 2882 (1990).

[106] C. H. Ma, D. P. Hutchinson and R. K. Richards, Rev. Sci. Instrum. **66**, 376 (1995).

[107] D. K. Mansfield and L. C. Johnson, Int. J. Infrared Millimeter Waves **2**,651 (1981).

[108] S. L. Prunty, H. M. Mansfield and F. D. O'Shea, Infrared Phys. **34**, 415 (1993).

[109] B. W. Rice, Rev. Sci. Instrum. **63**, 5002 (1992).

[110] W. A. Peebles, R. L. Savage, D. L. Brower *et al.*, Int. J. Infrared Millimeter Waves **8**, 1355 (1987).

[111] Y. Jiang and D. L. Brower, Rev. Sci. Instrum. **66**, 852 (1995).

[112] D. L. Brower, L. Zeng and Y. Jiang, Rev. Sci. Instrum. **68**, 419 (1997).

[113] N. E. Lanier, J. K. Anderson, C. B. Forest and D. Holly *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **70**, 718 (1999).

[114] D. L. Brower, Y. Jiang, W. X. Ding and S. D. Terry *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **72**, 1077 (2001).

[115] D. L. Brower, *to be published in* Rev. Sci. Instrum.

[116] A. C. A. P. van Lammeren, S. K. Kim, J. C. M. Timmermans and A. J. H. Donné, *Proceedings of 5th International Symposium on Laser-Aided Plasma Diagnostics, Bad-Honnef* , 1991, pp 103.

[117] W. R. Geck, X. Qin, J. Liao, C. W. Domier *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **66**, 860 (1995).

[118] S. Barry, C. Nieswand, F. Bühlmann, S. L. Prunty *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **67**, 1814 (1996).

[119] S. Barry, C. Nieswand, S. L. Prunty, H. M. Mansfield *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **68**, 2037 (1997).

[120] G. Dodel and W. Kunz, Infrared. Phys. **18**, 773 (1988).

[121] R. M. Erickson, P. R. Forman, F. C. Jahoda, IEEE Trans. Plasma Sci., **PS-12**, 275 (1984).

[122] F. C. Jobes, Rev. Sci. Instrum. **66**, 386 (1995).

[123] J. H. Rommers, J. Howard, Plasma Phys. Control Fusion **38**, 1805 (1996).

[124] J. H. Rommers, A. J. H. Donne, F. A. Karelse and J. Howard, Rev. Sci. Instrum. **68**, 1217 (1997).

[125] J. H. Rommers, S. Barry, R. Behn and C. Nieswand, Plasma Phys. Control Fusion **40**, 2073 (1998).

[126] H. K. Park, C. W. Domier, W. R. Geck and N. C. Luhmann, Jr, Rev. Sci. Instrum. **70**, 710 (1999).

[127] T. N. Carlstrom, R. T. Snider, C. B. Baxi, C. L. Rettig and W. A. Peebles, "Diagnostics for Experimental Thermonuclear Fusion Reactor 2", Edited by Stott *et al.*, Plenum Press, New York, 1998, pp. 193-202.

[128] John Howard, Infrared Phys., **34**, 175 (1993).

[129] H. J. Gardner and J. Howard, Plasma Phys. Control Fusion, **36**, 245 (1994).

[130] K. Tanaka, K. Kawahata, A. Ejiri, CHS Group *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **70**, 730 (1999).

[131] J. Howard, W. A. Peebles and N. C. Luhmann, Jr., Int. J. Infrared Millim. Waves **7**, 1591 (1986).

[132] J. C. Kemp, J. Opt. Soc. Am., **59**, 950 (1969).

[133] L. F. Mollenauer, D. Downie, H. Engstrom and W. B. Grant, Appl. Opt., **8**, 661 (1969).

[134] J. C. Kemp, G. D. Henson, C. T. Steiner and E. R. Powell, Nature, **326**, 270 (1987).

[135] F. M. Levinton, R. J. Fonck, G. M. Gammel, R. Kaita *et al.*, Phys. Rev. Lett. **63**, 2060 (1989).

[136] T. Akiyama, R. Shimada, M. Takahashi, K. Terai *et al.*, IEEE Trans. Appl. Superconduct. **12**, 1647 (2002).

[137] D. L. Griscom, J. Appl. Phys., **80**, 2142 (1996).

[138] A. Ejiri, K. Kawahata, S. Okajima, Rev. Sci. Instrum. **69**, 2349 (1998).

[139] 例えば、飯塚啓吾著「光工学」(共立出版株式会社、1983 年).

[140] N. Gottardi, J. Appl. Phys. **50**, 2647 (1979)

[141] S. P. Hirshman, J. C. Whitoson, Phys. Fluid **26**, 3553 (1983).

[142] S. Okajima, K, Nakayama, H. Tazawa, K. Kawahata *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **72**, 1094 (2001).

[143] 中山和也、田澤寿樹、岡島茂樹、川端一男他、レーザー学会第 296 回研究会報告 - レーザー計測 - No. RTM-02-08 Jan. 2002, pp13-17.

[144] K.Nakayama, H. Tazawa, S. Okajima, K. Kawahata *et al.*, Conf. Digest of 27th International Conference on Infrared and Millimeter Waves (Sept. 2002, San Diego, USA) pp163-164.

[145] 中山和也、田澤寿樹、岡島茂樹、川端一男他、電気学会誌投稿中.

[146] Ch. Fuchs and H. J. Hartfuss, Phys. Rev. Lett. **81**, 1626 (1998).

[147] Ch. Fuchs and H. J. Hartfuss, Rev. Sci. Instrum. **70**, 722 (1999).

[148] A. E. Siegman, "LASERS", (Univercity Science Books, 1986)

[149] 河野健治、「光デバイスのための光結合系の基礎と応用」、(現代工学社、1991 年)

[150] 村山博英、平成 10 年東京工業大学修士論文 (1999 年)

[151] 例えば、Belove Charles、Schachter Harry、Schilling Donald L. 著、 山中惣之助、宇佐美興一共訳、「ディジタル・アナログシステム、回路、デバイス入門」(マグロウヒル好学社、1980 年).

[152] R. Sakamoto, H. Yamada, K. Tanaka *et al.*, Nucl. Fusion. **41**, 381 (2001).

[153] A. E. Costley, K. Ebisawa, P. Edmonds, G. Janeschitz *et al.*, "Diagnostics for Experimental Thermonuclear Fusion Reactor 2", Edited by Stott *et al.*, Plenum Press, New York, 1998, pp. 41-56.

[154] V. Voitsenya, A. E. Costley, V. Bandourko, A. Bardamid, et. al., Rev. Sci. Instrum. **72** (2001) 475.

[155] M. Mayer, R. Behrisch, C. Gowers, P. Andrew et. al., Diagnostics for Experimental Thermonuclear Fusion Reactors 2 Edited by Scott et. al., Plenum Press, New York, 279 (1998).

[156] V&S Scientific、 CO2 レーザー用光学部品カタログ.

[157] 住友電工、 CO2 レーザー用光学部品カタログ.

[158] T. Nishitani, E. Ishitsuka, T. Kakuta, H. Sagawa, et. al., Fusion. Eng. Design **42**, 443 (1998).

[159] ヴェ・エム・ゾロタリョフ、ヴェ・エヌ・モロゾフ、イェ・ヴェ・スミルノーワ、「天然および人工媒質の光学定数、(レニングラード　ヒミヤ　レニングラード支部).

[160] 飯田修一、大野和郎、神前熙、熊谷寛夫、沢田正三、「物理定数表」(朝倉書店).

[161] R. T. Snider, T. N. Carlstrom, T. D. Hodapp, F. C. Jobes *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **68**, 728 (1997).

[162] ZEMAX User's Guide.

[163] K. Kawahata, K. Tanaka, Y. Ito, A. Ejiri, and S. Okajima, Rev. Sci. Instrum. **70**, 707 (1999).

[164] Kenji TANAKA, Keiji MATSUO, Shinji KODA, Mark BORDEN *et al.*, Journal of the Phisical Society of Japan **62**, 3092, 1993.

[165] Y. Ito, K. Haba, T. Tokuzawa and K. Kawahata, Fusion Engineering Design **56-57**, 965 (2001).

[166] D. W. Choi, E. J. Powers, Roger D. Bengtson et al. , Rev. Sci. Instrum. **57**, 1989 (1986).

[167] Y. Jiang, D. L. Brower, L.Zeng, and J. Howard, Rev. Sci. Instrum. **68**, 902 (1997).

[168] Amnon Yariv 著、多田邦雄、神谷武志訳「光エレクトロニクス 展開偏　原書５版」(丸善株式会社、2000 年).

[169] 松居吉哉著、「光学技術シリーズ 1　レンズ設計法」(共立出版株式会社、1972 年)

[170] M. Born、E. Wolf 著、草川徹、横田英嗣訳、「光学の原理 II　干渉および回折」(東海大学出版会、1980 年).

[171] 「JIS ハンドブック 26 プラスチック I 試験」、(日本規格協会、2002 年).

[172] C. C. Davis, "Lasers and Electro-Optics", Cambrige University Press, London (1996).

[173] 三好旦六著、「光・電磁波論」(培風館、1987).

[174] 例えば、平井紀光著、「実用レーザー技術」(共立出版株式会社、2000 年).

[175] 岡島茂樹、私信.

[176] T. Fukuda and A. Nagashima, Rev. Sci. Instrum. **60**, 1080 (1989).

研究業績

誌上発表 (査読あり)

[1] S. Tsuji-Iio, **T. Akiyama**, E. Sato, H. Murayama, T. Nozawa, R. Shimada, K. Nakayama, S. Okajima and K. Kawahata; "Development of CO_2 Laser Polarimetry for Long-Pulse Operations of LHD", Journal of Plasma Fusion Research SERIES **3**, 415 (2000).

[2] **T. Akiyama**, E. Sato, T. Nozawa, S. Tsuji-Iio, R. Shimada, H. Murayama, K. Nakayama, S. Okajima, K. Tanaka, K. Watanabe, T. Tokuzawa and K. Kawahata; "Faraday Rotation Densitometry for LHD", Review of Scientific Instruments **72**, 1073 (2001).

[3] S. Tsuji-Iio, **T. Akiyama**, E. Sato, T. Nozawa, H. Tsutsui, R. Shimada, M. Takahashi, K. Terai; "Fiber-Optic Heterodyne Magnetic Field Sensor for Long-Pulsed Fusion Devices", Review of Scientific Instruments **72** 413 (2001).

[4] **Tsuyoshi Akiyama**, Ryuichi Shimada, Masao Takahashi, Kiyohisa Terai, Shunji Tsuji-Iio and Hiroaki Tsutsui; "Bench Testing of Magneto-Optic Polarimeters for Long-Pulsed Fusion Devices", IEEE Transactions on Applied Superconductivity **12**, 1647 (2002).

[5] **T. Akiyama**, K. Tanaka, L. N. Vyacheslavov, A. Sanin, T. Tokuzawa, Y. Ito, S. Tsuji-Iio, S. Okajima and K. Kawahata; "CO_2 laser imaging interferometer for high spatial resolution electron density profile measurements on LHD", Review of Scientific Instruments **74**, 1638 (2003).

[6] K. Tanaka, L. N. Vyacheslavov, **T. Akiyama**, A. Sanin, K. Kawahata, T. Tokuzawa, Y. Ito, S. Tsuji-Iio and S. Okajima; "Phase contrast imaging interferometer for edge density fluctuation measurements on LHD", Review of Scientific Instruments **74**, 1633 (2003).

[7] **T. Akiyama**, S. Tsuji-Iio, R. Shimada, K. Nakayama, S. Okajima, M. Taka-

hashi, K. Terai, K. Tanaka, T. Tokuzawa and K. Kawahata; "CO_2 laser polarimeter for electron density profile measurement on LHD", Review of Scientific Instruments **76**, (2003). (掲載決定)

国際会議・Workshop における発表

[1] TSUJI-IIO Shunji, **AKIYAMA Tsuyoshi**, SATO Eiji, MURAYAMA Hirohide, NOZAWA Takeo, SHIMADA Ryuichi, NAKAYAMA Kazuya, OKAJIMA Shigeki, KAWAHATA Kazuo; "Development of CO_2 Laser Polarimetry for Long-Pulse Operations of LHD", 10th Int. Toki Conf. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion (ITC-10), 2000年1月18 - 21日 セラトピア土岐

[2] **T. Akiyama**, E. Sato, T. Nozawa, S. Tsuji-Iio, R. Shimada, H. Murayama, K. Nakayama, S. Okajima, K. Tanaka, K. Watanabe, T. Tokuzawa and K. Kawahata; "Faraday Rotation Densitometry for LHD", 13th Topical Conference on High Temperature Plasma Diagnostics, Tucson, Arizona, USA, June 18〜22, 2000.

[3] S. Tsuji-Iio, **T. Akiyama**, E. Sato, T. Nozawa, H. Tsutsui, R. Shimada, M. Takahashi, K. Terai; "Fiber-Optic Heterodyne Magnetic Field Sensor for Long-Pulsed Fusion Devices", 13th Topical Conference on High Temperature Plasma Diagnostics, June, 18-22, 2000 : Sheraton El Conquistador, Tucson, Arizona.

[4] **T. Akiyama** and K. Kawahata; "Faraday Rotation Densitometry Using CO2 Laser for LHD", Japan/Korea Seminar on "Advanced Diagnostics for Steady-State Nuclear Fusion Plasma", Gero-onsen, Gifu, Japan, 2000. 9. 25〜27. (**JKS 2000 Award 受賞**)

[5] S. Tsuji-Iio, **T. Akiyama**, T. Nozawa, E. Sato; "Magneto-Optic Magnetic Field Senser For Fusion Devices", Japan/Korea Seminar on "Advanced Diagnostics for Steady-State Nuclear Fusion Plasma", 2000.9.25-27, Gero-onsen, Gifu, Japan.

[6] **T. Akiyama**, S. Tsuji-Iio and K. Kawahata; "Tangential Polarimeter for Electron Density Diagnostics on LHD", Workshop on Development and Improvement of Fluctuation Diagnostics in Plasmas, Toki, Japan, March, 8, 2001.

[7] **T. Akiyama**, S. Tsuji-Iio, R. Shimada, K. Nakayama, S. Okajima, K. Tanaka, K. Watanabe and K. Kawahata; "Tangential Polarimeter for Electron Density Diagnostics on LHD", 28th European Physical Society Conference on Controlled

Fusion and Plasma Physics, Funchal, Portugal, June 18〜22, 2001.

[8] **T. Akiyama**, S. Tsuji-Iio, R. Shimada, K. Nakayama, S. Okajima, K. Tanaka and K. Kawahata; "Tangential Electron Density Diagnostics by Polarization Rotation Method for LHD Plasma", International Symposium PLASMA-2001 "Research and Application of Plasmas", Warsaw, Poland, September 19〜21, 2001.

[9] **Tsuyoshi Akiyama**, Ryuichi Shimada, Masao Takahashi, Kiyotoshi Terai, Shunji Tsuji-Iio and Hiroaki Tsutsui; "Bench Testing of Magneto-Optic Polarimeters for Long-Pulsed Fusion Devices", 17th International Conference on Magnet Technology, Geneva, Switzerland, September 24〜28, 2001.

[10] **T. Akiyama**, K. Tanaka, L. N. Vyacheslavov, A. Sanin, T. Tokuzawa, Y. Ito, S. Tsuji-Iio, S. Okajima and K. Kawahata; "CO_2 Laser Imaging Interferometer for High Spatial Resolution Electron Density Profile Measurements on LHD", 14th Topical Conference on High Temperature Plasma Diagnostics, Madison, Wisconsin USA, July 8〜11, 2002.

[11] K. Tanaka, L. N. Vyacheslavov, **T. Akiyama**, A. Sanin, K. Kawahata, T. Tokuzawa, Y. Ito, S. Tsuji-Iio and S. Okajima; "Phase contrast imaging interferometer for edge density fluctuation measurements on LHD", 14th Topical Conference on High Temperature Plasma Diagnostics, Madison, Wisconsin USA, July 8〜11, 2002.

国内会議・研究会における発表

[1] **秋山毅志**、佐藤栄治、村山博英、野澤豪生、飯尾俊二、嶋田隆一、中山和也、岡島茂樹、 高橋正雄、寺井清寿、江尻晶、田中謙治、長山好夫、川端一男 ; "ファラデー回転を利用したＬＨＤの電子密度計測 III"、 プラズマ・核融合学会第 16 回年会、宮城県民会館、1999 年 11 月 23-26 日、プラズマ・核融合学会第 16 回年会予稿集、26pC5 p, 197.

[2] 野澤豪生、佐藤栄治、**秋山毅志**、飯尾俊二、嶋田隆一、筒井広明、高橋正雄、寺尾清寿 : "ファラデー効果を利用した核融合装置用定常磁場センサ（Ⅱ）"、プラズマ・核融合学会第 16 回年会　1999 年 11 月 23-26 日　宮城県民会館　プラズマ・核融合学会第 16 回年会予稿集, p.197, (2000).

[3] **秋山毅志**、飯尾俊二、佐藤栄治、野澤豪生、岡島茂樹、中山和也、川端一男 ;"LHD の電子密度計測用 CO_2 レーザー偏光計の開発—初期計測結果—"、 日本赤外線

学会　定例研究会、2000 年 2 月 18 日　島津製作所東京支社 日本赤外線学会研究会資料 IR-00-1〜5、P16〜26.

[4] **秋山毅志**; ”LHD における炭酸ガスレーザ偏光計測”、「JT-60 プラズマの定常化診断研究」研究会　2000 年 3 月 2 - 3 日　日本原子力研究所・那珂研究所.

[5] **秋山毅志**、佐藤栄治、野澤豪生、飯尾俊二、嶋田隆一、中山和也、岡島茂樹、徳沢 季彦、田中謙治、渡邊清政、川端一男 ; ”ファラデー回転を利用したＬＨＤの電子密度計測 II”、 第３回核融合エネルギー連合講演会、中部大学、2000 年 6 月 12-13 日、第３回核融合エネルギー連合講演会予稿集、H11, 294.

[6] **秋山毅志**、佐藤栄治、野澤豪生、飯尾俊二、嶋田隆一、中山和也、岡島茂樹、田中謙治、渡邊清政、徳沢季彦、川端一男 ; ”ファラデー回転を利用したＬＨＤの電子密度計測 IV”、 プラズマ・核融合学会第 17 回年会、北海道大学学術交流会館、2000 年 11 月 27-30 日、プラズマ・核融合学会第 17 回年会予稿集、30pA10p, 214.

[7] **秋山毅志**、飯尾俊二、嶋田隆一、中山和也、岡島茂樹、川端一男、LHD 実験グループ ; ”ファラデー回転を利用したＬＨＤの電子密度計測 V”、プラズマ・核融合学会、クローバープラザ　福岡県春日市、2001 年 11 月 27-30 日、第 18 回年会予稿集 30pA16P, 181.

[8] **秋山　毅志**、田中　謙治、Leonid Nikolaevich Vyacheslavov、伊藤　康彦、飯尾　俊二、岡島　茂樹, 川端　一男; ”LHD における CO_2 レーザーイメージング干渉計の開発”、第 4 回核融合エネルギー連合講演会、大阪大学コンベンションセンター、2002 年 6 月 13〜14 日. (**若手ポスター発表優秀賞受賞**)

謝辞

本研究を行うにあたり、終始適切で丁寧なご指導・ご助言を賜り、また国際学会を始め多くの発表の場を与えて下さいました東京工業大学原子炉工学研究所助教授 飯尾俊二 博士に心より感謝いたします。また、核融合技術全般から広い視野でご指導下さいました同研究所教授 嶋田隆一 博士に深く感謝いたします。日頃より有益なご助言を頂き、特に理論と計算機処理について多くのご指導を頂きました同研究所助手 筒井広明 博士に心から感謝いたします。

本論文を作成するにあたり、貴重な助言およびご指導を頂きました同研究所助教授 赤塚洋 博士、同研究所助教授 小栗慶之 博士に心より感謝いたします。東京工業大学大学院総合理工学研究科創造エネルギー専攻助教授 沖野晃俊 博士には、大変有益なコメントや激励を頂いた上に、丁寧な論文添削を行って頂きました。謹んで感謝の意を表します。

密度計測用偏光計は、文部科学省核融合科学研究所ならびに中部大学とのLHD計画共同研究および一般共同研究として開発を行わせて頂きました。また、炭酸ガスレーザーイメージング干渉計の開発は、核融合科学研究所特別共同利用研究員として研究させて頂きました。核融合科学研究所教授 川端一男 博士には計測技術全般に亘ってご指導頂きました上、計測結果について大変貴重な議論や研究方針の示唆を頂きました。また、共同研究を遂行するための多くの便宜を図って頂きました。心より深く感謝申し上げます。中部大学教授 岡島茂樹 博士には、本研究で用いた炭酸ガスレーザーのみならず、広くレーザー技術について大変貴重でかつ実用的なご指導を頂きました。また、CH_3OD レーザーおよび光学部品の開発状況について、最新の情報を教えて頂きました。謹んで感謝申し上げます。核融合科学研究所助手 田中謙治 博士には、偏光計測のデータ収集系の構築および干渉計のアーベル変換コードの使用法について非常に丁寧にご指導頂きました。また、イメージング干渉計の開発ではグループに迎えて下さり、日頃から大変有益なご指導、ご議論を賜りました。心より深くお礼申し上げます。Budker Institute of Nuclear PhysicsのL. N. Vyacheslavov博士にはイメージング光学系の調整技術等を丁寧にご指導頂きました。

そして、計測結果について有益なご議論をさせて頂きました。心より感謝申し上げます。日本学術振興会外国人特別研究員の A. Sanin 博士には ZEMAX を用いた数値光学設計や光学実験技術についてのご指導を頂きました。深く感謝申し上げます。有限ベータ時やエルゴディック層を含めた LHD の平衡データの計算コードの使用について、貴重なご意見とご指導を頂きました核融合科学研究所助教授 渡邊清政 博士に心より感謝いたします。2 年間に亘って輪講に参加させて下さり、ご指導を賜りました核融合科学研究所教授 東井和夫 博士に深く感謝申し上げます。

中部大学博士課程 2 年 中山和也さんは、偏光計の光軸調整を始め、泊り込みで行う非常に骨の折れる作業をいつも快く引き受けて協力して下さいました。本当に心から感謝いたします。核融合科学研究所技官 伊藤康彦さんは機器の調達を始め、常に研究活動が円滑に進むよう援助して頂きました。心より感謝申し上げます。

株式会社 東芝 電力産業システム技術開発センター 電機システム開発部 高橋正雄さん、寺井清寿 博士には、研究の遂行に不可欠な機器のご提供に加えて、レーザー計測技術をご指導頂きました。謹んで感謝申し上げます。

日頃から叱咤激励して下さいました日本学術振興会特別研究員 野村新一 博士に心より感謝申し上げます。核融合科学研究所で研究を行うにあたり、日夜励ましあった総合研究大学院大学博士課程 2 年 齊田興哉さん、杉本達律さん、松本新功さん、東京大学博士課程 2 年 野里英明さんに心より感謝申し上げます。

以上の方々だけでなく、研究生活において日夜お世話になりました嶋田・飯尾研究室の皆様、ならびに暖かい声を掛けて下さり、有益なご議論を賜りました核融合科学研究所のすべての先生方、研究支援をして下さいました技官及び運転員の方々に心より感謝いたします。

そして、博士課程だけでなく、長期間に亘って学業を修めるために不自由のない環境を与えてくれた、父眞悦および母協子に感謝申し上げます。最後に、遠方での研究活動に理解を示し、常に日常生活の補助と研究生活の心の支えとなって励ましてくれた妻史子には、感謝の言葉は言い尽くせないぐらいですが、ここに心からの感謝の意を表します。