

ー修士論文ー

偏波制御型マイクロ波反射計による球状トカマクプラズマ中の磁気シア分布測定法の開発

南 佑典

2018年2月1日

目次

第 1 章	内容梗概	5
第 2 章	序論	7
2.1	核融合研究の背景	7
2.2	トカマクの磁場配位と特徴	7
2.3	球場トカマク (ST)	9
2.4	トカマクの磁場計測	10
第 3 章	プラズマ波動	11
3.1	外部磁場に垂直に進行する電磁波	11
3.2	遮断と共鳴	13
3.3	Collisional Cold Plasma 近似	14
3.4	モード変換現象	14
第 4 章	反射計計測	17
4.1	ヘテロダイン法について	17
4.2	密度及び磁場の再構成	18
4.3	偏波制御を用いたマイクロ波反射計	20
第 5 章	COMSOL Multiphysics を用いた反射計シミュレーション	21
5.1	計算の支配方程式	21
5.1.1	プラズマのモデリング	21
第 6 章	密度、磁場の 1 次元構造におけるモード変換	25
6.1	解析結果 1	25
6.2	解析結果 2	32
第 7 章	反射計の計測システム	37
7.1	コムジェネレータの特性試験	39
7.2	VGA の特性試験	41
7.3	移相器の特性試験	42
7.4	計測データの解析についての検討	43
第 8 章	まとめ	47

第1章 内容梗概

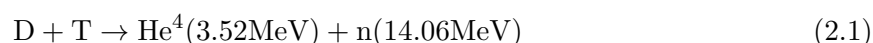
核融合装置の開発において、計測という分野は非常に重要な役割を担っている。現在フランスのサン・ポール・レ・デュランスにて建設中である国際熱核融合実験炉 ITER では、電子密度、電子温度、イオン温度など、合計約 45 のパラメータが測定されることが予定されている [1]。それぞれ幾つかの計測手法による測定が検討されているが、プラズマの周辺部の電子密度計測の手法としては、マイクロ波反射計が有力視されている。

本発表では、従来のマイクロ波反射計では計測することのできなかつた、磁場のピッチ角の測定を可能とする新たな手法の提案と、その実現可能性について、電磁波の数値解析を用いての検討の結果と、実験による検証の現状を示す。

第2章 序論

2.1 核融合研究の背景

化石燃料の枯渇や地球温暖化の対策が喫緊の課題となっている世界のエネルギー事情において、核融合発電はその抜本的解決を齎し得るエネルギー源である。二酸化炭素の排出や化石燃料の枯渇が本質的問題となる火力発電や安全性に懸念のある原子力発電と異なり、核融合発電は重水素と三重水素を用いることから燃料枯渇の懸念がなく、また安全性も高いクリーンな発電方式であり、その実用化が待たれている。核融合反応には幾つかの種類があり、そのうち最も反応断面積や反応エネルギー領域が使い易いものがD-T核融合反応であり、下式の反応である。



これは重水素(D)と三重水素(T)を用いるものであり、ITERやNIFなど磁場閉じ込め核融合開発においてこの反応が用いられる。核融合炉では燃料となる重水素と三重水素の核融合反応を発生させるために高温(高エネルギー)高密度の重水素と三重水素を炉内に閉じ込めておく必要があるが、このような状態では各燃料粒子は電離しプラズマとなっている。そのため核融合炉心プラズマに求められる性質は高温高密度のプラズマを長時間閉じ込められる”ということである。磁場閉じ込め核融合は荷電粒子が磁力線に巻き付いて捕捉される性質を利用して、コイル磁場やプラズマ自身に流れる電流の作る磁場で構成された磁力線の容器によって荷電粒子の集合体であるプラズマを閉じ込めるという手法である。磁場閉じ込め核融合の主流となっているトカマク[3]では、ドーナツ状の真空容器の中にトロイダル磁場コイルによるトロイダル磁場とプラズマ中に流すトロイダル電流により螺旋状の磁場を形成し、プラズマを閉じ込めている。

2.2 トカマクの磁場配位と特徴

プラズマ中の荷電粒子は磁力線に巻きついてサイクロトロン運動をする。しかし、トロイダル磁場のみでは ∇B ドリフトによる荷電分離と荷電分離によって生じる電場による $E \times B$ ドリフトによって閉じ込めることはできない。そういった問題を解消するためにポロイダル方向磁場を加え磁力線がトロイダル磁場の強い内側と弱い外側を通るようひねる事でプラズマを閉じ込める。このように磁力線がねじれながらトーラス状の領域を周回し、その周回する磁力線にイオンや電子といった荷電粒子が巻きつくことでプラズマを閉じ込める磁気閉じ込め方式をトカマクと呼ぶ。

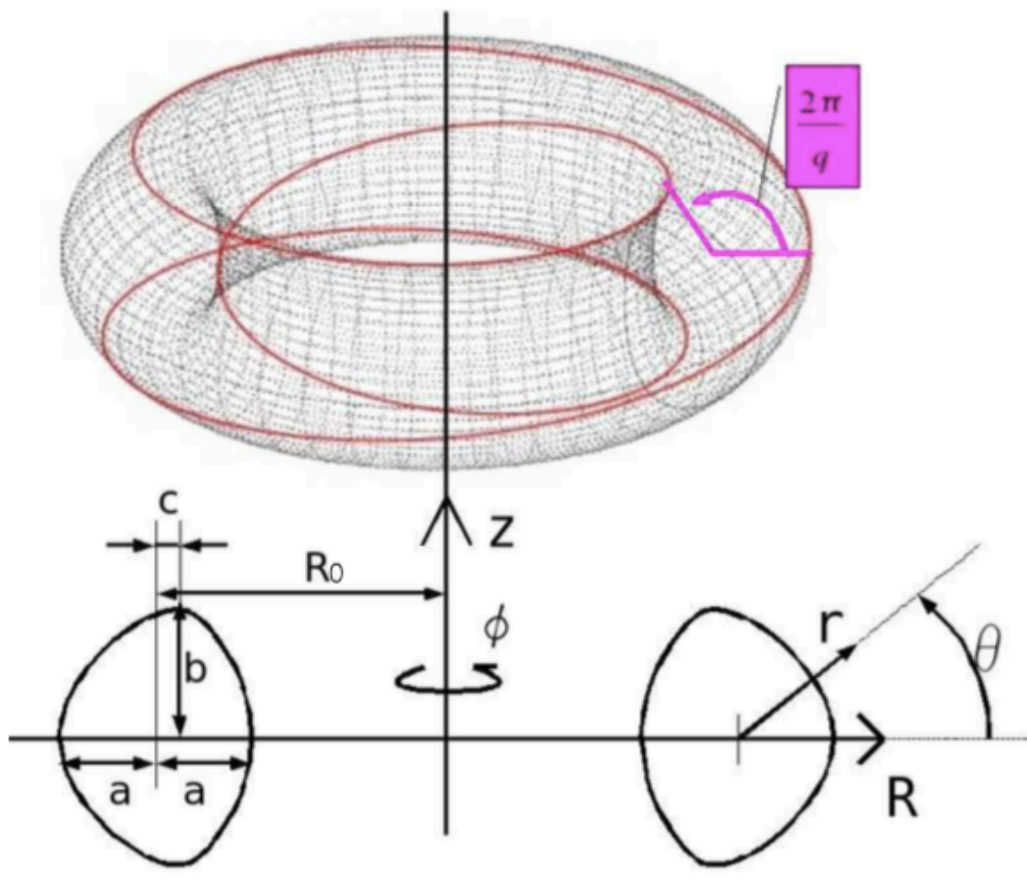


Fig. 2.1: トカマク配位の各パラメータ。

さらに具体的に言うならば「外部トロイダルコイルから印加される（外部）トロイダル磁場（以下TF） B_t とプラズマ自身に流れるトロイダル電流 I_p で誘起されるポロイダル磁場（以下PF） B_p によって熱核融合プラズマを閉じ込める磁場閉じ込め方式」である。トカマクの中で重要なパラメータなどについて挙げておく。トロイダル（Toroidal）とはトーラス型プラズマの大円方向を、ポロイダル（Poloidal）とは小円方向を指している。また形状を表すパラメータとしてアスペクト比 A 、楕円度 κ 、三角度 δ がある。この要素はプラズマ性能と相関関係がありそれぞれ $A = R_0/a$ 、 $\kappa = b/a$ 、 $\delta = c/a$ と表される。（Fig. 2.1）

- 楕円度 κ を上げると安全係数 q が大きくなり、より大きなプラズマ電流が流せるため高 N が期待出来る。
- 三角度 σ を大きくすると磁気井戸効果が大きくなり周辺部でのバルーニングモードが安定化され高 β になる。

といった性能との相関関係である。前述で出てきた β 値とは「単位磁気圧で閉じ込められるプラズマ熱圧力」のことを差し、トカマクの実用炉を考える上で重要な経済性を表す指標である。

値は以下の式で表される。

$$\beta = \frac{p}{B^2/2\mu_0} \quad (2.2)$$

β 値が高いほど効率よくプラズマを閉じ込めていることを表し経済性のが高いことになる。ITERに代表されるトカマク型プラズマでは $\beta \sim 10\%$ 程度である。また核融合出力 P は重水素の密度 n_D 、

三重水素の密度 n_T 、反応断面積 $\langle\sigma v\rangle$ 、核融合反応で生成される中性子と α 粒子のエネルギー E 、トロイダル磁場 B_t 、真空容器容量 V を用いて次のように表せる。

$$P = n_D n_T \langle\sigma v\rangle E V \propto \beta^2 B_t^2 V \quad (2.3)$$

B_t は例え超伝導コイルを用いても 12-13 T が限界であることから、経済的な炉で出力を上げるためには

をあげることが必須事項となる。この値の上限を予測する半経験則として知られる Toroyon 則によれば、

$$\beta_{max} = \beta_N \frac{I_p}{a B_t} \quad (2.4)$$

となる。この β_N は規格化 β と呼ばれ、 $I_p/a B_t$ はプラズマのキンクモード不安定によって上限が決まることから β 値を上げるには β_N を大きくする必要がある。 β_N を大きくするためにはトカマクの断面形状を非円形にすれば良いことが一般的に知られている。非円形にすることにより先ほど挙げた楕円度 κ 、三角度 δ が変化し、プラズマ性能に変化を与える。

2.3 球場トカマク (ST)

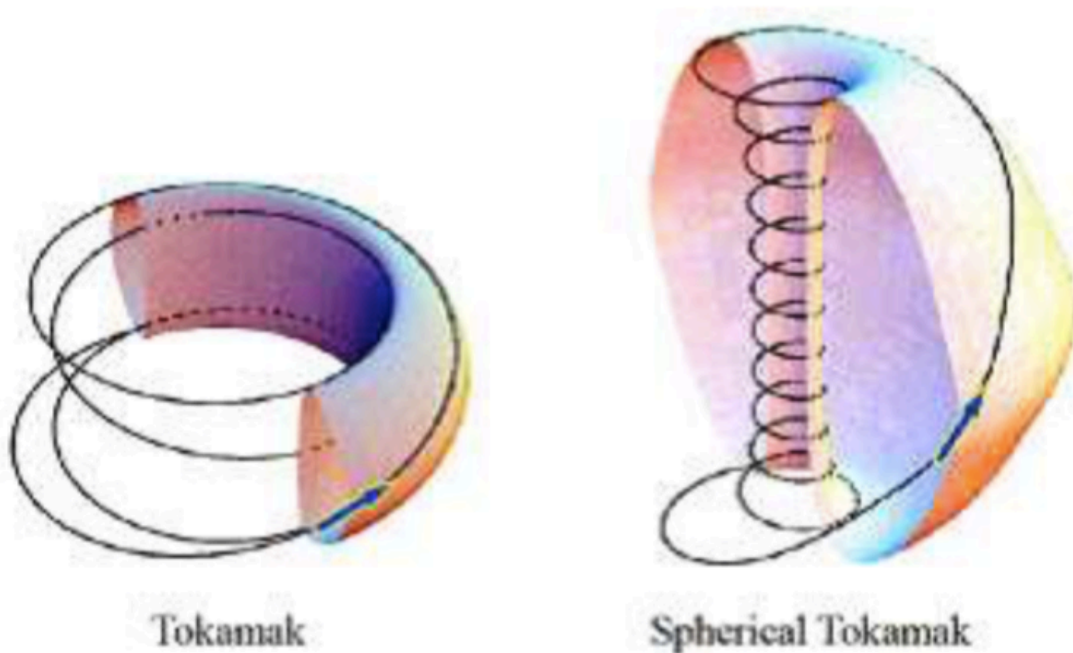


Fig. 2.2: トカマクと ST の磁力線比較。

近年注目されているの磁場配位として球状トカマク (Spherical Tokamak、以下 ST) がある。前節で紹介したトカマクの磁場配位のアスペクト比 ($A=$ 大半径/小半径) を小さく特化させた形状である。アスペクト比が 2 以下のトカマクでは断面形状が D 型となっていき、外観を見るとドーナツ型ではなく、球状になり、この磁場配位は ST と呼ばれる (Fig. 2.2)。この構造上、磁気シア (磁

場のねじれ具合)はトカマクに比べて、STは大きいと言った特徴がある。極端に低いアスペクト比では β 限界値が高く、高い β 値を期待できる。トカマクでは $\beta_N \sim 3.5$ であるのに対しSTでは $\beta_N \sim 6.0$ という数字が得られている。さらにプラズマの安定性という観点では、STはトカマクに比べてトロイダル磁場の強い部分でプラズマを閉じ込めているためプラズマ境界における安全係数が高く、トカマクで起こるような電流駆動型ディスラプションは起こりにくい。そのため、磁場は低くても大電流で安定な運転が可能である。また、トロイダル磁場はトーラス中心に流す電流により発生するため、トーラス外側では磁場が弱い。そのため不安定性が成長して外側に移った場合にはさらに不安定性が成長するのであるが、トーラス外側の磁力線滞在時間がSTはトカマクに比べ短いため直ちに内側に移り安定化され圧力駆動型不安定も成長しにくいといった利点が挙げられる。一方で、中性子を遮断した超電導コイルで炉を構成することを考えた場合、中性子シールドの厚さを考えると中心部のセンターポスト領域が確保できず、超電導コイルは使用できない。逆にスペースを確保した場合はセンターポストが太くなってしまいアスペクト比を小さくできないといった工学的な問題が生じることが予想される。

2.4 トカマクの磁場計測

トカマク(含ST)では、プラズマの定常維持の制御のため、磁場計測は重要な計測の一つとなっている。ITERでの磁気計測は、機械的な限界付近での動作の柔軟性を必要とするため、厳しい仕様を遵守しなければならない。機械設計を変更することによってこれらのマージンを回復することは、かなりのコストを伴うことになる。さらに、設計環境は挑戦的であり、導入および動作条件は厳しいものになる。

- 磁気診断は、その性質上、真空容器やプラズマに面するコンポーネントなどのトカマクの主要部分と強く相互作用し、磁気センサに大きな物理的および電磁的制約を与える。
- 設置時には、比較的壊れやすいセンサーや配線が、近くの数トンの構造要素の組み立てに耐えなければならない場合がある。
- 運転中、中性子と γ 線の照射とプラズマの熱負荷は重要となる。長パルス、長寿命、大容量のマシンでは、サーマルサイクリングや放射線損傷も重要となる。
- 最後に、トカマク内のコンポーネントのメンテナンスは、非常に困難で時間がかかり、費用がかかる。

上記のような要請を満足するような計測を行う必要がある。具体的に想定されている計測には、用途に応じて、内部磁気コイル、ダイバータコイル、外部磁気コイル、広範囲ハロー電流計測、反磁性ループ、ロゴスキーコイルなどが挙げられている [1]。また、非接触のプラズマの磁場計測には、他にも動的シュタルク分光や、レーザー偏光計がある。

本研究では、それらと比べて、

- 小面積計測ポートで、2次元化も容易。
- 密度分布も得られる。
- 周辺部の磁場ベクトルを計測できる。

と言った特徴を持った、新規計測方法として、偏波制御を用いたマイクロ波反射計というものを提案する。従来の反射計では、密度分布及び磁場強度分布しか計測できなかったが、提案手法では、磁場ベクトル分布の計測が可能となる。そのために、提案手法では、従来の反射計では無視していたX-Oモード変換現象を用いて、磁気シアの大きさを計測できるようなシステムを構築する。

第3章 プラズマ波動

反射計においては、磁場に対して垂直になるように電磁波を入射し、プラズマ中のカットオフで反射した電磁波を観測することになる。そこでそのような電磁波がどのような振舞いをするのか、反射計の利用において必要な範囲で、プラズマ波動の知識から検討する。

3.1 外部磁場に垂直に進行する電磁波

一様磁場中のプラズマで、磁場に対して垂直に進行する電磁波の振舞いを考える。電子の質量、速度、密度をそれぞれ m_e 、 \mathbf{v}_e 、 n_e とし、外部電場がなく、粒子密度一様で温度は0である流れのない定常状態にあるプラズマ中で、磁束密度及び電場を \mathbf{B} 及び \mathbf{E} と書く。電子の運動方程式を次のように書く。

$$m_e \left(\frac{\partial \mathbf{v}_e}{\partial t} + (\mathbf{v}_e \cdot \nabla) \mathbf{v}_e \right) = -e(\mathbf{E} + \mathbf{v}_e \times \mathbf{B}) \quad (3.1)$$

ここで、電磁波を扱うために、少し数学的な準備をする。電磁波のない定常状態での各物理量の値を添字0で表し、電磁波による摂動分を添字1で表すことにする。つまり、 $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_1$ などとするということである。また、それぞれの1次の摂動項は $\exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - i\omega t)$ の振動を持ち、1次の摂動項に対する空間微分 ∇ は $i\mathbf{k}$ に、時間微分 $\partial/\partial t$ は $i\omega$ に変換できるものとする。ただし、それぞれの1次摂動項の振動の初期位相 ψ は、例えばある物理量 A については、

$$A \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - i\omega t + i\psi) = A_* \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - i\omega t) \quad (3.2)$$

$$(|A_*| = A, \quad \arg(A_*) = \psi) \quad (3.3)$$

などのように、振動の振幅項を複素数にすることで振幅項に初期位相の情報を含めて記述することにする。以降、添字の*は省略する。

$\mathbf{v}_{e0} = \mathbf{E}_0 = 0$ とし、摂動の2次以上の項を無視すると、式(3.1)は次のようになる。

$$m_e(-i\omega)\mathbf{v}_{e1} = -e\mathbf{E}_1 - e\mathbf{v}_{e1} \times \mathbf{B}_0 \quad (3.4)$$

また、イオンは電子に比べて十分重いので静止しているとすると、電磁波による電流密度の摂動 \mathbf{j}_1 は

$$\mathbf{j}_1 = -n_{e0}e\mathbf{v}_{e1} \quad (3.5)$$

となる。勿論、定常状態での電流密度 \mathbf{j}_0 は0である。さらに、マクスウェル方程式から、

$$\nabla \times \mathbf{E}_1 = -\frac{\partial \mathbf{B}_1}{\partial t} \quad (3.6)$$

$$\nabla \times \mathbf{B}_1 = \mu_0 \mathbf{j}_1 + \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}_1}{\partial t} \quad (3.7)$$

であり、

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}_1) = \nabla \times \left(-\frac{\partial \mathbf{B}_1}{\partial t} \right)$$

$$\begin{aligned}
&= -\frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \mathbf{B}_1) \\
&= -\frac{\partial}{\partial t} \left(\mu_0 \mathbf{j}_1 + \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}_1}{\partial t} \right)
\end{aligned} \tag{3.8}$$

つまり、

$$\mathbf{k} \times (\mathbf{k} \times \mathbf{E}_1) = -i\omega \mu_0 \mathbf{j}_1 - \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{E}_1 \tag{3.9}$$

となる。ここで、ベクトル三重積の知識から、左辺は

$$\mathbf{k} \times (\mathbf{k} \times \mathbf{E}_1) = \mathbf{k}(\mathbf{k} \cdot \mathbf{E}_1) - k^2 \mathbf{E}_1 \tag{3.10}$$

と、変形できる。

• O波

ここで、 \mathbf{E}_1 と \mathbf{B}_0 が並行であるような電磁波を考えると、 \mathbf{k} と \mathbf{B}_0 が垂直であることから、 \mathbf{k} と \mathbf{E}_1 も垂直であり、 $\mathbf{k} \cdot \mathbf{E}_1 = 0$ であるので、式 (3.9) は、

$$(\omega^2 - c^2 k^2) \mathbf{E}_1 = -\frac{i\omega}{\varepsilon_0} \mathbf{j}_1 \tag{3.11}$$

となる。式 (3.4)、(3.5)、(3.11) から、

$$\begin{aligned}
(\omega^2 - c^2 k^2) \mathbf{E}_1 &= -\frac{i\omega}{\varepsilon_0} (-n_{e0} e \mathbf{v}_{e1}) \\
&= \frac{i\omega n_{e0} e}{\varepsilon_0} \frac{e \mathbf{E}_1}{i\omega m_e} \\
&= \frac{n_{e0} e^2}{\varepsilon_0 m_e} \mathbf{E}_1
\end{aligned} \tag{3.12}$$

となり、プラズマ周波数が $\omega_p^2 = n_{e0} e^2 / \varepsilon_0 m_e$ であることに注意すると、屈折率 n について、

$$N_O^2 = \frac{c^2 k^2}{\omega^2} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \tag{3.13}$$

が得られる。この分散関係を示す波はO波 (Ordinary wave; 正常波) と呼ばれ、電子密度によって $n=0$ となるカットオフの位置が決まることから、反射計では電子密度計測に用いられる。

• X波

次に、 \mathbf{E}_1 と \mathbf{B}_0 が垂直であるような電磁波を考える。 \mathbf{B}_0 を z 軸方向に、 \mathbf{k} を x 軸方向にとると、 \mathbf{E}_1 は x 軸方向と y 軸方向の両方の成分を持ちうるのでこの二方向について考えてやる必要がある。そこで、式 (3.4)、(3.5)、(3.9) について、 x 軸方向、 y 軸方向の2成分を書き下すと、

$$v_x = -\frac{ie}{m\omega} (E_x + v_y B_0) \tag{3.14}$$

$$v_y = -\frac{ie}{m\omega} (E_y - v_x B_0) \tag{3.15}$$

$$j_x = -n_0 e v_x \tag{3.16}$$

$$j_y = -n_0 e v_y \tag{3.17}$$

$$0 = i\omega \mu_0 j_x + \frac{\omega^2}{c^2} E_x \tag{3.18}$$

$$k^2 E_y = i\omega \mu_0 j_y + \frac{\omega^2}{c^2} E_y \tag{3.19}$$

となる。ただし、添字の e 、 1 は省略してある。第1式と第2式より、 v_x 、 v_y について解くと、

$$v_x = \frac{e}{m\omega} \left(-iE_x - \frac{\omega_c}{\omega} E_y \right) \left(1 - \frac{\omega_c^2}{\omega^2} \right)^{-1} \quad (3.20)$$

$$v_y = \frac{e}{m\omega} \left(-iE_y + \frac{\omega_c}{\omega} E_x \right) \left(1 - \frac{\omega_c^2}{\omega^2} \right)^{-1} \quad (3.21)$$

となる。ここで、 $\omega_c = eB_0/m_e$ は電子のサイクロトロン周波数である。また、第3,4,5,6式より

$$v_x = \frac{-1}{n_0 e} \frac{-\omega}{i\mu_0 c^2} E_x \quad (3.22)$$

$$v_y = \frac{-1}{n_0 e} \frac{1}{i\omega\mu_0} \left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \right) E_y \quad (3.23)$$

となる。以上から、プラズマ周波数 ω_p を用いて E_x, E_y について整理すると、

$$\left[\omega^2 \left(1 - \frac{\omega_c^2}{\omega^2} \right) - \omega_p^2 \right] E_x + i \frac{\omega_p^2 \omega_c}{\omega} E_y = 0 \quad (3.24)$$

$$\left[(\omega^2 - c^2 k^2) \left(1 - \frac{\omega_c^2}{\omega^2} \right) - \omega_p^2 \right] E_y - i \frac{\omega_p^2 \omega_c}{\omega} E_x = 0 \quad (3.25)$$

となり、これが $(E_x, E_y) = (0, 0)$ 以外の解を持つには、係数行列式が0になる必要がある。 $\omega_c^2 + \omega_p^2 = \omega_h^2$ (高域混成周波数) として、

$$(\omega^2 - \omega_h^2) \left[\omega^2 - \omega_h^2 - c^2 k^2 \left(1 - \frac{\omega_c^2}{\omega^2} \right) \right] = \left(\frac{\omega_p^2 \omega_c}{\omega} \right)^2 \quad (3.26)$$

であり、屈折率 n について整理すると、

$$N_X^2 = \frac{c^2 k^2}{\omega^2} = 1 - \frac{\omega_p^2 \omega^2 - \omega_p^2}{\omega^2 \omega^2 - \omega_h^2} \quad (3.27)$$

が得られる。この分散関係を示す波はX波 (Extraordinary wave; 異常波) と呼ばれ、屈折率は電子密度と磁場強度の関数となっている。

3.2 遮断と共鳴

上記のようにして得られた屈折率はO波については電子密度 N_e と波の角周波数 ω で決まり、X波についてはそれに加えて磁場強度 B_0 で決まる値となっている。双方の屈折率を与える式 (3.13), (3.27) は屈折率の2乗について整理してある式なので、右辺 < 0 となる時、波の波数 k は複素数となり、伝搬する波は指数関数的に減衰することになる。よってこの領域では波は伝搬不可能となる。このような領域をエヴァネッセント領域という。伝搬可能な領域と不可能な領域の境界となる、屈折率が0となる場合を遮断 (cutoff) といい、屈折率が正の領域から伝搬してきた波はそこで反射を起こす。一方で、屈折率が無限大になる場合、波の群速度が0となる。この場合を共鳴 (resonance) といい、伝搬可能な領域から共鳴層に到達した波はプラズマに吸収されたり、別の伝搬可能なモードへの結合を起こしたりする。

ここで、遮断を起こす場合について考える。O波については屈折率が0となる場合には、

$$\omega = \omega_p \quad (3.28)$$

となり、この遮断をプラズマ遮断という。また、X波については屈折率が0となる場合には、

$$\omega^2 - \omega_p^2 = \pm\omega\omega_c \quad (3.29)$$

$$\omega = \frac{1}{2} \left(\pm\omega_c + \sqrt{\omega_c^2 + 4\omega_p^2} \right) \quad (3.30)$$

となる。ただし、 $\omega > 0$ とした。この解のうち、正符号の場合を右手サイクロトロン遮断 (Righthand cyclotron cutoff) といい、負符号の場合を左手サイクロトロン遮断 (Lefthand cyclotron cutoff) という。これは磁場に向かって電場の方向がどちら向きに回転するかを表している。

3.3 Collisional Cold Plasma 近似

前節までの議論は Cold Plasma 近似と呼ばれるもので、プラズマ波動を考える上で最も簡略化した近似による計算である。次に、電子-イオン間の衝突を考慮した場合、どうなるか考える。この時、電子の運動方程式に衝突項が追加され、式 (3.4) は次のようになる。

$$m_e(-i\omega)\mathbf{v}_{e1} = -eE_1 - e\mathbf{v}_{e1} \times \mathbf{B}_0 - m_e\nu\mathbf{v}_{e1} \quad (3.31)$$

ここで、 ν は電子-イオン間の衝突周波数である。この方程式を用いた近似計算を Collisional Cold Plasma 近似と言う。変形して、

$$m_e(-i\omega + \nu)\mathbf{v}_{e1} = -eE_1 - e\mathbf{v}_{e1} \times \mathbf{B}_0 \quad (3.32)$$

これを元の方程式である式 (3.4) と比較すると、電子の質量が

$$m_e \rightarrow m_e \frac{\omega + i\nu}{\omega} \quad (3.33)$$

に置き換わっただけの式になっている。残りの式は電子の質量に関わらないものなので、この置き換えをするだけで、計算結果を衝突を考慮しないものから衝突を考慮したものに修正できる。このような変換で、O、Xモードの屈折率 N_O, N_X はそれぞれ以下ようになる。

$$N_O^2 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - i\nu\omega} \quad (3.34)$$

$$N_X^2 = \frac{(\omega_p^2 - \omega^2)^2/\omega^2 - \omega_c^2 - 2i\nu\omega(1 - \omega_p^2/\omega^2)}{\omega^2 - \omega_p^2 - \omega_c^2 - 2i\nu\omega(1 - \omega_p^2/2\omega^2)} \quad (3.35)$$

3.4 モード変換現象

以上の考察は外部磁場 \mathbf{B}_0 が一様である場合についてのものであったが、次は本研究が着目する X-O モード変換現象について考える。

トーラスプラズマ中の磁場を考えると、主要な磁場はトーラスの大半径方向に沿った向きの成分である。それに対し、トーラスの小半径方向にも小さいながらも磁場は存在する。それらの合成により、トーラスプラズマ中の磁場はトーラスの表面に巻きつくようなねじれた形で存在する。このようなプラズマ中を前述の例と同じように、磁場に対して垂直方向に電磁波が伝搬するとき、波は進行するにしたがって、進行方向に垂直な面内で、徐々に磁場の向きの回転を感じるようになる。

もしこの磁場の向きの回転が存在しない場合は、前述の例と同じく、正常波 (Oモード波) と異常波 (Xモード波) は独立して伝搬すると言える。しかし、0でない磁場のシアが存在すると

き、これら2つの波はカップリングし、互いが互いを励起しながら伝搬するようになる。Ref. [9]の議論では微小な磁気シアが存在するときに、X波のみの成分を持つ波がO波の成分をプラズマに励起する様子を紹介している。

この論文では、Collisional Cold Plasma 近似の方程式系を、 z 方向に波の波数ベクトルが向いているとして、 E_x, E_y, B_x, B_y についての微分方程式として行列形式で表現することにより、結合方程式の理論を適用して、Oモードの進行波と後退波、Xモードの進行波と後退波の4波結合の方程式とみなして議論している。その中で、幾つかの近似の仮定を追加しながら、 $z=0$ で純粋なXモードの波が、 z 方向に進行するときに、磁場の向きが $\phi(z)$ なる角度の関数で与えられるとして、X-Oモード変換効率は

$$\left| \frac{E_O(\omega)}{E_X(\omega)} \right| = \left| \int_0^z dz' \frac{d\phi}{dz'} \left| \frac{k_X}{k_O} \right|^{\frac{1}{2}} \exp \left[i \int_0^{z'} dz'' (k_X - k_O) \right] \right| \quad (3.36)$$

のような形で表現されると導いている。ここで、 k_O, k_X はそれぞれ、O波、X波の波数を表している。ただし、前述したように、この式の導出には幾つかの仮定を必要とするため、実際の現象を正しく表現できるとは限らない。例えば、各モードの屈折率 N_O, N_X はそれぞれほぼ1で、これらの間の差はほとんどないということや、入射したX波はプラズマ中を伝搬していく中で、その強度を保つことなどがあり、その条件を満たさない場合には、この式は成立しないと言及されている。

この式を利用して磁気シアの大きさに相当する $d\phi/dz'$ を計測することを考えてみる。各モードの波数については、それぞれの屈折率が分かれば得られる。すなわち、電子密度及び磁場強度を得られれば右辺は磁気シア $d\phi/dz'$ を残して計算できることになる。また、左辺についても、プラズマ外から励起してX波として入射して、プラズマを通過して出てきた波を計測することで、モード変換効率を得ることができる。本研究ではこのような原理により、磁気シアの計測を反射計をベースにした計測器で行うということを目指とする。

第4章 反射計計測

本章では従来型の反射計の基礎的な理論から、本研究で提案する偏波制御を用いた反射計の原理までを紹介する。反射計では、Fig. 4.1のようにプラズマ外で励起した電磁波がプラズマ内部のカットオフ層で反射し、帰ってきた波を計測することで、プラズマの情報を再構成する。

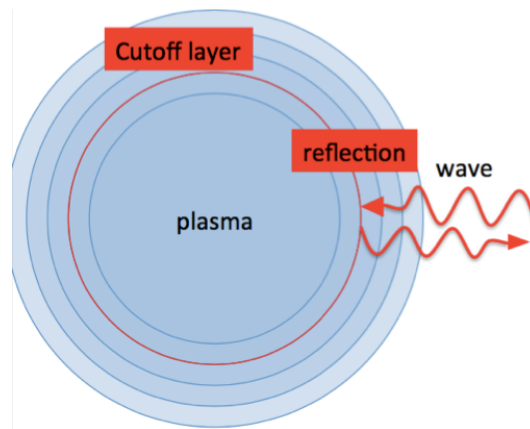


Fig. 4.1: プラズマで電磁波が反射される様子。

4.1 ヘテロダイン法について

本研究では、ヘテロダイン AM 型の反射計を基にして、新型の反射計を設計している。そのため、まずはヘテロダイン法による計測原理を示す。

目標の周波数のマイクロ波発振器とは別に、周波数の異なる発振器を用意し、それらをミキサを用いて乗算操作してやることで、差周波数と和周波数の信号を作り、そのどちらかについて、プラズマを通る経路（プローブ信号）と、プラズマを通らない経路（参照信号）でどれだけ位相差を持つかを測定する。この測定では、狭帯域のバンドパスフィルタを用いることで、雑音の小さい高精度測定が可能である。以下にその原理を示す。

搬送波、信号波の電圧波形をそれぞれ v_c, v_s として、

$$v_c(t) = V_c \cos(2\pi f_c t + \phi_c) \quad (4.1)$$

$$v_s(t) = V_s \cos(2\pi f_s t + \phi_s) \quad (4.2)$$

とする。ただし、 V, f, ϕ はそれぞれの波形における、電圧振幅、発振周波数、初期位相を表す。これらの信号を掛け合わせると、

$$\begin{aligned} v_c \times v_s &= V_c \cos(2\pi f_c t + \phi_c) \times V_s \cos(2\pi f_s t + \phi_s) \\ &= \frac{V_c V_s}{2} [\cos\{2\pi(f_c - f_s)t + \phi_c - \phi_s\} + \cos\{2\pi(f_c + f_s)t + \phi_c + \phi_s\}] \end{aligned} \quad (4.3)$$

となり、差周波数と和周波数の信号が得られた。これらをプローブ信号とし、プラズマ中を通る間にそれぞれ ϕ_{p-}, ϕ_{p+} の位相変化を受け、また、その電圧振幅はそれぞれ V_{p-}, V_{p+} となっているとする。このとき、プローブ信号 v_p は

$$v_p = V_{p-} \cos\{2\pi(f_c - f_s)t + \phi_c - \phi_s + \phi_{p-}\} + V_{p+} \cos\{2\pi(f_c + f_s)t + \phi_c + \phi_s + \phi_{p+}\} \quad (4.4)$$

となり、この信号を二乗検波し（信号パワーの検出をし）、搬送波の周期 $1/f_c$ より十分長い時間で平均すると

$$\begin{aligned} \langle |v_p|^2 \rangle &= \langle V_{p-}^2 \cos^2\{2\pi(f_c - f_s)t + \phi_c - \phi_s + \phi_{p-}\} \\ &\quad + V_{p+}^2 \cos^2\{2\pi(f_c + f_s)t + \phi_c + \phi_s + \phi_{p+}\} \\ &\quad + 2V_{p-}V_{p+} \cos\{2\pi(f_c - f_s)t + \phi_c - \phi_s + \phi_{p-}\} \\ &\quad \quad \times \cos\{2\pi(f_c + f_s)t + \phi_c + \phi_s + \phi_{p+}\} \rangle \\ &= V_{p-}^2/2 + V_{p+}^2/2 + \langle V_{p-}V_{p+} \{ \cos(2\pi \times 2f_c t + 2\phi_c + \phi_{p-} + \phi_{p+}) \\ &\quad \quad + \cos(2\pi \times 2f_s t + 2\phi_s - \phi_{p-} + \phi_{p+}) \} \rangle \\ &= V_{p-}^2/2 + V_{p+}^2/2 + V_{p-}V_{p+} \cos(2\pi \times 2f_s t + 2\phi_s + \phi_{p+} - \phi_{p-}) \end{aligned} \quad (4.5)$$

が得られる。ここで、輸送波の周波数 f_c に比べて、信号波の周波数 f_s は十分遅いとした。この信号の直流成分をカットした信号 \tilde{v}_{power} と、信号波 v_s を周波数ダブルで周波数を2倍にした信号 v_{s2} はそれぞれ、

$$\tilde{v}_{power} = V_{p-}V_{p+} \cos(2\pi \times 2f_s t + 2\phi_s + \phi_{p+} - \phi_{p-}) \quad (4.6)$$

$$v_{s2} = V_{s2} \cos(2\pi \times 2f_s t + 2\phi_s) \quad (4.7)$$

となり、これら2信号の位相差をとることで $\phi_{p+} - \phi_{p-}$ を得ることができる。

f_s が f_c に比べて十分小さいとき、ここから反射波の特性として、

$$\frac{\partial \phi}{\partial f_c} = \frac{\phi_{p+} - \phi_{p-}}{2f_s} \quad (4.8)$$

が得られる。この特性を周波数方向に積分することで、周波数-位相差の関係を得ることができる。

4.2 密度及び磁場の再構成

プラズマ外の真空中から電磁波を入射し、プラズマ中の屈折率が0となるカットオフ層で反射されて、再びプラズマ外に放出されるときを考える。この時、プラズマ中で波が受ける位相変化 ϕ は、WKB 近似的な考え方により、

$$\phi(f) = 2k_0 \int_{\text{plasma edge}}^{\text{cutoff layer}} n \, dr - \frac{\pi}{2} \quad (4.9)$$

と与えられる。ただし、 f は電磁波の周波数、 k_0 は真空中での波の波数、 n は屈折率を表す。ここで、 $\pi/2$ の項は反射によって生じる位相変化であるが、その導出を以下に示す。

電磁波の電場 E について、その振動を平面波近似して $E = E \exp(ikx - i\omega t)$ であるとする。プラズマ中では屈折率 n が密度によって変化するので、密度勾配のある今回の条件では

$$\frac{\partial k}{\partial x} = \frac{\omega}{c} \frac{\partial n}{\partial x} = -\frac{2\omega_c}{c\omega} \frac{\partial \omega_c}{\partial x} = -\frac{2\omega_c}{c\omega} \frac{e^2}{\epsilon_0 m_e} \frac{\partial n_e}{\partial x} \neq 0 \quad (4.10)$$

となり、 k が定数のときのように E を微分できないが、仮に、 n_e の空間変化が十分緩やかで、ほぼ 0 だと見なせる場合には、 k が定数のときと同じように

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} = -k^2 E = -k_0^2 n^2 E \quad (4.11)$$

と書ける。 $x > 0$ から電磁波を入射し、 $x = 0$ でカットオフ層に当たり、反射するとして、 $x = 0$ 付近での屈折率が

$$n^2 = ax + O(x^2) \quad (a > 0) \quad (4.12)$$

と書けるとすると、 $x = 0$ の十分近くでは、 $\hat{x} = (k_0^2 a)^{1/3} x$ とすると、

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 E}{\partial \hat{x}^2} &= \frac{\partial}{\partial \hat{x}} \left((k_0^2 a)^{-1/3} \frac{\partial E}{\partial x} \right) \\ &= (k_0^2 a)^{-2/3} (-k_0^2 n^2 E) \\ &= -\hat{x} E \end{aligned} \quad (4.13)$$

が得られる。この微分方程式は Airy 方程式であり、その解は $Ai(-\hat{x})$ と $Bi(-\hat{x})$ の二つの独立な関数として与えられるが、 $Bi(-\hat{x})$ は $\hat{x} \rightarrow -\infty$ で発散するので、物理的な意味を持たない解となる。関数 $Ai(-\hat{x})$ については、初等関数で表せないものの、 x が 0 より十分大きい領域では、次のような漸近解が存在する。

$$Ai(-\hat{x}) \sim \frac{1}{\sqrt{\pi}} \hat{x}^{-1/4} \sin \left(\frac{2}{3} \hat{x}^{3/2} + \frac{\pi}{4} \right) \quad (4.14)$$

よって積分定数を C として E は、

$$\begin{aligned} E(\hat{x}) &= CAi(-\hat{x}) \\ &\sim \frac{C}{\sqrt{\pi}} \hat{x}^{-1/4} \sin \left(\frac{2}{3} \hat{x}^{3/2} + \frac{\pi}{4} \right) \\ &= \frac{C}{\sqrt{\pi}} \hat{x}^{-1/4} \frac{1}{2i} \left[\exp \left(i \frac{2}{3} \hat{x}^{3/2} + i \frac{\pi}{4} \right) - \exp \left(-i \frac{2}{3} \hat{x}^{3/2} - i \frac{\pi}{4} \right) \right] \\ &= \frac{C}{2} \sqrt{\frac{i}{\pi}} \left[\hat{x}^{-1/4} \exp \left(-i \frac{2}{3} \hat{x}^{3/2} \right) - i \hat{x}^{-1/4} \exp \left(i \frac{2}{3} \hat{x}^{3/2} \right) \right] \end{aligned} \quad (4.15)$$

となる。ところで、屈折率 n を式 (4.12) のように与えたとき、その空間変化が十分緩やかならば、WKB 近似により、誘電体中では電束密度 $D = \varepsilon E = n^{1/2} E$ が保存することに注意すると、式 (4.11) の微分方程式は次のような解が得られることが期待される。

$$\begin{aligned} E(x) &= n^{-1/2} \exp \left(-ik_0 \int_0^x n dx \right) + R n^{-1/2} \exp \left(ik_0 \int_0^x n dx \right) \\ &= (ax)^{-1/4} \left[\exp \left(-ik_0 a^{1/2} \frac{2}{3} x^{3/2} \right) + R \exp \left(ik_0 a^{1/2} \frac{2}{3} x^{3/2} \right) \right] \end{aligned} \quad (4.16)$$

つまり、

$$E(\hat{x}) = (k_0/a)^{1/6} \left[\hat{x}^{-1/4} \exp \left(-i \frac{2}{3} \hat{x}^{3/2} \right) + R \hat{x}^{-1/4} \exp \left(i \frac{2}{3} \hat{x}^{3/2} \right) \right] \quad (4.17)$$

となる。ここで、 R は反射係数であり、式 (4.15) と (4.17) を比較することにより、 $R = -i$ なので、反射によって受ける位相変化 ϕ_r は

$$\phi_r = \arg R = \arg(-i) = -\frac{\pi}{2} \quad (4.18)$$

となる。

以上から、プラズマ中で反射してきた波が受ける位相変化は式(4.9)のようになることがわかった。この式を満足するように、計測から得られた式(4.8)の關係を用いて屈折率 n の分布を再構成する。この逆問題の解法には、周波数の増加とともに反射位置がプラズマ内部に移っていくと言う反射計の特性を利用して、反射位置がプラズマ外縁部の方から順に、屈折率がほとんど変化しないとみなせる周波数幅で、逐次再構成していくという方法をとる。

この方法で得られた屈折率 n の分布から、O波による測定をしていた場合には密度分布が得られる。X波による測定をしていた場合には、O波による測定などから密度の分布を知っていれば、磁場強度の分布が得られる。このような密度、磁場強度の計測方法が従来型の反射計計測である。ただし、磁場に関しては式(3.27)からわかるように、その強度が得られるのみで、磁場ベクトルの向きまでは計測できない。

4.3 偏波制御を用いたマイクロ波反射計

従来型の反射計を用いる場合には、磁場ベクトル計測には別の計測が必要であるが、既存のものとしては動的シュタルク分光計測やレーザー偏光計がある。ただし、前者はプラズマの真空容器に大面積真空ポートが必要であり、後者は電子密度分布計測が別途必要でかつ、2次元化が現実的ではないなど課題も多い。

そこで本研究で提案するのは、反射計の仕組みを利用しつつ、より踏み込んだ物理現象である電磁波のモード変換現象を介して磁場ベクトル計測を行う方法である。X-Oモード変換現象に着目した反射計である。磁場にシアがある時に、最外殻磁気面にXモードとして入射した電磁波はプラズマ中を進行していく間にモード変換を受け、Oモードの成分を持つようになる。このモード変換は前章の最後の式(3.36)によって決まる。すでに述べたように、この式の中に現れる変数のうち、 k_O, k_X は電子密度及び磁場強度から得られる量なので、これは従来の反射計により計測できる量である。そこで、左辺のX-O変換効率を計測することで、残りの $d\phi/dz'$ 、すなわち磁場ベクトルの回転量を知ることができるようになる。

一般的にはプラズマの最外殻磁気面における磁場ベクトルの向きは変動する量なので、計測システムを構築する上ではそれに追従するように入射する電磁波の偏波面を制御しながら計測していく設計になる。この原理では、プラズマの最外殻磁気面における磁場ベクトルの向きをあらかじめ知っておく必要があるが、大型トカマク実験ではトラス平衡磁気面同定から非接触で、かつリアルタイムで知ることができる上に、この計測の結果が逆にトラス平衡磁気面同定の計算精度を向上させるためのデータベースに加えることができる。また、本研究の実証実験では最外殻部分に磁場計測用のプローブを設置して最外殻磁気面の磁場ベクトルデータ取得し、偏波面の制御に用いる。

さらに、従来型の反射計計測と比較して大きく異なる点は、計測対象となる反射波の位相情報だけでなく、強度の情報も必要になるという点である。これは、モード変換効率をO、X波の強度比として得るためである。このため、精度の良い計測は比較的難易度の高いものになることが予想される。また、電磁波の送受信に用いるアンテナは、プラズマの各モードの識別が十分できるような精度で、偏波面の制御が可能なものでなければならない。

第5章 COMSOL Multiphysics を用いた反射計シミュレーション

数値計算ソフト COMSOL での 2D 全波解析により、発信アンテナから受信アンテナまでの経路における電磁波のシミュレーション計算を行った。これには、反射計に用いるアンテナの特性の検討及び、計測データの解釈の妥当性を確保するといった目的がある。また、モード変換効率の式には、一部近似を利用しているため、全波解析の計算結果と比較することで、その妥当性を検証する目的もある。用いた COMSOL のバージョンは COMSOL5.2a であり、そのうち RF モジュール及び LivelinkTM for Matlab モジュールを利用した。

この章では後に示すシミュレーション計算の全般に共通することがらについて紹介する。

5.1 計算の支配方程式

COMSOL での 2D 全波解析では、次の式を領域全体で満たすように MUMPS という直接法によるソルバーを用いて計算している。

$$\nabla \times \mu_r^{-1} (\nabla \times E) - k_0^2 \left(\epsilon_r - \frac{j\sigma}{\omega\epsilon_0} \right) E = 0 \quad (5.1)$$

μ_r 、 ϵ_r 、 σ はそれぞれ、比透磁率、比誘電率、電気伝導度である。

5.1.1 プラズマのモデリング

本シミュレーション実験において高周波の電磁波解析に用いる RF モジュールではプラズマ中を伝播する電磁波の計算はできないため、プラズマ中を伝播するときに電磁波が感じる誘電率テンソルを手動で設定して解析を行う。具体的には、次のようになる。

まず、外部磁場（電磁波がないときの磁場）が z 軸の方向を向いている時について、真空中の誘電率に対応する、複素誘電率テンソル ϵ は次式のようなになる。

$$\epsilon = \begin{pmatrix} S & -iD & 0 \\ iD & S & 0 \\ 0 & 0 & P \end{pmatrix} \quad (5.2)$$

このとき、 S, D, P （及び以下に示す R, L ）は Stix パラメータといい、本実験では電子とイオンの衝突を考慮した時の電子の運動のみを考えて、次のような値をとる。

$$S = \frac{1}{2}(R + L), \quad D = \frac{1}{2}(R - L) \quad (5.3)$$

$$R = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega + i\nu_0 - \omega_{ce})} \quad (5.4)$$

$$L = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega + i\nu_0 + \omega_{ce})} \quad (5.5)$$

$$P = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega + i\nu_0)} \quad (5.6)$$

ただし、 ω は入射電磁波の角周波数、 ν_0 は電子-イオン間の衝突周波数、 ω_{pe} はプラズマの電子プラズマ周波数、 ω_{ce} は電子サイクロトロン周波数であり、 n_e を電子密度、 e を電荷素量、 m_e を電子質量、 ϵ_0 を真空の誘電率、 B を外部磁場の磁束密度とすると、

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0}} \quad (5.7)$$

$$\omega_{ce} = \frac{eB}{m_e} \quad (5.8)$$

である。

この複素誘電率テンソルは外部磁場 B が z 方向を向いているときのものなので、COMSOL 上での z 軸を実際の磁場の方向に合わせるために座標軸を回転させる必要がある。まず、Fig.5.1 のように z 軸を中心に、 x 軸が磁場の方向と垂直な面内に入るように回転させ、移動前に x 軸だったものが移った先を x' 軸、 y 軸だったものが移った先を y' 軸とする。次に、Fig.5.2 のように x' 軸を中心に、 z 軸が磁場の方向と一致するように回転させ、移動前に z 軸だったものが移った先を z' 軸、 y' 軸だったものが移った先を y'' 軸とする。

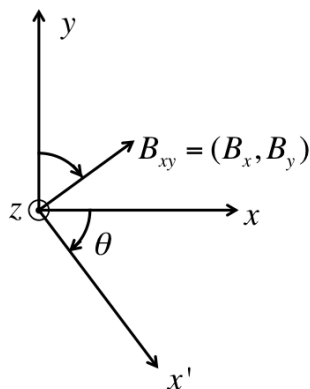


Fig. 5.1: first coordinate rotation.

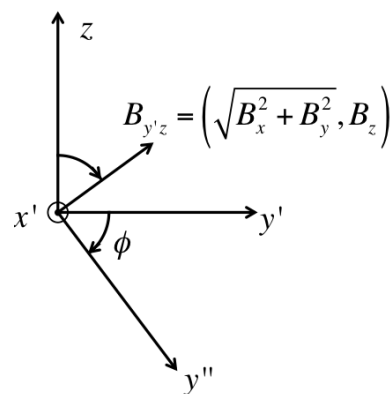


Fig. 5.2: second coordinate rotation.

このような座標軸の変換において、1度目の回転角度を θ [rad]、2度目の回転角度を ϕ [rad] とし、外部磁場が $B = (B_x, B_y, B_z)^t$ とすると、これらは以下の関係式を満たすようにする。

$$\sin \theta = \frac{-B_x}{\sqrt{B_x^2 + B_y^2}} \quad (5.9)$$

$$\cos \theta = \frac{B_y}{\sqrt{B_x^2 + B_y^2}} \quad (5.10)$$

$$\sin \phi = \frac{-\sqrt{B_x^2 + B_y^2}}{\sqrt{B_x^2 + B_y^2 + B_z^2}} \quad (5.11)$$

$$\cos \phi = \frac{B_z}{\sqrt{B_x^2 + B_y^2 + B_z^2}} \quad (5.12)$$

このとき、座標変換行列 A は次のように書ける。

$$A = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \phi & \sin \phi \\ 0 & -\sin \phi & \cos \phi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta & 0 \\ -\sin \theta & \cos \theta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (5.13)$$

また、その逆行列 A^{-1} は、逆順に逆方向に回転させれば良いことから、次のようになる。

$$A^{-1} = \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta & 0 \\ \sin \theta & \cos \theta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \phi & -\sin \phi \\ 0 & \sin \phi & \cos \phi \end{pmatrix} \quad (5.14)$$

以上から、外部磁場 B が任意の方向を向いているときの複素誘電率テンソル ε_* は、

$$\varepsilon_* = A^{-1} \varepsilon A \quad (5.15)$$

で与えられる。これを物理モデル上に作ったメッシュの各ノードで与えることでプラズマの模擬を行う。

第6章 密度、磁場の1次元構造におけるモード変換

本章ではプラズマの密度分布及び外部磁場の分布が、電磁波の進行方向と同じ方向にのみ変化するようなモデルについての結果を示す。

モデルの次元は2次元とし、計算領域は長方形の領域とする。外側の境界は全て散乱境界条件であり、そこに到達した波は反射しないようになっている。 $x < 0.1[\text{m}]$ の領域は真空とし、 $x > 0.1[\text{m}]$ の領域はプラズマの領域とする。この時のプラズマの電子密度分布は $x = 0.1[\text{m}]$ で立ち上がるステップ関数状のものと、 $x = 0.1[\text{m}]$ から線形に増えていくものと、 $x = 0.1[\text{m}]$ から線形に増えて、 $x = 0.2[\text{m}]$ でピークを持ち、同じ勾配で減っていくものを計算した。磁場の分布については、磁場強度は全域で $0.5[\text{T}]$ で一定とし、磁気シアの大きさを変化させた。ただし、プラズマ端面である $x = 0.1[\text{m}]$ で、磁場ベクトルが完全にy方向を向くように設定してある。入射波を励起するポートは領域内部の $x = 0[\text{m}]$ の境界線上で、そこから右向きに電磁波を放射する。この時、励起する電磁波は、プラズマ境界上で入射する際にXモードとして入射するように電場の E_z 成分のみである。

既に示してあるが、これから電磁波シミュレーションによりその妥当性を検証する1次元のX-Oモード変換の理論式(3.36)を再度示す。

$$\left| \frac{E_O(\omega)}{E_X(\omega)} \right| = \left| \int_0^z dz' \frac{d\phi}{dz'} \left| \frac{k_X}{k_O} \right|^{\frac{1}{2}} \exp \left[i \int_0^{z'} dz'' (k_X - k_O) \right] \right|$$

6.1 解析結果1

まずは、1次元の理論式である、式(3.36)と比較しやすいように、1次元に近いモデルとして、Fig. 6.1のように細長い領域を計算した結果を示す。さらに、2、3次元モデルでは存在する電磁波の伝搬する形状に由来する電磁波の局所的な強度変化を無視するために、平面波を背景電場とする散乱場解析を行った。密度 $n_e[\text{m}^{-3}]$ 及びプラズマ端での磁場ベクトル(y方向)から見た磁場の回転角 $\theta_B[\text{rad}]$ の分布は

$$n_e(x) = A n_e|_{R_{cutoff}} \times \text{step}(x - 0.1) \quad (6.1)$$

$$\theta_B(x) = \phi_B((x - 0.1) + |x - 0.1|)/2 \quad (6.2)$$

と与えてあり、ここで、 $n_e|_{R_{cutoff}}$ はRカットオフの密度、 $\phi_B[\text{rad/m}]$ は磁気シアの大きさである。また、 A は密度の最大値を決める定数であり、ここでは0.5として計算している。これらの設定をプロットすると、Fig. 6.3のようになる。磁気シアの大きさは領域内で一定で、その値を $0 - 1[\text{rad/m}]$ の間で変化させながら計算した。この時、プラズマ中では、密度勾配はなく、磁場強度も一定のため、モード変換効率は磁気シアの大きさによってのみ決まり、波の進行とともに線形に増えていくと理論式から予想される。

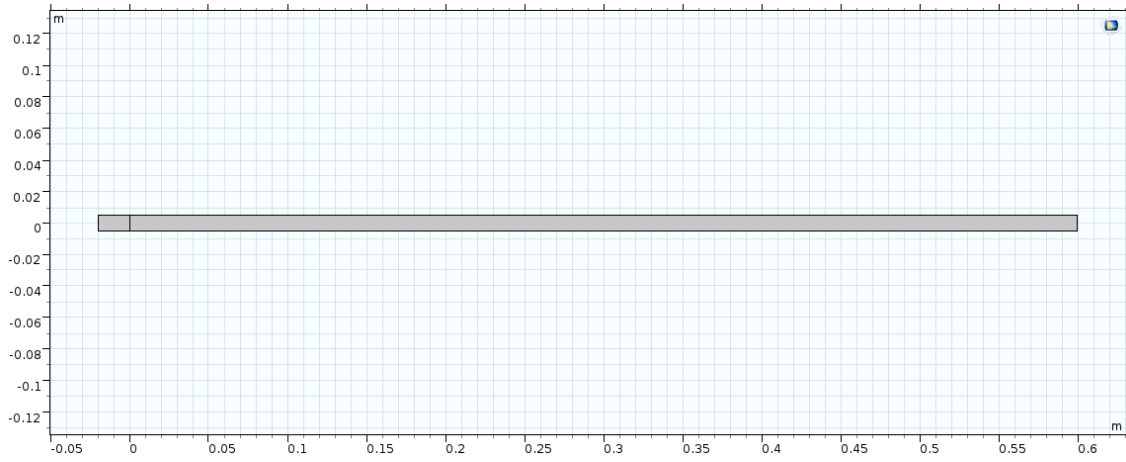
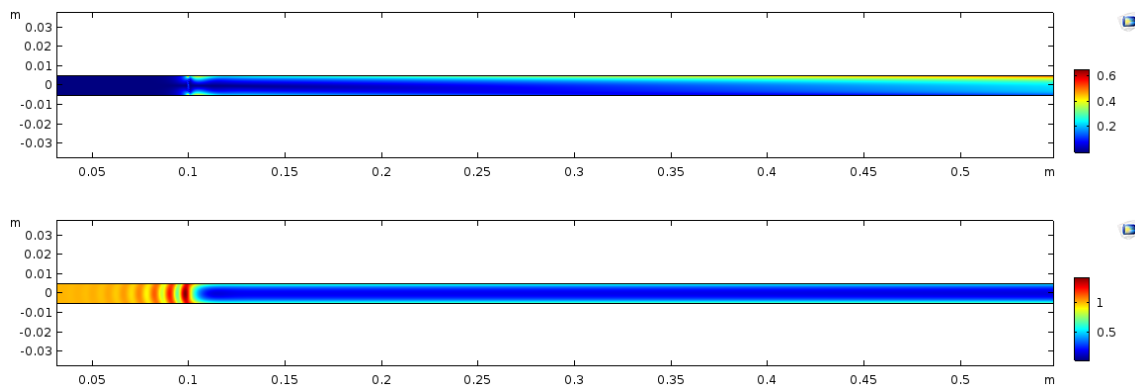


Fig. 6.1: 計算領域。

計算結果の電場分布の一例を Fig. 6.2 に示す。 $y = 0$ [m] での断面で、O, X モードの強度をそれぞれプロットすると Fig. 6.4 のようになる。

Fig. 6.2: $A=0.5$, $\phi_B = 0.5$ [rad/m] の時の O モード (上)、X モード (下) の電場強度分布。

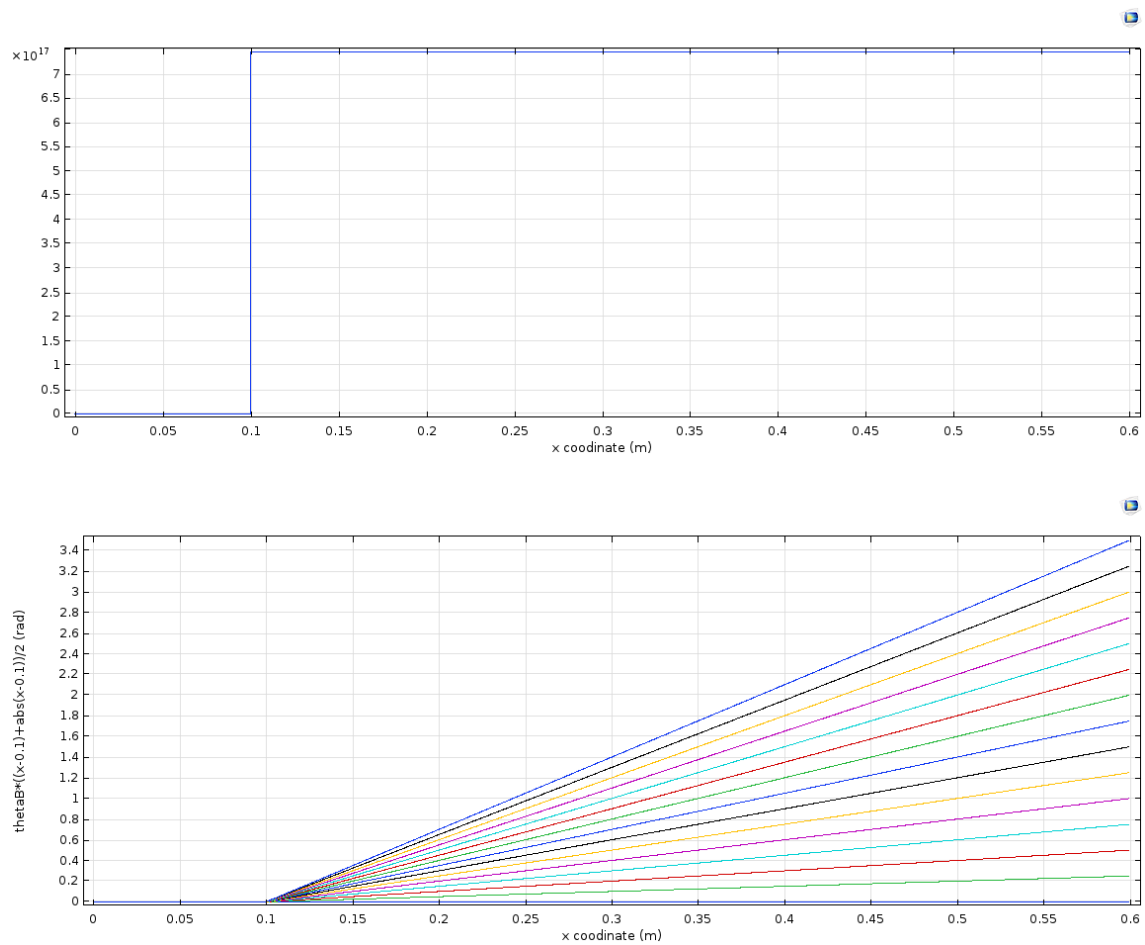


Fig. 6.3: $A=0.5$ の時の計算領域内の電子密度（上）と磁場ベクトルの回転角（下）の分布。

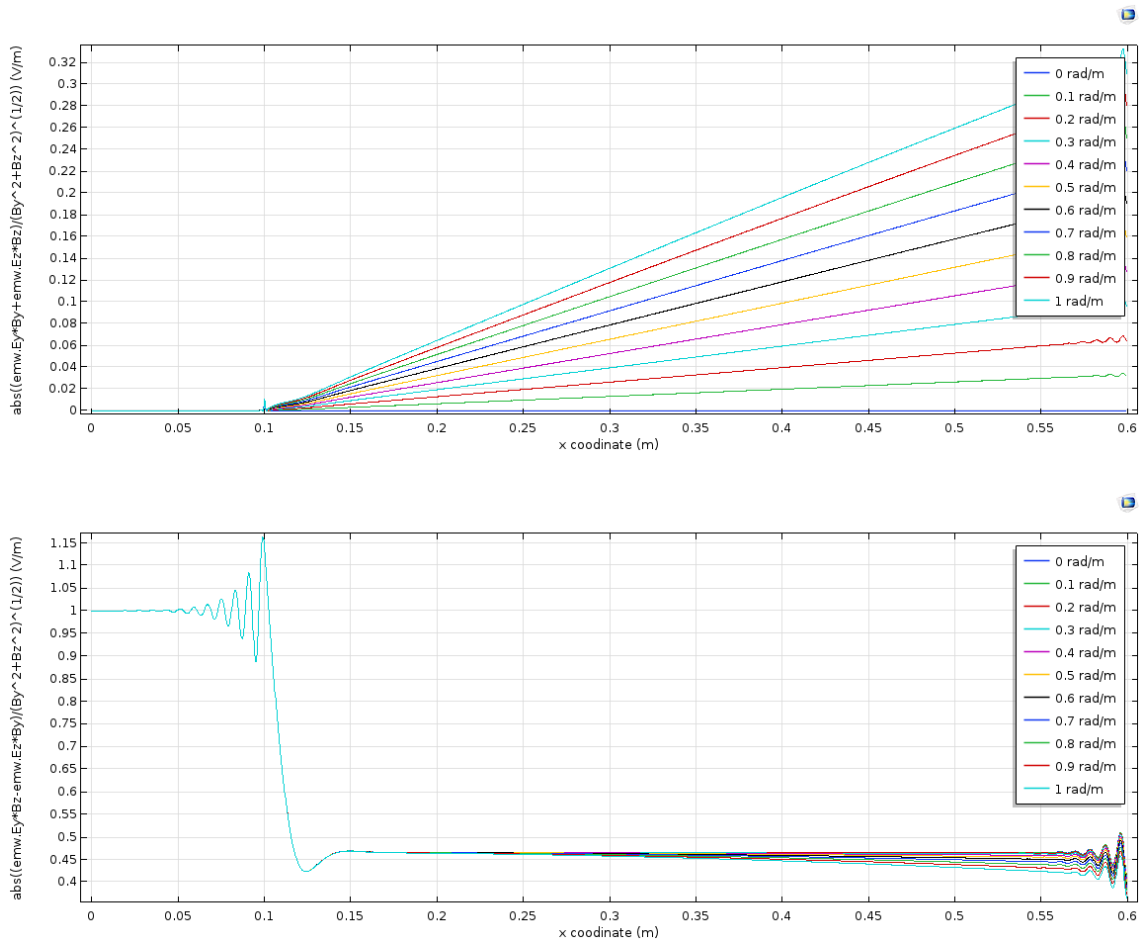


Fig. 6.4: $A=0.5$ の時の $y=0$ の断面での O モード（上）、X モード（下）の電場強度。

これらの結果は 1 次元の理論式から予想される特徴と一致する。次に、磁気シアは一定で、プラズマの密度を変化させながら (A の範囲は 0–1 の間) 計算した時の結果を示す。密度及び磁場の回転角は Fig. 6.5 のように設定し、同様に $y = 0$ [m] での断面で、X, O モードの強度をそれぞれプロットすると Fig. 6.6 のようになる。

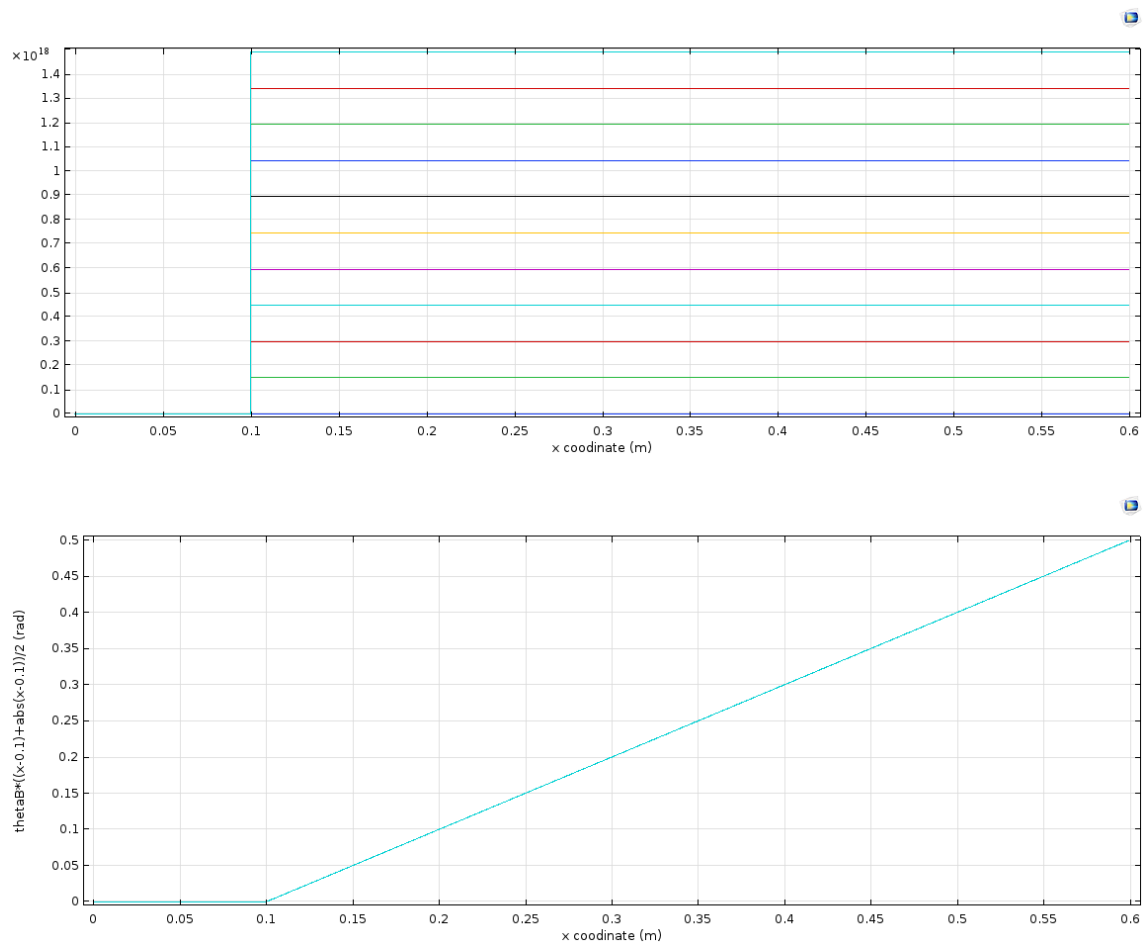


Fig. 6.5: $\phi_B = 0.2[\text{rad/m}]$ の時の計算領域内の電子密度（上）と磁場ベクトルの回転角（下）の分布。

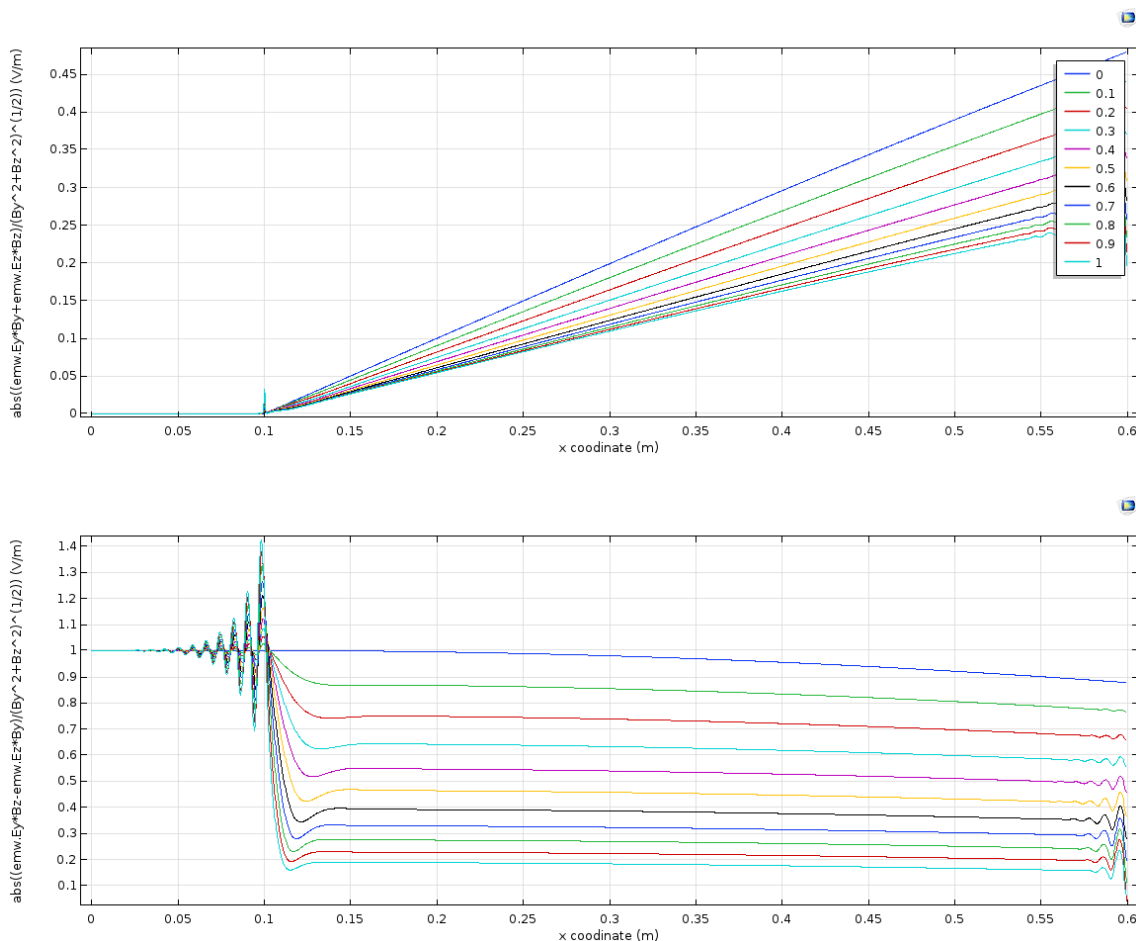


Fig. 6.6: $\phi_B = 0.2[\text{rad/m}]$ の時の $y=0$ の断面での O モード（上）、X モード（下）の電場強度。

この場合は、 E_O, E_X ともに密度の上昇とともにプラズマ中の強度が低下している傾向にある。これはプラズマの密度分布をステップ状にしているために、密度の上昇とともに真空中の電磁波からプラズマ中の電磁波への結合の度合いが減少したために起こった現象だと考えられる。これは、モード変換自体と直接関係のあることではないが、理論的に示されている真空電磁波とプラズマ中の電磁波の結合を示す結果となっている。実際、密度分布をステップ状でなく、1次関数的に上昇するように、

$$n_e(x) = An_e|_{Rcutoff}((x - 0.1) + |x - 0.1|)/2 \quad (6.3)$$

のように設定した場合 (Fig. 6.7) の結果は Fig. 6.8 のようになる。

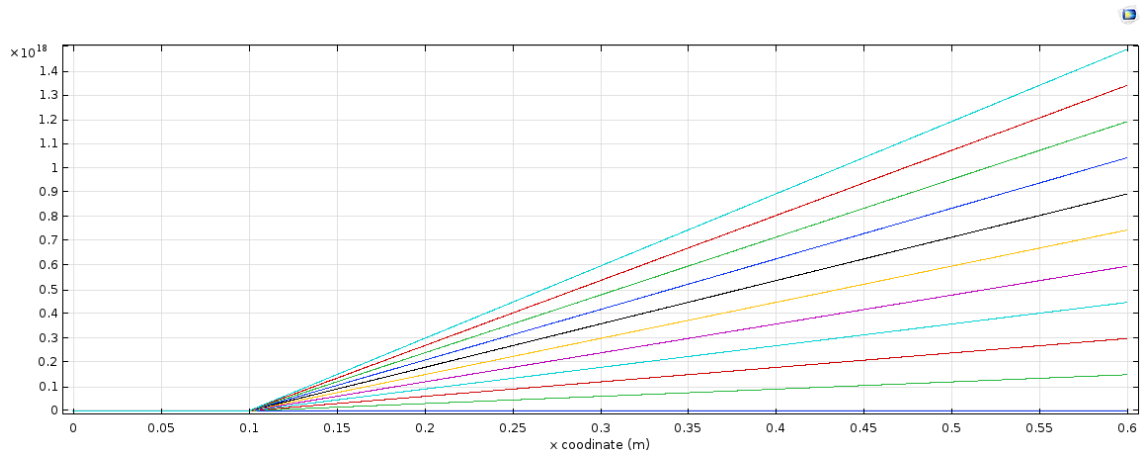


Fig. 6.7: $\phi_B = 0.2[\text{rad/m}]$ で密度を 1 次関数的に上昇するようにした時の計算領域内の電子密度の分布。

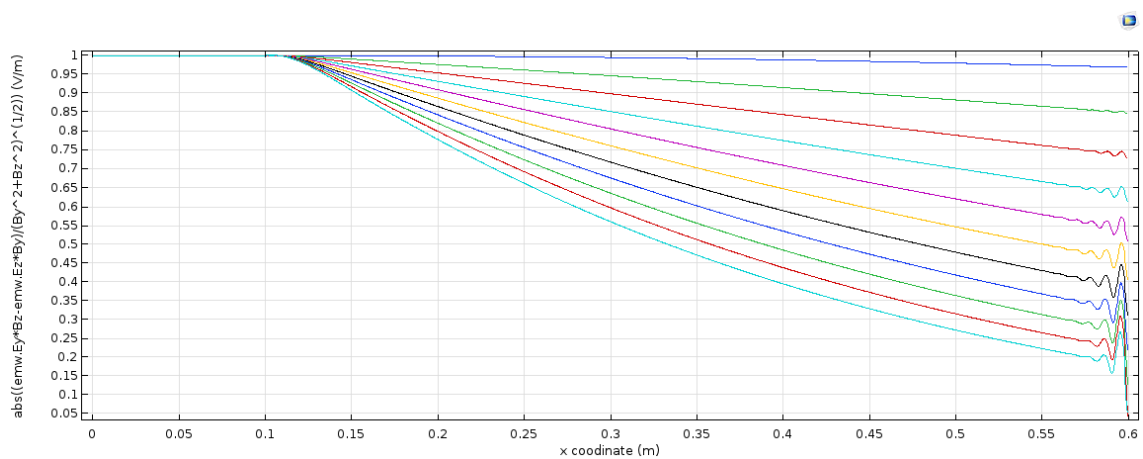
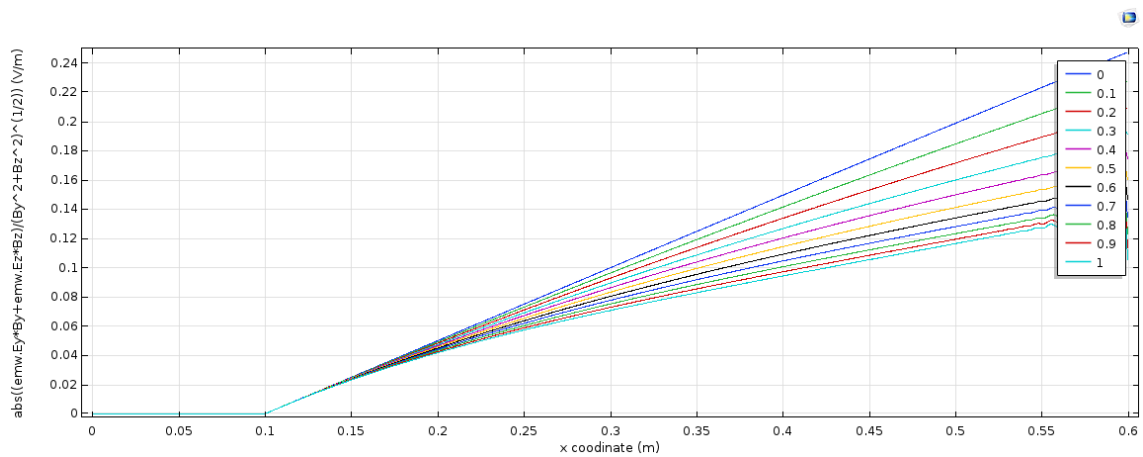


Fig. 6.8: $\phi_B = 0.2[\text{rad/m}]$ で密度を 1 次関数的に上昇するようにした時の $y=0$ の断面での O モード (上)、X モード (下) の電場強度。

この結果から言えることは、プラズマ中では、プラズマのパラメータによって決まる、真空中

の電磁波とプラズマ中の電磁波の結合の度合いで大元の伝搬する電磁波の強度が決まるということである。ただし、本研究では、プラズマ中で反射して返ってきた波を観測するので、真空とプラズマの波の結合がどのような形であっても、プラズマに入射するときと反射して出てくるときの効果が相殺して、この効果が直接計測結果に影響することはないと考えられる。

6.2 解析結果2

次に、より現実に近いモデルとして、ポートから励起した電磁波を同様に1次元の分布を持つプラズマに入射した時の計算結果を示す。入射する電磁波はガウシアンビームとし、プラズマ端面の $x = 0.1[\text{m}]$ で最小径となるようにポート上の電場の強度及び位相を設定する。密度分布については、反射計を想定した時に考えられるような、真空、密度上昇、密度現象の順に電磁波が進行するように、

$$n_e(x) = An_e|_{Rcutoff}((x - 0.1) + |x - 0.1| - 2(x - 0.2) - 2|x - 0.2|)/4 \quad (6.4)$$

という式で密度分布を与えて、磁気シアの大きさを $0 - 7[\text{rad/m}]$ の間で変化させて計算した。計算領域は次の Fig. 6.9 のような長方形の領域とする。

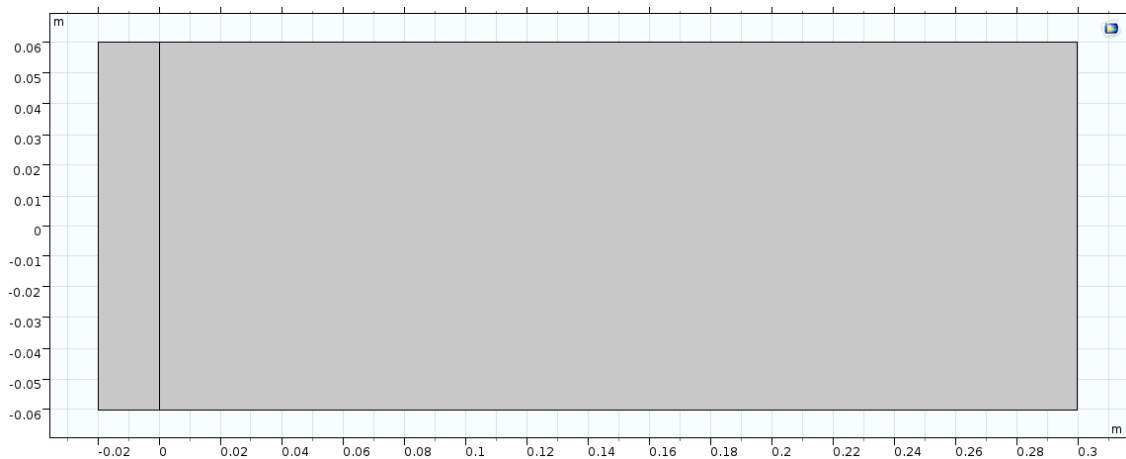


Fig. 6.9: 計算領域。

計算結果の電場分布の例を Fig. 6.10 に示す。

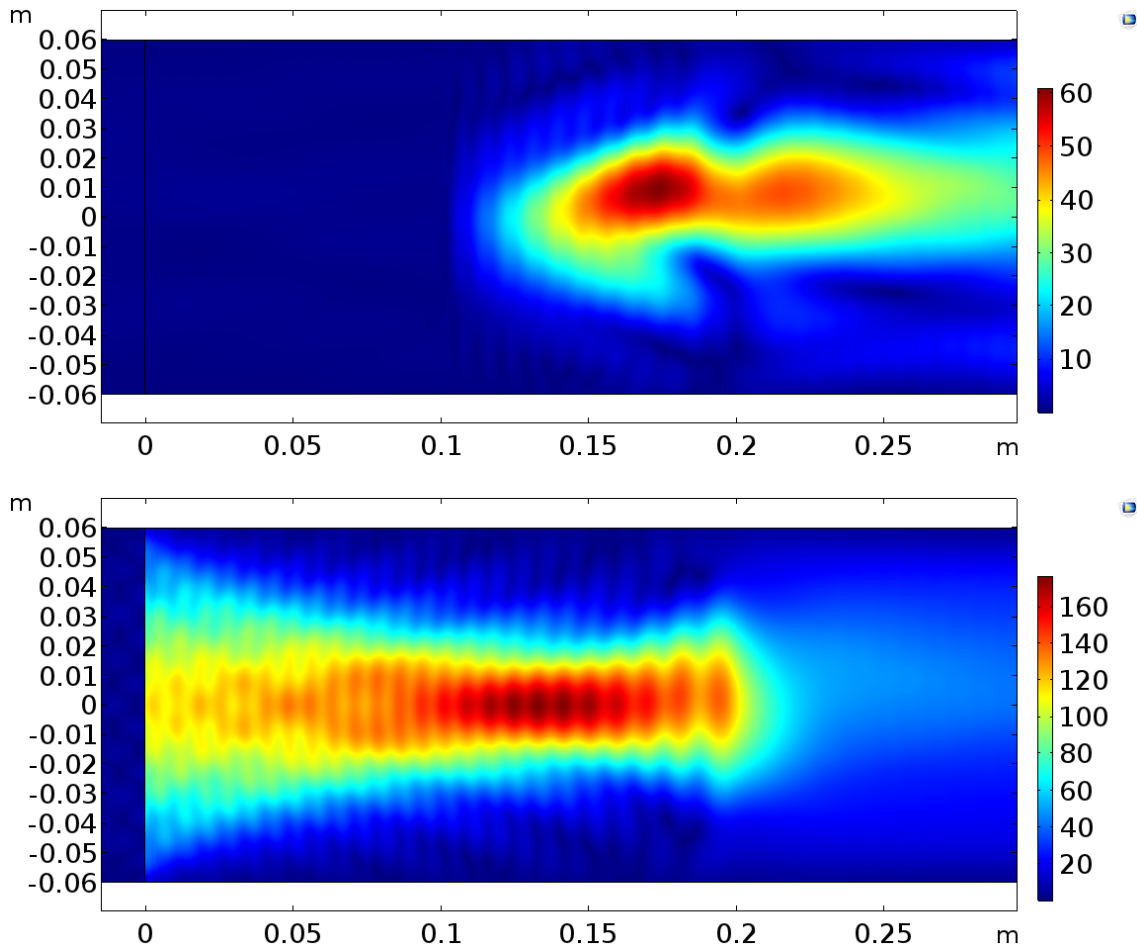


Fig. 6.10: $A=0.9$, $\phi_B = 5.5[\text{rad/m}]$ の時の O モード (上)、X モード (下) の電場強度分布。

まず、入射波である X モードについて、これは $x = 0.2[\text{m}]$ の密度最大の場所まではガウスビームが進行しているように見えるが、元は真空中で $x = 0.1[\text{m}]$ で最小径となるように設定したビームなので、 $x = 0.15[\text{m}]$ 付近でビームウエストが存在しているように見えることから、 $x = 0.2[\text{m}]$ 以前の領域も真空中とは異なる振る舞いをしていることがわかる。また、 $x = 0.2[\text{m}]$ 以降についてはビームの進行にしたがって密度が減少するような勾配の場合は、ビームが大幅に拡散するというを示している。

次に、O モードについては、真空中では励起されず、プラズマ中で徐々に励起されていく様子がわかるが、X モードと同様に $x = 0.2[\text{m}]$ 以降の密度が減少していく領域では拡散してしまっている。

ビームの拡散については本格的に 2 次元のモデルとして計算したこのモデルから見られる現象であるが、本研究でのビームの強度は計測する要となるパラメータであるので、十分検討する必要がある。

次に、反射してくる波を考えた際、波が感じる磁気シアは反射前と反射後で逆転するので、それがどのような影響を与えるのかを検証するために、同モデルで磁気シアを密度ピークと同じ場所で反転させて計算した。計算結果の電場分布の例を Fig. 6.11 に示す。

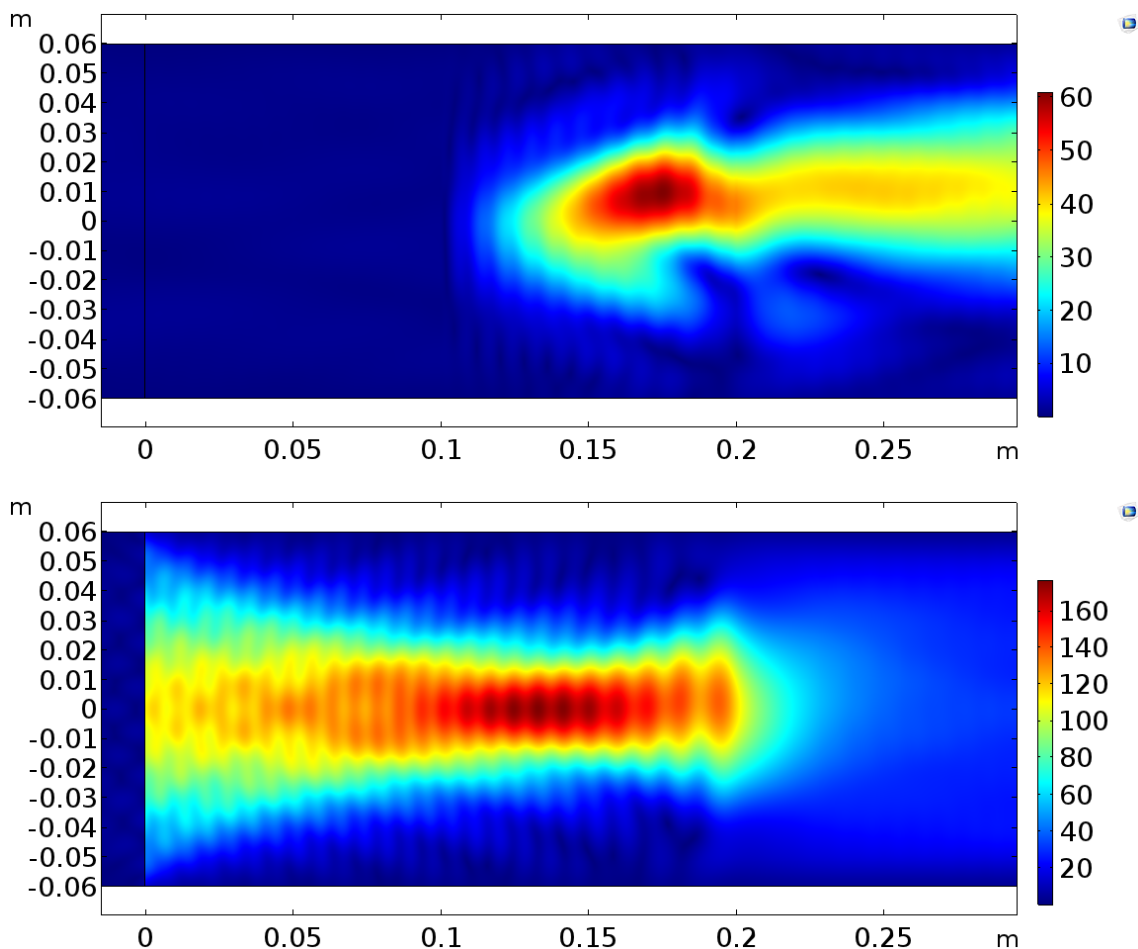


Fig. 6.11: $A=0.9$, $\phi_B = 5.5[\text{rad/m}]$ の時のシア反転があるモデルでの O モード (上)、X モード (下) の電場強度分布。

シア一様だった Fig. 6.10 の結果と比べて少しビームの形状が変化しているように見えるが、ほとんど違いはないようにも見える。そこで比較のために、双方で、各モードの電場強度を y 方向に平均してプロットしたものを Fig. 6.13, Fig. 6.13 に示す。磁気シアの大きさは 0 が緑色のプロットに対応し、シアの大きさが大きくなるに従ってプロットの色が青色に近づくようになっている。

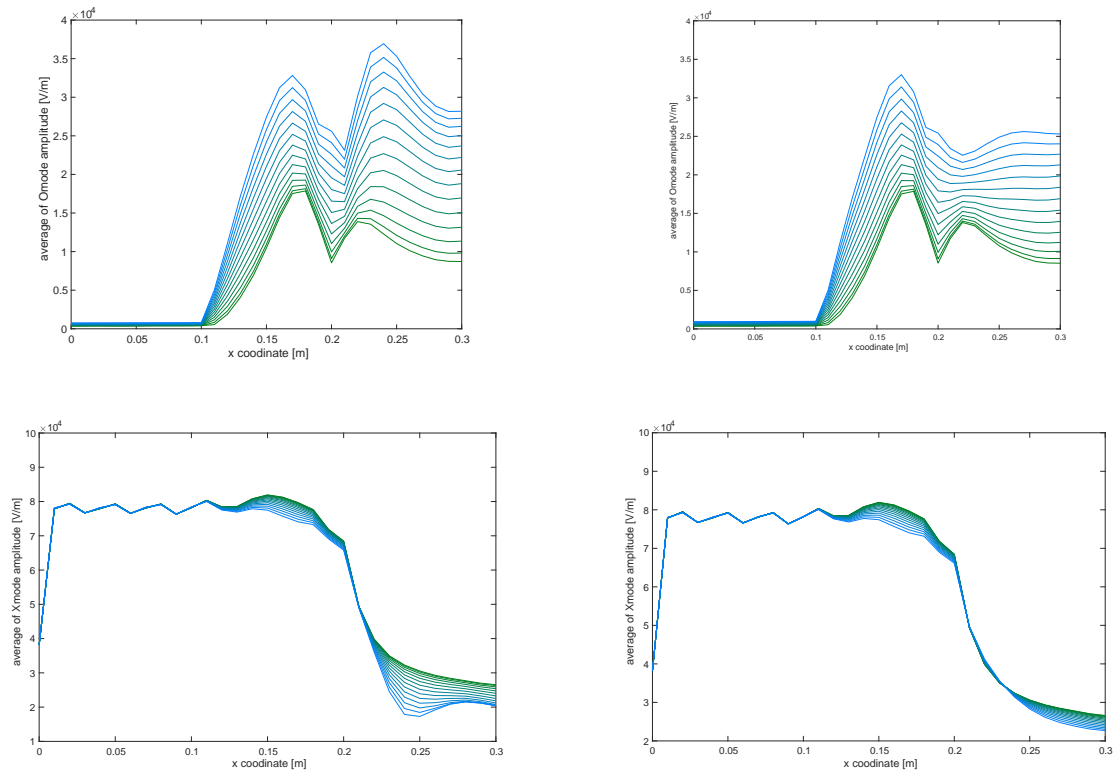


Fig. 6.12: $A=0.9$ の時のシア一定の時の O モード (上)、X モード (下) の電場強度の平均。各プロットの線は磁気シアが小さいほど緑色、大きいほど青色に近づくようになっている。
 Fig. 6.13: $A=0.9$ の時のシア反転の時の O モード (上)、X モード (下) の電場強度の平均。各プロットの線は磁気シアが小さいほど緑色、大きいほど青色に近づくようになっている。

$x = 0.2[\text{m}]$ より後の領域を比較すると、シア一定のモデルと比べてシア反転のモデルでは O モードの増加が抑えられ、X モードの減少も目立たなくなっている。これは式 (3.36) からわかるように、磁気シアの絶対値だけでなく、その正負の符号も最終的なモード変換効率に影響するというを示している。この場合、原因は $x = 0.2[\text{m}]$ 以前に X モードから励起された O モードの波と、 $x = 0.2[\text{m}]$ 以降に X モードから励起された O モードの波の絶対値は同じだが、位相が異なるために、それらが合成された結果として、シア一定の場合は O モードの総量が増加し、シア反転の場合は減少したと考えられる。

以上から実際に計測をした際の実験データの解析について、通常の反射計計測よりも考慮すべき問題が多くなるということが予想される。具体的には、最終的に式 (3.36) に基づいて解析を行う以上、反射波の位相の情報のみではなく、強度も正確に計測し、その変化を再構成する必要があることから、モード変換に由来しないビームの強度変化、つまり、ビームの形状変化に由来する強度変化を正しく知っておく必要があるということである。その点を考慮した解析手法については後述する。

また、ビームの広がりに応じて最終的に計測される電磁波の強度は小さくなることが予想されるが、その問題とは別の問題もある。ビームの形状変化によって波面は直線ではなくなり、波数も元の方向を維持しない。にもかかわらず、真空中とは違い、プラズマ中の電磁波の屈折率が等方的ではない（外部磁場に平行方向と垂直方向で異なる）ために、その波数ベクトルの向きによって感じる屈折率が変わってくる。つまり、ビームの中心部は（もしあらゆるパラメータが中心軸に対して対称なら）波の波数と磁場ベクトルの関係は維持されるがそれ以外は波の進行とともに変

化するために、式 (3.36) が適用可能な純粋な O, X モードとは言えなくなるということである。この問題は複雑で、磁場の3次元的な分布に加えて、入射するビームのパターンを知った上で、それらをシミュレーションのように電磁波の逐次計算をすることでしかビームの正確なトレースはできないと考えられる。

実際に、磁気シアが0の時に1次元の計算では存在しないOモード電場が、2次元に拡張した時には存在し、例えば、同じ計算モデルで計算すると、Fig. 6.14 のようになる。 $y = 0$ 上では1次元の理論通りにOモードの電場は存在しないが、ビームの周辺部には元のXモードに比べて1/6程度の無視できない大きさの電場が存在している。真空中のガウシアンビームでは元々、主となる電場ベクトルの方向と直交する方向の成分は存在しているが、その強度は数十桁小さく、各偏波の強度を評価する上では十分無視できる大きさである。それがプラズマ中では主偏波の強度と比べられるほどの大きさになったということである。

この効果を計測の解析に取り入れるのは非常に難しく、解析の度に電磁波の全波解析を含む計算を行わなければならないため、後述する解析手法では無視している。しかし、この効果は無視すべき正当な理由がないということではない。プロットは電場の絶対値を出力しているが、電場の実数値は $y > 0$ と $y < 0$ で反転していて、完全に y 軸対称な送受信をするならばこの電場は受信する値としては相殺されるはずなので、計測結果に影響を及ぼさないというものである。ただし、少しでも y 軸対称からずれるとこの影響は無視できなくなるということには変わりないことには注意されたい。

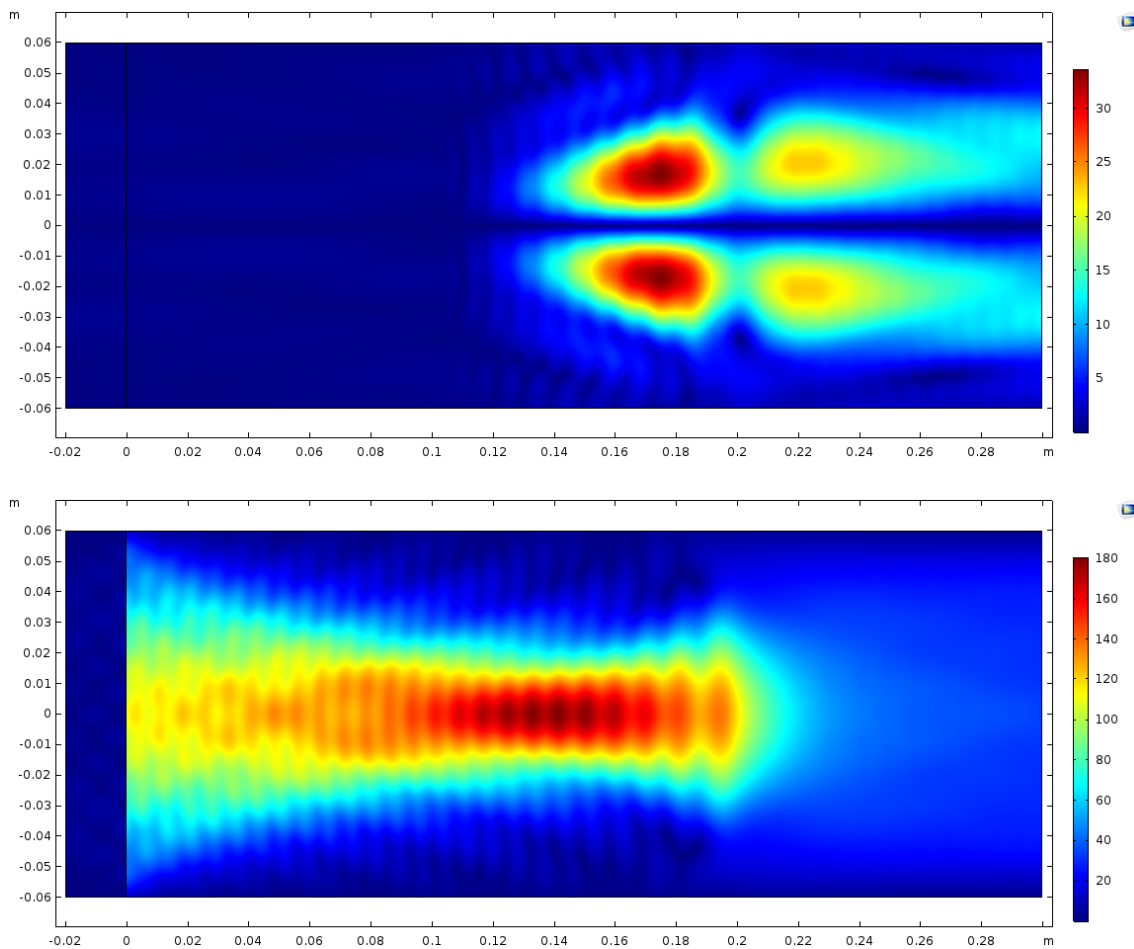


Fig. 6.14: $A=0.9$ の時の磁気シアがない時の O モード (上)、X モード (下) の電場強度分布。

第7章 反射計の計測システム

プラズマ合体装置 UTST に偏波制御型マイクロ波反射計を設置するにあたって、Fig. 7.1 のような回路を想定している。AM 変調型ヘテロダインマイクロ波反射計をベースにして、偏波制御、偏波計測を可能にする設計となっている。輸送波の発生方法は、2GHz の発振器からの出力を、可変ゲインアンプでパワーを制御した後、コムジェネレータを通して 20-40GHz の複数周波数を含まむ波にすることで、複数周波数を同時に計測する。

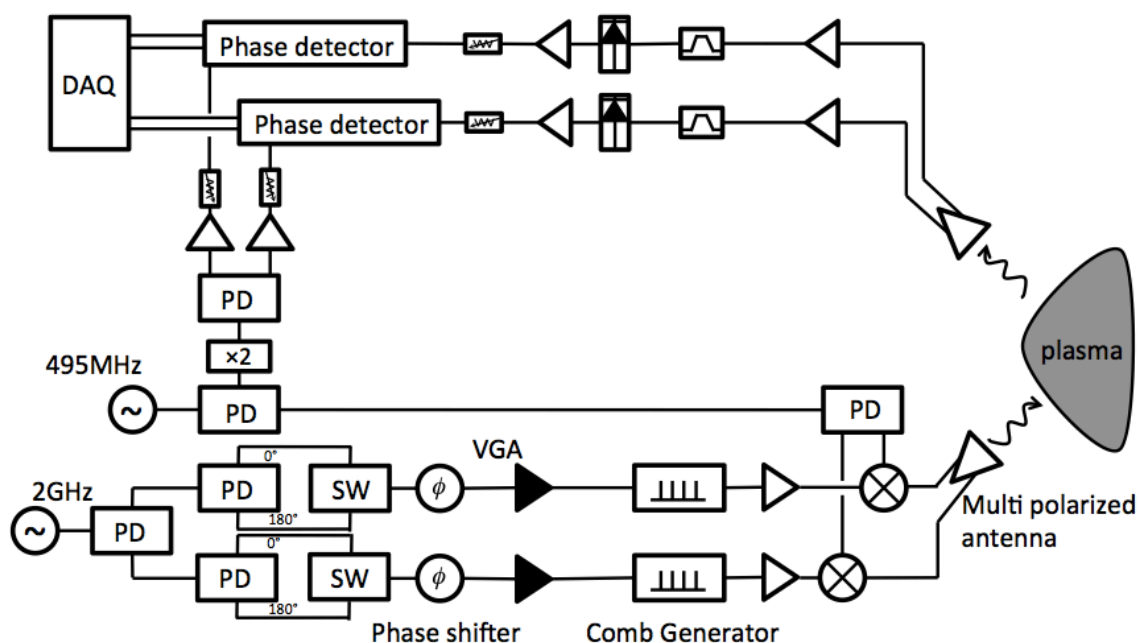


Fig. 7.1: 偏波制御型マイクロ波反射計のブロック図。

ここで、計測対象となる UTST 装置のプラズマについて紹介する。Fig. 7.2 に UTST 装置での典型的な磁場、密度分布とそこから導出したサイクロトロン周波数、プラズマ周波数及び、R、L のカットオフ周波数を示す。さらに、Fig. 7.3 に 1 次元の理論式から導出した周波数に対する反射位置と X-O モード変換効率を示す。ここから、プラズマの周辺部から密度ピーク付近までを満遍なく計測するには 20-40GHz の範囲で計測すれば良いことがわかる。

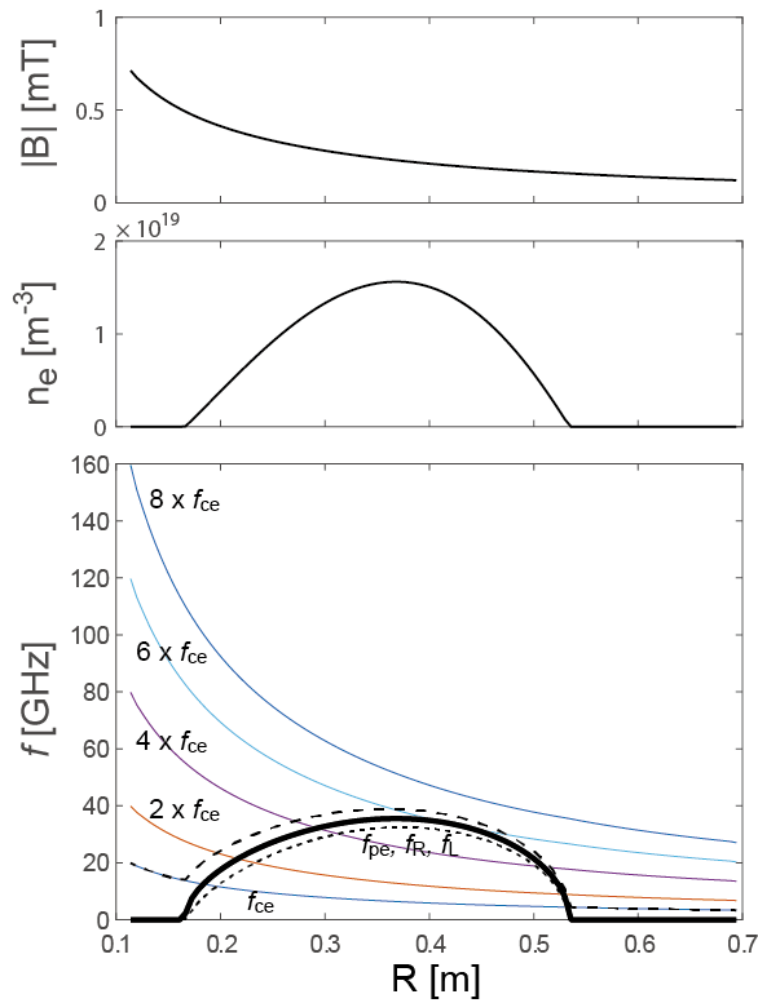


Fig. 7.2: UTST 装置での典型的な磁場、密度分布とそこから導出したサイクロトロン周波数、プラズマ周波数及び、R、L のカットオフ周波数。

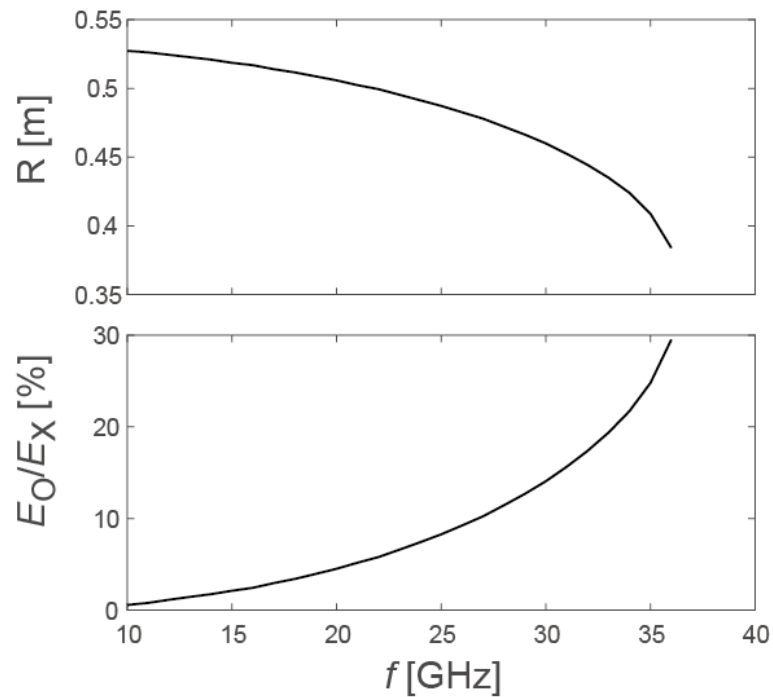


Fig. 7.3: 1次元の理論式から導出した周波数に対する反射位置と X-O モード変換効率。

プラズマに入射する電磁波は直線偏波の波でなければ、電磁波の感じる屈折率を前述のような簡単な形で表すことができず、うまく電子密度、磁場強度の分布を再構築できないために、複偏波アンテナからの出力は直線偏波の波を期待している。つまり、アンテナの V 入力 H 入力のそれぞれに（周波数毎に）同位相の信号を供給する必要があり、同時に、偏波角制御速度も十分早くなければならないということである。そこで、入力波の制御を行う各コンポーネントがこのような要請を満たすか確認する必要がある。

7.1 コムジェネレータの特性試験

まずは複数周波数の計測を可能にするコムジェネレータの特性試験を行った。入力波に VGA からの信号を入れて、出力波を記録した。VGA の各制御電圧での出力振幅の周波数特性は Fig. 7.4 のようになった。出力される各周波数の波は周波数が大きくなるにつれてかなり大きく減衰している。期待通り、入力波の強度に対して出力振幅がほぼ線形に応答していることがわかる。

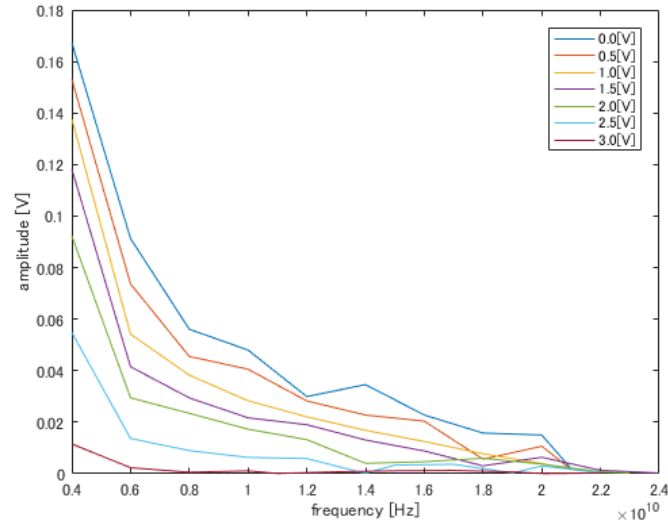


Fig. 7.4: VGA の各制御電圧での出力振幅の周波数特性。

また、2つのコムジェネレータを用意し、それらが複偏波アンテナのV入力H入力のそれぞれに対応すると考えて、出力信号のVH間位相差を偏波の運転角度に対してプロットすると Fig. 7.5 のようになった。

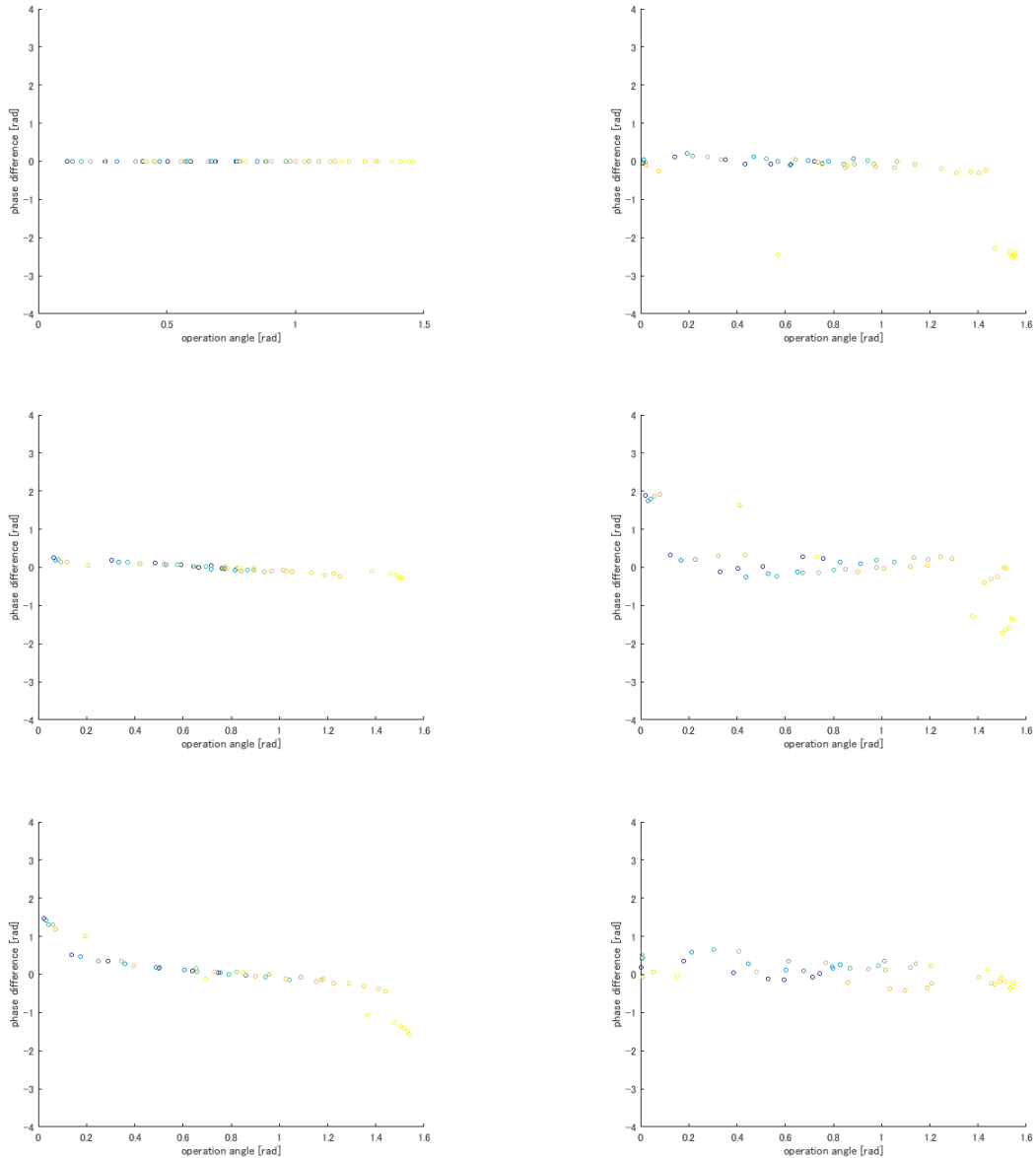


Fig. 7.5: VH 間位相差の偏波の運転角度に対する特性。左側が上から 2, 4, 6GHz の、右側が上から 8, 10, 12GHz の出力波に対応している。

コムジェネレータによって位相が変化することはほとんどないと言える結果となった。

7.2 VGA の特性試験

次に、2GHz の発振器から、可変ゲインアンプ (VGA) までの回路の試験を行った。各コンポーネントは仕様通りの結果を示した。また、可変ゲインアンプによりゲインを変えて、偏波面の制御を行うので、回路内での可変ゲインアンプの出力の振幅及び位相の応答特性を計測し、プラズマ計測に十分な応答速度があるかの検証を行った。位相の制御速度は UTST 装置側の要請から、 $10\mu\text{s}$ 以内で一連の計測が出来れば良いので、それより短い時間で制御できることを確認したい。

実験としては、Fig. 7.1 の 2GHz の発振器から、可変ゲインアンプ (VGA) までの回路を組み、可変ゲインアンプの制御電圧には、片方を最大ゲインで固定するように入力し、もう片方にステッ

プ入力を入力した。結果を Fig. 7.6 に示す。ステップ入力の開始時間は $0\mu s$ で、位相に関しては、初期位相が0になるように処理してある。

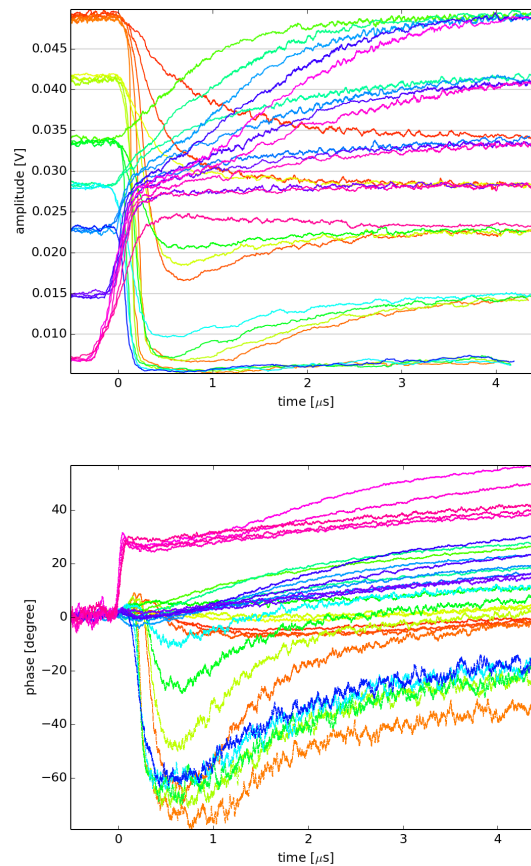


Fig. 7.6: VGA の制御電圧にステップ入力をした時の出力の振幅と位相の時間発展。ステップ入力は時刻 $0\mu s$ から始まる。

振幅については、幾つの場合にはオーバーシュートが見られるが、総じて $4\mu s$ 以上のインターバルがあれば十分緩和していると言える結果となった。この応答速度は、本研究における計測対象のプラズマを計測するにあたっては十分な速さである。

位相についても、 $4\mu s$ 以上のインターバルでおおよそ緩和しているように見える。ただし、位相差はこの回路で偏波制御して運用するにあたって、常に0であることが望ましい。そのため、何らかの方法でこの位相変化を保証する必要がある。具体的には移相器を導入して、位相変化を補償するようにパワーの変化に応じて位相も制御するようにする。

7.3 移相器の特性試験

前節で制御可能な移相器によって位相変化を補償する必要があることが分かったので、次に移相器の応答速度の検証を行った。実験としては、VGA の時と同様の回路で、移相器の制御電圧をステップ状に変化させた時の出力電圧の遅れがどうなるかを計測した。結果を Fig. 7.7 に示す。ステップ入力の開始時間は $0\mu s$ で、位相に関しては、初期位相が0になるように処理してある。

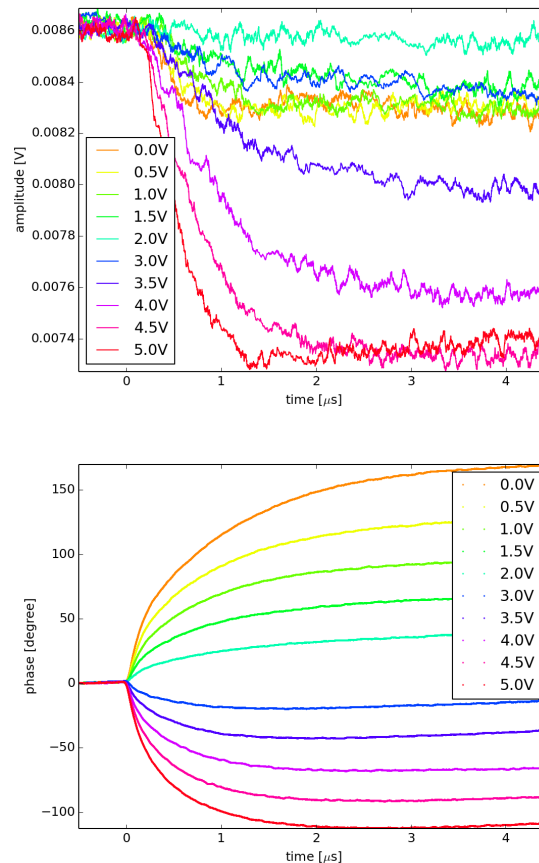


Fig. 7.7: 移相器の制御電圧にステップ入力をした時の出力の振幅と位相の時間発展。ステップ入力は時刻 $0\mu\text{s}$ から始まる。

位相と同時に振幅も変化するものの、それぞれ VGA と同様に $4\mu\text{s}$ 以上のインターバルがあれば十分緩和していると言える結果となった。しかし、移相器によって振幅が変化してしまうので、VGA と移相器を組み合わせることで移相が変化しないように制御しながら、任意のパワーにできるようにしなければならない。以上が、計測に際してあらかじめ制御しておく機器の初期データとなる。

7.4 計測データの解析についての検討

この計測システムで計測されるデータは受信アンテナに入った波を BPF によってコムの各周波数に分け、ダイオードディテクタで検出したものとなっている。この検出信号の位相情報から従来の反射計と同様の手法で電子密度及び磁場強度を再構成することになる。また、検出信号の強度情報から、反射波の O, X モードの比が取得でき、それを元に 1 次元のモード変換効率の式を用いて磁気シアを再構成することになる。この時、シミュレーションの結果を考慮すると、受信した波の強度にはモード変換によって生じた強度変化だけでなく、波の伝搬に従って波のビームの形状が変化して生じる強度変化も影響を及ぼすことになる。

そこで、ビームの広がりやを考慮した時の実験データの解析について検討する。まず、考慮する波の強度、位相変化はビームの形状に由来するものと、モード変換に由来するものの二つである。ただし、モード変換が起きるのは $N_O \sim N_X$ とみなせる領域のみとする。この領域は密度、磁場

強度の分布及び波の周波数から決まるが、シミュレーションの結果から最適なものを選ぶ。また、ビーム中心以外では波の波数ベクトルと磁場ベクトルが直交しないことに由来する2、3次元の影響は存在するが、シミュレーションの結果の際に述べた理由により無視することにする。

このような条件で波の伝搬を考えると Fig. 7.8 のようになる。

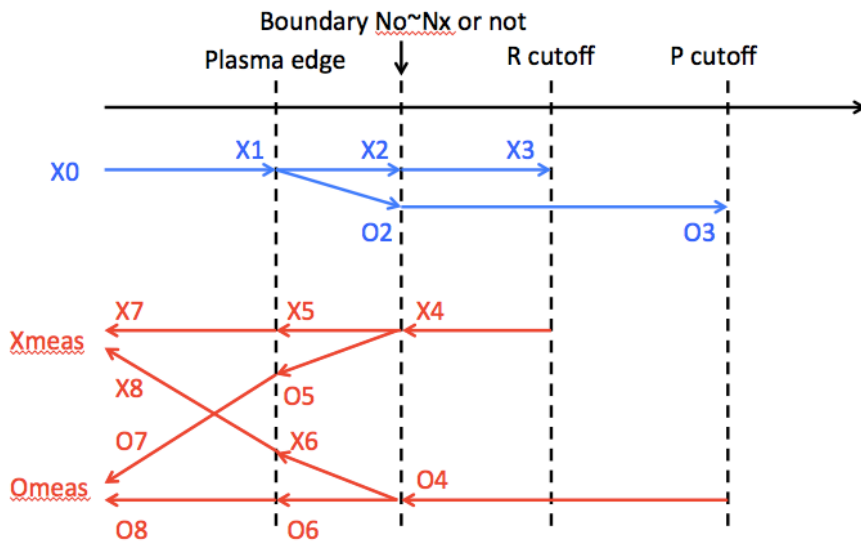


Fig. 7.8: プラズマ中の波の伝搬の概念図。青色が進行波を、赤色が反射波を表している。

各記号はその地点での波の強度であり、X, O はそのまま X, O モードに対応している。入射波として X モードの波を励起すると、プラズマ端から $N_O \sim N_X$ とみなせる領域の中でモード変換を起こし、それ以降は別々に伝搬する。X, O の各々のカットオフ層で反射した後はまた $N_O \sim N_X$ とみなせる領域までは独立に伝搬し、そこから双方ともがモード変換を受けながらプラズマ端に到達し、それらの合成を受診アンテナでは計測することになる。この時各記号間の関係式は、ビームの形状に由来する移相、振幅変化を C、1次元のモード変換に由来すると扱える振幅、移相変化を D という複素数で表現すると、

$$X_1 = C_{X_0 X_1} X_0 \quad (7.1)$$

$$X_2 = C_{X_1 X_2} D_{X_1 X_2} X_1 \quad (7.2)$$

$$O_2 = C_{X_1 O_2} D_{X_1 O_2} X_1 \quad (7.3)$$

$$X_3 = C_{X_2 X_3} X_2 \quad (7.4)$$

$$O_3 = C_{O_2 O_3} O_2 \quad (7.5)$$

$$X_4 = C_{X_3 X_4} X_3 \quad (7.6)$$

$$O_4 = C_{O_3 O_4} O_3 \quad (7.7)$$

$$X_5 = C_{X_4 X_5} D_{X_4 X_5} X_4 \quad (7.8)$$

$$O_5 = C_{X_4 O_5} D_{X_4 O_5} X_4 \quad (7.9)$$

$$X_6 = C_{O_4 X_6} D_{O_4 X_6} O_4 \quad (7.10)$$

$$O_6 = C_{O_4 O_6} D_{O_4 O_6} O_4 \quad (7.11)$$

$$X_7 = C_{X_5 X_7} X_5 \quad (7.12)$$

$$O_7 = C_{O_5 O_7} O_5 \quad (7.13)$$

$$X_8 = C_{X_6 X_8} X_6 \quad (7.14)$$

$$O_8 = C_{O_6 O_8} O_6 \quad (7.15)$$

$$X_{meas} = X_7 + X_8 \quad (7.16)$$

$$O_{meas} = O_7 + O_8 \quad (7.17)$$

となる。各 C の値は磁気シアなしのプラズマの計算機シミュレーションの結果から近似的に得られる。また、各 D の値には、1 次元的にはパワーの散逸はないことと、電磁気学の時間に対する対称性から次の関係がある。

$$D_{X_1 X_2} = \sqrt{1 - D_{X_1 O_2}^2} \quad (7.18)$$

$$D_{X_4 X_5} = 1/D_{X_1 X_2} \quad (7.19)$$

$$D_{X_4 O_5} = \sqrt{1 - D_{X_4 X_5}^2} \quad (7.20)$$

$$D_{O_4 X_6} = 1/D_{X_1 O_2} \quad (7.21)$$

$$D_{O_4 O_6} = \sqrt{1 - D_{O_4 X_6}^2} \quad (7.22)$$

このような関係式が成り立つ時、計測値となる X_0, X_{meas}, O_{meas} 以外の未知の定数は 1 次元の X-O モード変換効率である $D_{X_1 O_2}$ のみとなり、さらに、 X_{meas}, O_{meas} はともに X_0 の定数倍なので、その比を取れば、 X_0 を消去できる。つまり、 O_{meas}/X_{meas} の計測値から $D_{X_1 O_2}$ を求めることができるということになる。以上から、解析に用いるモード変換率は単純な O_{meas}/X_{meas} ではなく、それから求められる $D_{X_1 O_2}$ を用いる必要があるということがわかった。

第8章 まとめ

モード変換現象を用いた偏波制御型マイクロ波反射計を開発するにあたって、まずはその基本的な原理をプラズマ波動と計測の2つの観点から紹介した。従来の反射計の計測では原理的に磁場ベクトル計測が不可能であり、別の計測を必要としていた。反射計の仕組みを流用しながら、X-Oモード変換効率を計測することができれば磁気シアを再構成することが可能であることを述べた。

また、1次元の理論的な計算と直線上プラズマに透過する波での実験的な観測でしか確認されていないX-Oモード変換現象が提案する反射計で有効なのかを検証するために数値計算によってモード変換現象の確認と、実際の計測に際して課題となる点を検討した。その結果、1次元のモデルでは存在しない波の広がりや、それに由来する波数ベクトルの向きの変化によって理論式では予測できないX波からO波の励起が起きているため、それを考慮した計測システム、解析モデルを構築する必要があることがわかった。

さらに、計測システムについては、システム中の各コンポーネントの特性試験を行った。複偏波アンテナのV入力H入力のそれぞれに同位相の信号を供給する必要があるために、移相器によって可変ゲインアンプの移相変化を補償する必要があることを確認した。それらの制御の速度が目標プラズマの計測に十分なものであることも確認した。また、数値計算の結果を受けて、計測データの解析についての検討を行い、波の広がりによる強度変化の問題は解析によって解決できることを示した。

関連図書

- [1] A.J.H. Donne et al., “ Chapter 7: Diagnostics,” Nucl. Fusion 47 (2007) S337-S384
- [2] C Laviron, A J H Donne’, M E Manso and J Sanchez, “Reflectometry techniques for density profile measurements on fusion plasmas,” Plasma Phys. Control. Fusion 38 (1996) 905-936
- [3] Y. Kamada, P. Barabaschi, S. Ishida, S. Ide, K. Lackner, T. Fujita, T. Bolzonella, T. Suzuki, G. Matsunaga, M. Yoshida, K. Shinohara, H. Urano, T. Nakano, S. Sakurai, H. Kawashima, and the JT-60SA Team. Plasma regimes and research goals of jt-60sa towards iter and demo. Nuclear Fusion, Vol. 51, No. 7, p. 073011, 2011.
- [4] S. Ishida, K. Abe, A. Ando, T. Cho, T. Fujii, T. Fujita, S. Goto, K. Hanada, A. Hatayama, T. Hino, H. Horiike, N. Hosogane, M. Ichimura, S. Tsuji-Iio, S. Itoh, Y. Kamada, M. Katsurai, M. Kikuchi, A. Kitsunezaki, A. Kohyama, H. Kubo, M. Kuriyama, M. Matsukawa, M. Matsuoka, Y. Miura, Y.M. Miura, N. Miya, T. Mizuuchi, Y. Murakami, K. Nagasaki, H. Ninomiya, N. Nishino, Y. Ogawa, K. Okano, T. Ozeki, M. Saigusa, M. Sakamoto, A. Sakasai, M. Satoh, M. Shimada, R. Shimada, M. Shimizu, T. Takagi, Y. Takase, S. Takeji, T. Tanabe, K. Toi, Y. Ueda, Y. Uesugi, K. Ushigusa, M. Wakatani, Y. Yagi, K. Yamaguchi, T. Yamamoto, K. Yatsu, and K. Yoshikawa. Objectives and design of the jt-60 superconducting tokamak. Nuclear Fusion, Vol. 43, No. 7, p. 606, 2003.
- [5] D.A. Thomas et al., ”2D Doppler backscattering using synthetic aperture microwave imaging of MAST edge plasmas,” Nucl. Fusion 56 (2016) 026013
- [6] Cohen, et al., RSI 1999
- [7] R. Cano, M. J. Schwartz, and B. Zanfagna, ”Coupled- Mode Propagation in an Inhomogeneous Plasma in the Presence of Shear,” Physics of Fluids 15, 479 (1972)
- [8] Thomas H. Stix, ”Waves in Plasmas”, Springer- Verlag New York, Inc, 1992
- [9] I. FIDONE, G. GRANATA, ’PROPAGATION OF ELECTROMAGNETIC WAVES IN A PLASMA WITH A SHEARED MAGNETIC FIELD’, NUCLEAR FUSION 11 (1971)
- [10] 徳沢季彦、江尻 晶、『ドップラー反射計』: プラズマ・核融合学会誌 87 No.6 (2011) 345-349
- [11] X. Ren et al., ”Microwave Imaging Reflectometry for the study of Edge Harmonic Oscillations on DIII-D,” Journal of Instrumentation 10 10 P10036 (2015)
- [12] Bach T. Nguyen, Cynthia Furse, and Jamesina J. Simpson, ”A 3-D Stochastic FDTD Model of Electromagnetic Wave Propagation in Magnetized Ionosphere Plasma,” IEEE Transactions on Antennas and Propagation 63 1 (2015) 14835965

- [13] E.Akira, 'How to Make a Microwave Reflectometer', Journal of Plasma and Fusion research, Vol.79 No.9 September 2003
- [14] 仙波和樹、『実応用電磁界有限要素解析のための高性能線形ソルバに関する研究』、10.14989/doctor.k19127

研究発表

4th A3 Foresight Summer School and Workshop on Spherical Torus (ST)

2016年 8月 2-5日 九州大学

Development of Reflectometry for pitch angle measurement in UTST

Y. Minami, M. Inomoto, E. Kawamori, T. Tokuzawa

Plasma Conference 2017

2017年 11月 20-24日

姫路商工会議所

偏波制御型マイクロ波反射計による磁気シア分布測定法の開発

南佑典、井通暁、徳澤季彦、河森栄一郎、笠原寛史、辻村亨

謝辞

本研究を進めるにあたり、東京大学大学院基盤科学研究科の井通暁准教授に感謝致します。井准教授には、私の指導教員として、終始厳しくも優しいご指導を賜りました。また、日常の議論を通じて多くの知識や示唆を頂いた小野・井研究室の皆様にも感謝致します。

自然科学研究機構 核融合科学研究所の徳澤季彦准教授、笠原寛史准教授、辻村亨助教にも感謝致します。徳澤准教授には、反射計の計測について様々な助言を与えて頂いただけでなく、共同研究の世話人として大変お世話になりました。笠原寛史准教授、辻村亨助教には COMSOL による波動計算の基礎から始まり、多くの貴重な助言をいただきました。

台湾国立成功大学 Institute of Space の河森栄一郎教授にも感謝致します。本研究の実験を行うにあたって高周波実験に関する知識を頂いたり、手ずから実験のご指導をして頂いたりしました。

最後に研究ならびに学業をいつも応援してくれた、私の両親に深く感謝致します。