

# ヘリコン波の伝搬とモード変換

諫山 翔伍<sup>\*1</sup>、羽田 亨<sup>\*1</sup>、篠原俊二郎<sup>\*2</sup>、谷川 隆夫<sup>\*3</sup>

## Helicon wave propagation and mode conversion

S.Isayama<sup>\*1</sup>, T.Hada<sup>\*1</sup>, S.Shinohara<sup>\*2</sup>, T.Tanikawa<sup>\*3</sup>

### Abstract

Helicon plasma is a high-density (number density  $\sim 10^{19} / \text{m}^3$ ) and low-temperature (electron temperature  $\sim$  a few eV) plasma generated by the helicon wave, i.e., electromagnetic whistler wave in a bounded plasma. Helicon plasma is useful for various applications including plasma processing and electric thrusters. On the other hand, there remain a number of unsolved fundamental issues regarding how the plasma is generated. As a first step to understand the helicon plasma production mechanism, we have investigated the helicon wave propagation, mode conversion, and the wave damping under circumstances relevant to actual laboratory experiments.

### 1. はじめに

ヘリコンプラズマは、高周波領域 ( $\omega_{LH}$ : 低域混成周波数  $\ll \omega \ll \omega_{ce}$ : 電子サイクロトロン周波数) のヘリコン波を用いることによりアルゴン等の中性ガスを電離して得られるプラズマである。比較的容易に低温度 (電子温度 $\sim$ 数eV程度)、高密度 ( $\sim 10^{19} \text{m}^{-3}$ ) なプラズマが得られるため、高効率プラズマ源として基礎実験、核融合、プラズマエッチングなどの幅広い分野に応用されている<sup>(1)</sup>。また、高い比推力が求められる電気推進機関への応用が期待されている<sup>(2)</sup>。特に電気推進機関への応用では、外部RF電極によりヘリコン波を励起するため電極がプラズマに非接触であり、したがってプラズマによる電極摩耗はない。よって、寿命を飛躍的に延ばすことができ、今まで考えられなかったような長期宇宙ミッションが可能となる。ヘリコン波を用いた無電極プラズマ生成は、安定に高密度・低温度プラズマが得られることが実験的にほぼ確立している<sup>(3),(4)</sup>。一方、ヘリコン波によるプラズマの生成機構には未だ未解明の部分が多く残されている。基本的には、波動の電場により電子が加速され、これが中性粒子と非弾性衝突をすることによりカスケード的に電離が進むことが予測されている。ヘリコン波研究初期には、ヘリコン波による衝突減衰とランダウ減衰が考えられたが、これらは高効率のプラズマ生成を説明するには不十分である<sup>(5)</sup>。より高効率の波動減衰、したがってプラズマへのエネルギー供給をもたらすための有力なシナリオとして、背景プラズマ密度の非一様性のためにヘリコン波がTG (Trivelpiece-Gould) 波 (運動方程式において電子慣性効果を考慮する事により得られる、短波長で準静電的な波) へとモード変換され、これが早い時間スケールで減衰するシナリオ (流体的モード線形変換モデル) が考えられている<sup>(6)</sup>。しかしながら、散逸を含めたヘリ

\*1 Kyushu University

\*2 Tokyo University of Agriculture and Technology

\*3 Tokai University

コン波の線形解析より、モード変換、すなわちTG波の励起はプラズマ中の散逸に大きく依存する事を示唆する結果が得られている<sup>(7)</sup>。したがって、ヘリコン波が散逸プラズマ中でどのくらい程度TG波へモード変換するのか、またTG波による加熱がどのくらい重要なのか、を定量的に評価する必要がある。これらを踏まえ、実際のヘリコンプラズマ生成実験に用いられる典型的なパラメータ条件下で、ヘリコン波からTG波へのモード変換効率、およびヘリコン波とTG波の散逸効果による波動減衰を流体シミュレーションによって定量評価することが本稿の目的である。

## 2. 非一様密度プラズマ中のヘリコン波、TG波の分散関係

### 2.1 基礎方程式

ヘリコン波動の基礎方程式(SI 単位系)は以下である。ここでは簡単のために、(1) 直交座標系(x-y-z)として取り扱う、(2) ヘリコンプラズマを流体として捉える、(3) 高周波領域( $\omega_{LH} \ll \omega \ll \omega_{ce}$ )の波動を考慮するため、これによるローレンツ力にイオンは追従できず静止していると仮定し、電子の運動のみを考慮する、(4) ゼロ次の磁場は空間的に一様、(5) 散逸効果としては静止している中性粒子との衝突のみを考慮する、(6) プラズマ圧力項、変位電流項は無視できるほど小さい、(7) 波動の線形項のみが重要、の各項目を仮定する。

・マクスウェル方程式

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times \mathbf{E} \quad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (1)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j} \quad \mathbf{j} = -ne\mathbf{u}_e \quad (2)$$

・電子の運動方程式

$$nm_e \frac{d\mathbf{u}_e}{dt} = -ne(\mathbf{E} + \mathbf{u}_e \times \mathbf{B}) - nm_e \nu \mathbf{u}_e \quad (3)$$

ここで、 $n$ :プラズマ密度、 $m_e$ :電子の質量、 $e$ :素電荷、 $\mu_0$ :真空の誘電率、 $\nu$ :中性粒子-電子間衝突周波数、 $\mathbf{j}$ :電流密度、 $\mathbf{u}_e$ ,  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{B}$ :速度、電場、磁場であり、電場、磁場は  $\mathbf{B}, \mathbf{E} = E(x), B(x) \exp(i(k_z z - \omega t))$  で変化する一次の振動量である。波数  $\mathbf{k}$  は  $\mathbf{k} = \mathbf{k}_x + \mathbf{k}_z$  とし、それぞれ(円柱プラズマに対応させて考えた場合の)軸方向波数:  $k_z = k \cos \theta$ 、径方向波数:  $k_x = k \sin \theta$  とする。 $\theta$  は背景磁場方向 ( $z$  方向) に対する伝搬角である。背景磁場方向に伝搬する波は右回り円偏光 (電子のみを考慮した場合) となり、 $\omega = \omega_{ce}$  で共鳴し、波数は無限大となる。一方、背景磁場に対し角度  $\theta$  を持つ波は楕円偏光となり、 $\theta = \pi/2$  に近づくとつれ、準静電的な波動成分を持つようになる。(1),(2),(3)を時間  $t$  及び  $z$  方向に関してフーリエ変換して連立させると、以下の分散関係式が得られる。

$$\frac{c^2 k^2}{\omega^2} = \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\Omega_{ce} \cos \theta - \omega \gamma)} \quad \gamma = 1 + i \frac{\nu}{\omega} \quad (4)$$

ここで、 $\omega$  は波動の角周波数である。衝突がない場合 ( $\nu=0$ ) の分散関係を図 1 と図 2 に示す。

図2は、 $\omega$ を一定とした場合の  $k_z$  と  $k_x$  の関係である。

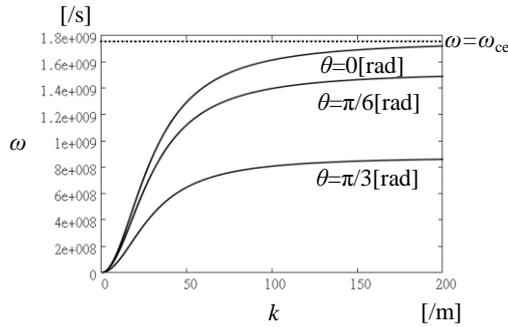


図1. 分散関係[ $\omega$ - $k$ ].

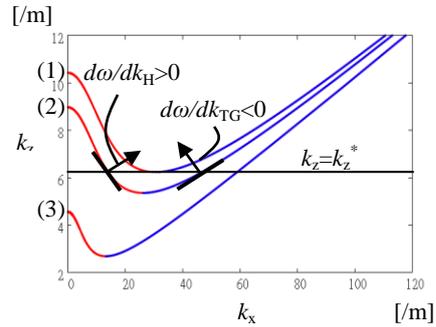


図2. 分散関係[ $k_z$ - $k_x$ ]

(1) $n=1.0 \times 10^{18}$ [ $\text{m}^{-3}$ ], (2) $n=8.0 \times 10^{17}$ [ $\text{m}^{-3}$ ], (3) $n=2.0 \times 10^{17}$ [ $\text{m}^{-3}$ ]

実験室プラズマの多くの場合、背景磁場方向(z方向)の波動は、境界条件によって固定される定在波となるため、 $k_z=k_z^*$  (定数) とする。また波動の角周波数も外部高周波電源からの入力として固定されている。これらを固定する条件下では、図2からわかるように、 $k_x$ の小さいものと大きいものの2つの解が得られる。波数の小さいものをヘリコン(Helicon)波、波数の大きいものをTG波と呼ぶ(以下、それぞれの波数を  $k_H, k_{TG}$  と表記する)。ヘリコン波は背景磁場に対して斜め伝搬の電磁波であり、群速度ベクトルのx成分は位相速度のx成分と同符号である。一方、TG波はヘリコン波よりも背景磁場に対して垂直に近い方向に伝搬する準静電的波動であり、群速度と位相速度のx成分は逆符号である。波数の大きいTG波は、散逸による影響をヘリコン並みよりも大きく受けて減衰する。

また、図2-(1),(2),(3)はそれぞれ異なるプラズマ密度に対する分散関係である。 $k_z$ を固定した時、低密度(3)  $n=2.0 \times 10^{17}$ [ $\text{m}^{-3}$ ]においてはTG波解のみが得られ、密度(2)  $n=8.0 \times 10^{17}$ [ $\text{m}^{-3}$ ]においてはヘリコン波、TG波の解が得られる、図2-(1)  $n=1.0 \times 10^{18}$ [ $\text{m}^{-3}$ ]においてヘリコン波、TG波2つの解は一致し、それ以上の高密度領域ではヘリコン波、TG波共に解は得られない。

## 2.2 非一様密度プラズマ中のヘリコン波、TG波の分散関係

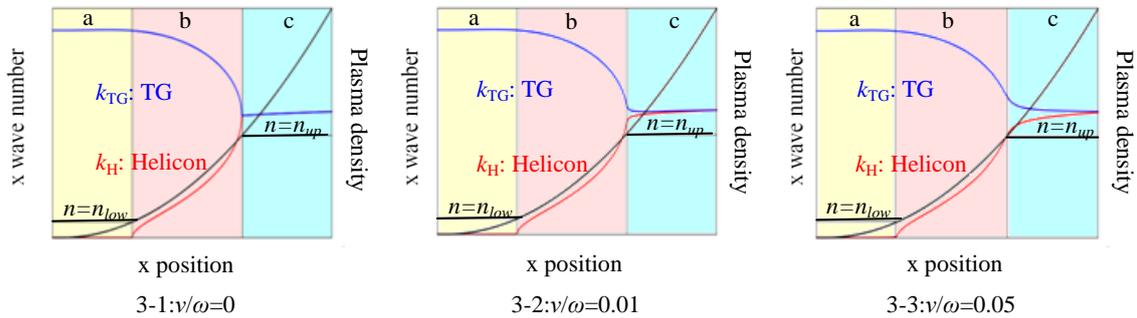


図3. プラズマ密度プロファイルとヘリコン波、TG波のx方向波数の関係。

図3に、周波数  $\omega$ 、軸方向波数  $k_z$  を固定し、x 方向にプラズマ密度の非一様性を与えた時の、散逸がない場合 ( $\nu=0$ )、散逸がある場合 ( $\nu \neq 0$ ) のヘリコン波、TG 波の分散関係を示す。ヘリコン波、TG 波それぞれの解の有無によって、プラズマ密度領域は (1) 領域 a: TG 波のみ伝搬できる領域、(2) 領域 b: ヘリコン波、TG 波共に伝搬できる領域、(3) 領域 c: ヘリコン波、TG 波共に伝搬できない領域、の特微的な3つの密度領域に分ける事が出来る。また散逸がない場合(図3-1)には、密度  $n=n_{up}$  の点でヘリコン波とTG波の解は完全に一致する。ここで、領域 b のある点からインプットされるヘリコン波の伝搬を考える。すると、低密度領域から高密度領域へ伝搬するヘリコン波は、 $n=n_{up}$  の点で最も効率よくTG波へとモード変換し、さらにモード変換によって生じたTG波が低密度領域へ伝搬する過程で散逸により強減衰し、プラズマを加熱する、というシナリオを説明する事が出来る。低密度領域で直接励起されるTG波についてはその大きな波数のため、プラズマ表面のみでしか加熱に関与しない。

散逸がある場合(図3-2,3)には、 $n=n_{up}$  の点においてヘリコン波とTG波のブランチは分離し、2つの解は完全には一致しない。また、散逸が大きい場合には分離する幅も大きくなる。これらの物理的意味は以下の通りである。

- ・散逸のため、ヘリコン波からTG波へのモード変換効率は低下する。
- ・プラズマ密度の非一様性によりヘリコン波の一部はTG波へモード変換され、残りはエバネッセント波として高密度領域へ侵入するようになる。
- ・散逸が大きい程、ヘリコン波はTG波へモード変換しにくくなる。

従来のシナリオにおいては、上記のような散逸による加熱構造の変化については議論されていなかった。本稿では流体シミュレーションによってこれらを定量評価する。また、流体シミュレーションにより得られた解の fitting のために、微分方程式による解析解を用いる。

### 3. 計算モデルと手法

#### 3.1 計算モデル

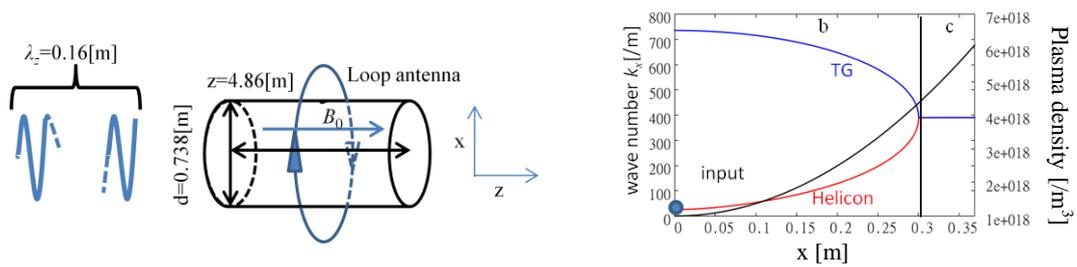


図4. 実験装置(ISAS/JAXA)とパラメータ設定.

表1.物理量パラメータ.

$\omega_{pe}/\omega_{ce}$	64.2~391	$P_{Ar}$	0.75~3.0[mTorr]
$\omega_{ce}/\omega$	10.3	$T_e$	3.0[eV]
$\nu/\omega_{ce}$	0.02~0.1	$B_0$	0.005[T]

計算モデルは、スケールパラメーターとして ISAS/JAXA のヘリコン生成装置(直径  $d=0.738[\text{m}]$ 、軸径  $z=4.86[\text{m}]$ の円筒チャンバー)を参照する。ここでは簡単のため 2.1 で述べた項目に加え、(8)軸方向波動は単一モードの定在波構造をとるとし、軸方向波数  $k_z$  は実際の観測値<sup>(3)</sup>に近い値を使用する( $k_z=6.25[\text{1/m}]$ )、(9)領域  $b$  の低密度領域から単一モードのヘリコン波が入力する、(10)プラズマ密度プロファイルは  $n(x)=(n_{\text{max}}-n_{\text{min}})[x^2/L^2]+n_{\text{min}}$  ( $n_{\text{min}}=1.0 \times 10^{18}[\text{1/m}^3]$ ,  $n_{\text{max}}=6.1 \times 10^{18}[\text{1/m}^3]$ )で与え、時間的に変化しない、(11)壁面における境界条件は自由境界とする、と仮定する。

### 3.2 流体シミュレーション

差分法として FDTD 法を用いて、(1), (2), (3) の連立方程式系を解く。ただし、背景磁場方向(軸方向伝搬)に関しては、Transverse(x 方向伝搬)モードに比べ波数が十分小さく( $k_z \ll k_x$ )、プラズマの加熱には関与しないと考えられる。さらに波長が長い( $\lambda_z \gg \lambda_x$ )ため、軸方向に長いシステムを考えなければならないので、シミュレーションの計算コスト増大にもなる。したがって、FDTD 差分において  $z$  方向空間微分をフーリエ変換( $\partial/\partial z \rightarrow ik_z$ )し、 $k_z$  を固定する事により、2 次元的な斜め伝搬(Helicon 波, TG 波で伝搬方向が異なる)波動を 1 次元で再現する。

データ解析は、ヘリコン波、TG 波の複合波動(実際の波動は+Helicon, -Helicon, +TG, -TG 計 4 つの線形結合として表わされる)を、線形分散関係を基に、以下のように電磁場成分を各密度地点でモード分解し、行う。

$$\begin{bmatrix} B_y \\ B_z \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} = \alpha_{+H} \begin{bmatrix} B_{y,+H} \\ B_{z,+H} \\ E_{y,+H} \\ E_{z,+H} \end{bmatrix} + \alpha_{-H} \begin{bmatrix} B_{y,-H} \\ B_{z,-H} \\ E_{y,-H} \\ E_{z,-H} \end{bmatrix} + \alpha_{+TG} \begin{bmatrix} B_{y,+TG} \\ B_{z,+TG} \\ E_{y,+TG} \\ E_{z,+TG} \end{bmatrix} + \alpha_{-TG} \begin{bmatrix} B_{y,-TG} \\ B_{z,-TG} \\ E_{y,-TG} \\ E_{z,-TG} \end{bmatrix} \quad (5)$$

ここで、 $\alpha_{+H}, \alpha_{-H}, \alpha_{+TG}, \alpha_{-TG}$  は各モードの相対的な振幅比を示している。右辺の各成分ベクトルは、線形分散関係より得られる、各密度地点におけるそれぞれの固有モードベクトルである。これと流体シミュレーションにより得られる各成分の値を比較することにより、各モードの振幅比を一意的に求める。

### 3.2 解析的手法

マクスウェル方程式(1),(2)、電子の運動方程式(3)に密度関数  $n(x)$  を直接代入、 $z$  方向にフーリエ変換し  $k_z$  を固定する事により、磁場  $\mathbf{B}$  の  $x$  に関する以下の微分方程式を得る。

微分方程式

$$\frac{\partial B_x}{\partial x} = -ik_z B_z \quad (6)$$

$$\frac{\partial^2 B_y}{\partial x^2} = \frac{1}{n(x)} \cdot \frac{\partial n(x)}{\partial x} \cdot \frac{\partial B_y}{\partial x} + \frac{\omega_{pe}^2}{c^2} \cdot B_y + k_z^2 \cdot B_y + \frac{i\omega_{ce}}{\omega} (ik_z \cdot \frac{\partial B_z}{\partial x} + k_z^2 \cdot B_x) \quad (7)$$

$$\frac{\partial^2 B_z}{\partial x^2} = \frac{1}{n(x)} \cdot \frac{\partial n(x)}{\partial x} \cdot (\frac{\partial B_z}{\partial x} - ik_y B_x) + \frac{\omega_{pe}^2}{c^2} \cdot B_z + ik_z \cdot \frac{\partial B_x}{\partial x} + \frac{i\omega_{ce}}{\omega} (\frac{ik_y}{n(x)} \cdot \frac{\partial n(x)}{\partial x} B_y - ik_z \cdot \frac{\partial B_y}{\partial x}) \quad (8)$$

## 境界値

$$\begin{bmatrix} B_y \\ B_z \\ \frac{\partial B_y}{\partial x} \\ \frac{\partial B_z}{\partial x} \end{bmatrix} = \alpha_{+H} \begin{bmatrix} B_{y,+H} \\ B_{z,+H} \\ \frac{\partial B_{y,+H}}{\partial x} \\ \frac{\partial B_{z,+H}}{\partial x} \end{bmatrix} + \alpha_{-H} \begin{bmatrix} B_{y,-H} \\ B_{z,-H} \\ \frac{\partial B_{y,-H}}{\partial x} \\ \frac{\partial B_{z,-H}}{\partial x} \end{bmatrix} + \alpha_{+TG} \begin{bmatrix} B_{y,+TG} \\ B_{z,+TG} \\ \frac{\partial B_{y,+TG}}{\partial x} \\ \frac{\partial B_{z,+TG}}{\partial x} \end{bmatrix} + \alpha_{-TG} \begin{bmatrix} B_{y,-TG} \\ B_{z,-TG} \\ \frac{\partial B_{y,-TG}}{\partial x} \\ \frac{\partial B_{z,-TG}}{\partial x} \end{bmatrix} \quad (9)$$

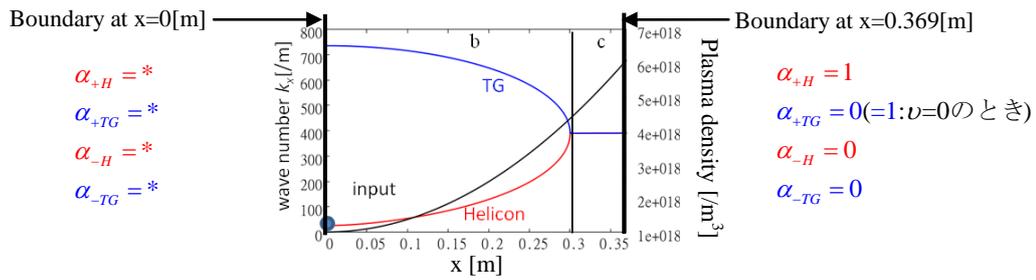


図 5. 境界値の設定.

微分方程式(7),(8)は、2階連立微分方程式の境界値問題として解く事が出来る。また式(6)は(7),(8)と非独立であり、計算精度のチェックのために用いる。境界値は(9)に示すように、4つの固有モードベクトルの線形結合で書ける。境界値を決めるにあたっては、モード比( $\alpha$ )を定める(図5)。境界  $x=0$ [m]の点でモード比は任意とし、境界  $x=0.369$ [m](エバネッセント領域であり、ヘリコン波の振幅が完全に0ではないところ)において、ヘリコン波のみのモード比を  $\alpha_{+H}=1$  とする(散逸がない場合には  $\alpha_{+H}=\alpha_{+TG}$  となるので、 $\alpha_{+H}=\alpha_{+TG}=1$  とする)。微分方程式を境界  $x=0.369$ [m]から解くことにより、プラズマ密度の非一様によるモード変換を含む、より正確な解析解を求める。

## 4. 計算結果

### 4.1 モード変換機構と従来のシナリオ

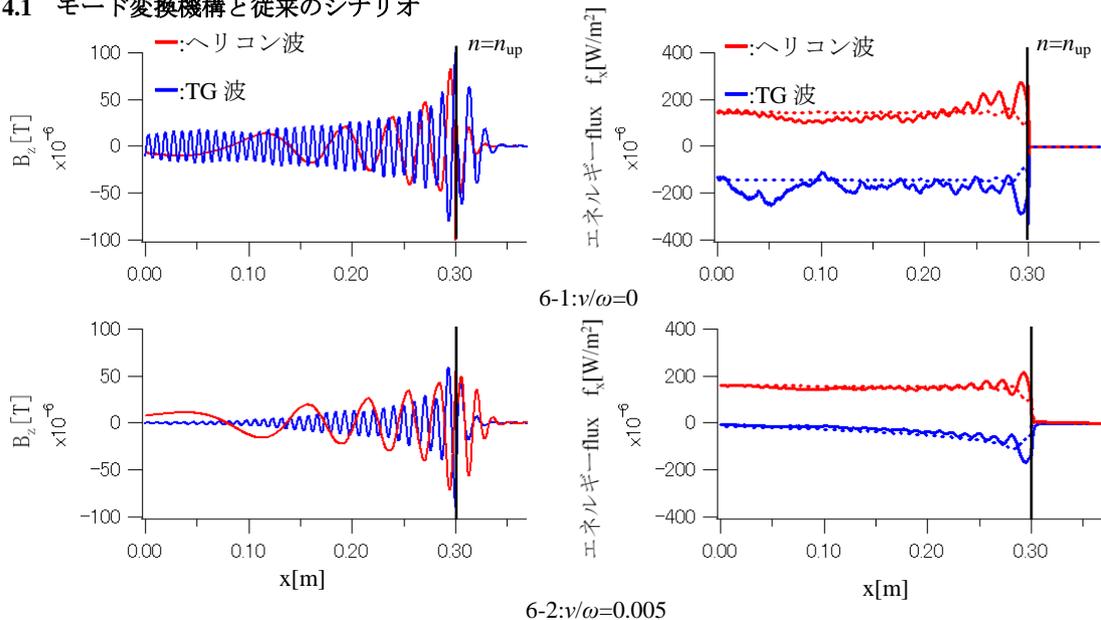


図 6. 左側：波動分布,右側：エネルギーフラックス分布(— :シミュレーション結果, ---- :解析解)

図6の左側は、シミュレーションを始めて十分な時間が経過した後での  $B_z$  の分布(波動成分のみを示す)である。右側はその時のエネルギーフラックスの x 成分  $\{f_x=(\mathbf{E}\times\mathbf{B})_x\}$  の分布であり、実線：シミュレーション結果、点線：解析解である。図6-1は散逸がない場合であり、図6-2は微小な散逸がある場合( $\nu/\omega=0.005$ )である。

エネルギーフラックスの分布図より、シミュレーション結果は多小の数値振動が見られるものの、解析解と良く一致している事がわかる。図6-1より、散逸がない場合には、 $x=0$  の点でヘリコン波とTG波のエネルギーフラックスの値が一致している事から、入力したヘリコン波はすべてTG波へモード変換している事がわかる。またエバネッセント領域(領域c)において、波動分布は存在するがエネルギーフラックスの値は0である。これは、図2(散逸がない場合の分散関係 $[k_z-k_x]$ )における群速度ベクトルの方向をみてわかるように、 $n=n_{up}$  の点に近づくにつれ群速度ベクトルの x 成分は0となるため、実質的にエバネッセント領域へのエネルギー流入がないためである。図6-2より、微小な散逸がある場合には、入力したヘリコン波は殆どすべてTG波へモード変換し、モード変換により生じたTG波が高密度領域から低密度領域へ伝搬する過程で強減衰している様子がわかる。この結果は、従来考えられてきたシナリオに近い結果である。しかしながら、ここで用いた微小散逸の大きさ( $\nu/\omega=0.005$ )は、表1における実際の実験で想定され得るパラメータに比べ非常に小さい。次は、散逸の大きさを実験条件に近づけていくとモード変換効率がどのように変化するか、考察する。

#### 4.2 モード変換の散逸依存性

表2.散逸の大きさとモード変換効率

$\nu/\omega$	Helicon flux [ $\times 10^{-4} \text{W/m}^2$ ]	TG flux [ $\times 10^{-4} \text{W/m}^2$ ]	Mode conversion efficiency [%]	
			Simulation	Analysis
0	2.472	-2.379	96	99
0.01	1.205	-0.695	58	51
0.02	↓ 実験条件 0.852	-0.257	30	25
0.06	0.337	-0.015	4	3

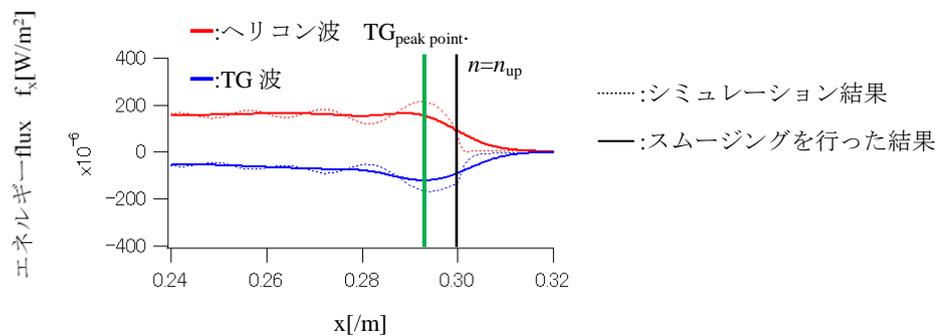


図7.評価方法の例( $\nu/\omega=0.005$ )

表2にヘリコン波からTG波へのモード変換効率の散逸率依存性を示す。ここで注意したいのは、実際には $n=n_{up}$ 付近において最も効率よくモード変換が起きており、逆にいえば密度の非一様性があればどこでもモード変換は起こり得る、という事である。このようなモード変換点の位置の不確定性のため、厳密にモード変換効率を定義する事は難しいが、とりあえずの評価方法として図7に示すように、2項式を用いたスムージングにより数値的擾乱を取り除き、TG波のエネルギーフラックス分布のピーク地点(TG<sub>peak point</sub>)を評価点とし、評価点において $f_x(\text{TG})/f_x(\text{Helicon})$ を計算することにより、モード変換効率を評価する。

表2より、散逸がない場合( $\nu/\omega=0$ )にはほぼ100%のモード変換効率であるが、実験条件値に満たない微小な散逸( $\nu/\omega=0.01$ )を加えただけで、モード変換効率は急激に低下する。実験条件での散逸の大きさの最小値である $\nu/\omega=0.02$ では30%程度にまで低下している。また、 $\nu/\omega=0.06$ ではモード変換はほぼ起こらないものと考えられる。したがって、今想定している条件下では、モード変換により生じたTG波がプラズマの加熱に有意に働くのは $\nu/\omega<0.01$ 程度の場合までである。最後に、TG波へ変換されないヘリコン波のエネルギーはどうなるのか、また、散逸によりシステム全体としての加熱の構造はどう変化するか、について見ていく。

### 4.3 散逸効果によるプラズマ加熱構造の変化

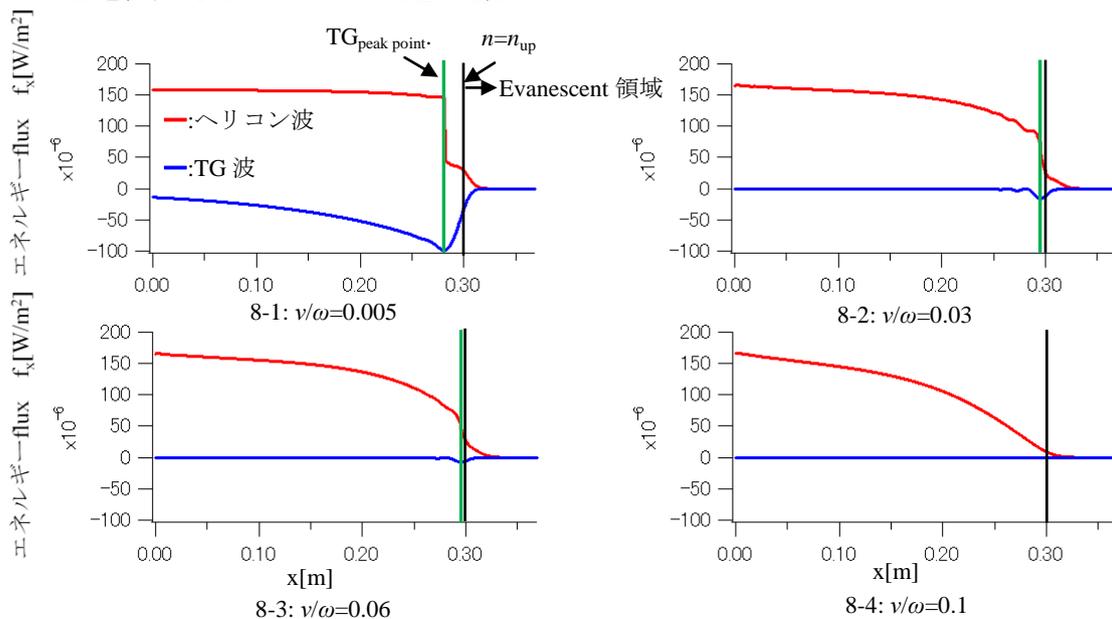


図8. エネルギーフラックス分布

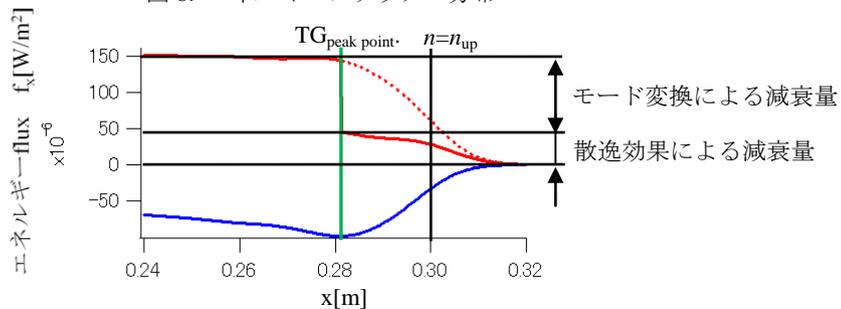


図9. 評価方法の例( $\nu/\omega=0.005$ )

ここでは散逸効果によるヘリコン波、TG 波の波動減衰を評価する。評価方法として、図 9 に示すように、 $x > \text{TG}_{\text{peak point}}$  におけるヘリコン波の波動減衰は、モード変換による減衰を差し引いたものとする。

図 8 はエネルギーフラックス分布を示したものである。微小な散逸がある場合、図 8-1 より、モード変換によって生じた TG 波がシステム全体で減衰している。また、ヘリコン波はエバネッセント波として高密度領域に流入しているおり、プラズマ中心( $n=n_{\text{up}}$ )付近でのヘリコン波の減衰量大きい。これは、TG 波へ変換されなかったヘリコン波が高密度領域へ伝搬し、この付近でのヘリコン波の波長は TG 波と同程度の短波長であるため、急速に減衰するものと考えられる。ある程度の散逸がある場合、図 8-2 より、システム全体での TG 波の減衰量は小さい。これは表 2 で示したようにモード変換効率自体が 30% 以下であり、モード変換によって励起される TG 波のエネルギー量が少ないためである。また、プラズマ中心( $n=n_{\text{up}}$ )付近でのヘリコン波の減衰量大きい。散逸が dominant になると、図 8-3 より、モード変換によって生じる TG 波は殆どなく、ヘリコン波がシステム全体で減衰している。しかしながら依然としてプラズマ中心( $n=n_{\text{up}}$ )付近でのヘリコン波の減衰量大きい。散逸が非常に大きい場合は、図 8-4 より、システム全体でヘリコン波が減衰する。このように、散逸の大きさによって波動減衰の分布、すなわちプラズマの加熱の構造は以下の 3 つの特徴的な場合に分類する事が出来る。

#### 1. 散逸が小さい場合( $\nu/\omega < 0.01$ )

モード変換機構が有意に働き、モード変換によって生じた TG 波がシステム全体を加熱する。また、短波長のヘリコン波がプラズマ中心を加熱する。

#### 2. 散逸が dominant な場合( $0.02 < \nu/\omega < 0.06$ )

モード変換、TG 波はプラズマの加熱に殆ど関与しない。主に、高密度領域の短波長のヘリコン波がプラズマ中心を加熱する。

#### 3. 散逸が非常に大きい場合( $\nu/\omega > 0.06$ )

入力ヘリコン波がシステム全体を加熱する。

以上の結果より、従来のモード変換理論で説明されなかった散逸の大きさによるモード変換効率の低下、プラズマの加熱構造の変化を定量的に示す事が出来た。

## 5. まとめ

本稿では流体シミュレーションおよび線形理論により、散逸の大きさによりプラズマの加熱構造がどのように変化するかを定量的に議論し、特徴的な 3 つの場合について分類した。散逸が小さい場合は、従来のシナリオで説明されるように、入力ヘリコン波が高密度領域で TG 波へと高効率にモード変換し、モード変換によって生じた TG 波が有意にプラズマを加熱する。散逸が dominant な場合には、モード変換、TG 波はプラズマの加熱に殆ど関与せず、短波長のヘリコン波がプラズマ中心部を加熱する。散逸が非常に大きい場合には、長波長のヘリコン波も加熱に関与し、入力ヘリコン波がシステム全体を加熱する。実際の実験条件下 ( $0.02 < \nu/\omega < 0.06$ ) においては、モード変換によって生じた TG 波はプラズマの加熱に関与せず、主に高密度領域の短波長のヘリコン波がプラズマ中心を加熱すること、また散逸が大きい場合には、入力ヘリコン波がシステム全体を加熱する、という結果が得られた。これらの結果は、衝突による散逸効

果において TG 波がプラズマ加熱において重要な役割を担っている、というこれまでのシナリオと異なるものであり、入力ヘリコン波のみによって十分にプラズマを加熱できることを示唆する。

上の結果は、いくつかの理想環境の下[仮定(1)~(11)]で得られた結果である。今後さらに、より現実的なシミュレーションモデルに近付けるために、(1) 円柱座標系( $r-\theta-z$ )として取り扱う、(2) ゼロ次の磁場の空間非一様性を考慮する、(3) 波動-粒子間相互作用を含んだ粒子シミュレーションを行う、(4) 衝突あるいは無衝突(ランダウ減衰、サイクロトロン減衰)の効果を粒子加熱含め定量的に示す、(5) 電離、再結合過程によるプラズマ密度の時間変化(分散関係の時間発展)を考慮する、(5) プラズマ初期の状態から定常状態までを追う、などの各項目を段階的に進めていかなければならない。さらに実験との比較を考え、実際の実験装置系(境界条件、アンテナ形状、磁場配位など)に合わせたシミュレーションを行う事が必要不可欠である。本研究は、実験室ヘリコンプラズマ生成をモデル化する事によって、ヘリコンプラズマの最適化の提案、ひいてはヘリコンプラズマの更なる実用化、利用範囲拡大を牽引する事が目的である。

#### 参考文献

- 1) S. Shinohara, "Recent Topics on High Density Plasma Production by Helicon waves". Plasma and Fusion Research, Vol. 78, 2002, No1.
- 2) 文部科学省科学研究費基盤研究(S)、ヘリコン源を用いた先進的無電極プラズマロケットエンジンの研究開発、代表 篠原俊二郎、平成 21-25 年度.
- 3) T. Motomura, S. Shinohara, T. Tanikawa, and K.P. Shamrai, "Characteristics of low-aspect ratio, large-diameter, high-density helicon plasmas with variable axial boundary conditions". Physics of Plasmas, Vol.19, 2012, 043504.
- 4) S. Shinohara and K.P. Shamrai, "Direct comparison of theoretical and experimental results on the antenna loading and density jumps in a high pressure helicon source". Plasmas Physics and Controlled Fusion, Vol. 42, 2000, 865-880.
- 5) F.F. Chen, "Plasma Ionization by Helicon waves". Plasmas Physics and Controlled Fusion, Vol.33, 1991, 339-364.
- 6) K.P. Shamrai, V.P. Pavlenko, and V.B.Taranov, "Excitation, conversion and damping of waves in a helicon plasma source driven by  $m = 0$  antenna". Plasma Physics and Controlled Fusion, Vol. 39, 1997, 505.
- 7) S.H. Kim and Y.S. Hwang, "Collisional power absorption near mode conversion surface in helicon plasmas". Plasma Physics and Controlled Fusion, Vol.50 ,2008, 035007.