ICRF加熱の理論

福山淳, 伊藤公孝*, 伊藤早苗**

(岡山大学・工, 原研・核融合*, 広島・核融合**)

(1985年4月13日受理)

Theory of ICRF Heating

Atsushi Fukuyama, Kimitaka Itoh* and Sanae-Inoue Itoh**

(Received April 13, 1985)

Abstract

Recent theoretical and numerical studies on ICRF heating mainly in tokamak plasmas are presented. The stationary wave equation in a realistic geometry is solved as a boundary value problem. Wave-field patterns, power deposition profiles for each plasma species and antenna loading impedance are simultaneously obtained. Problems in the consistent analysis of relaxation and transport phases are discussed.

1. はじめに

イオンサイクロトロン周波数帯 (Ion Cyclotron Range of Frequencies) の波動を用いる ICRF 加熱は, 中性粒子ビーム入射加熱 (NBI 加熱) と並ぶ有力な加熱法としてトカマク, ステラレータ, ミラー等の装置で MW 級の実験が行われるようになってきた¹⁾。ICRF 加熱の特徴としては, (A) 装置が比較的簡単で, 伝送系を用いることにより発振器等を炉心から離して設置できる, (B) 周波数が数十 MHz と低く, 数 MW 級の高周波電力源が比較的容易に得られる, (C) 吸収機構がプラズマ密度に依存しないイオンサイクロトロン共鳴であるため, 高密度のプラズマにおいても中心部の加熱が可能である, 等があげられる。

しかしながら, NBI 加熱の加熱機構が古典的クーロン衝突によって説明されるのに対して, ICRF 波による加熱機構の定量的解析はこれまでほとんど行われていなかった。その理由には, (a) ICRF 波の波長が長く, プラズマの大きさと同程度になるため, 波の伝搬がアンテナの構造を含めたプラズマの配位に強く依存する, (b) 波のエネルギーがプラズマに吸収される過程は運動論的であるため, 波の波数や粒子の速度分布関数に敏

Department of Electronics, Okayama University, Okayama 700.

* *Institute for Fusion Theory, Hiroshima University, Hiroshima 730.*

** *Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai, Ibaraki 319-11.*

感である、(c) 吸収されたエネルギーの熱化および空間的輸送に対して ICRF 波の及ぼす影響が解明されていない、(d) アンテナやリミターからプラズマに流入しているとみられる不純物の影響がかなり大きい、等がある。

この解説では、トカマク中の ICRF 波の励起・伝搬・吸収を運動論的に解析し、(a), (b) の問題点をほぼ解消した最近の研究を中心に、ICRF 加熱の理論研究の現状について説明する。

2. 励起・伝搬・吸収の解析

波動による加熱過程は、吸収・緩和・輸送の3段階に大きくわけることができる。吸収過程とは、アンテナ等によって波が励起され、プラズマ中心部に伝搬して粒子の運動エネルギーとして吸収される過程である。その時間スケールは(プラズマの大きさ)/(波の群速度)程度で $10 \mu\text{s}$ 以下である。一方、吸収されたエネルギーがクーロン衝突や電磁揺動との相互作用を通して熱化され、速度分布関数に変化する緩和過程や、局在した熱入力空間的に拡がる輸送過程は、吸収過程に比べると通常非常にゆっくりと起こる。そのため、速度分布や空間分布は準定常であるとして、吸収過程を解析することができる。

表1. ICRF 波とその主な減衰機構

圧縮性アルフベン波 (CAW: fast wave, 磁気音波)		
2 イオン混成共鳴 (軽い少数イオン)	弱磁界側励起……イオンサイクロトロン減衰	少数イオン
	強磁界側励起 (イオン密度比小) ……イオンサイクロトロン減衰	少数イオン
	強磁界側励起……イオンバーンシュタイン波にモード変換	
サイクロトロン2倍高調波共鳴	有限ラーモア半径効果によるイオンサイクロトロン2倍高調波減衰	イオン
高 β プラズマ ($na^2\beta^3 \geq 2 \times 10^{17}$) ランダウ減衰		電子
ねじれアルフベン波 (SAW: slow wave, イオンサイクロトロン波)		
磁力線方向に不均一	$\omega \sim \omega_{ci}$ でイオンサイクロトロン減衰 (ビーチ加熱)	イオン
磁界に垂直方向に不均一	$\omega \sim k_{\parallel} v_A$ で変形イオンサイクロトロン波にモード変換	
イオンバーンシュタイン波 (IBW: $\omega \gg k_{\parallel} v_{te}$)		
変形イオンサイクロトロン波 (MICW: $\omega \ll k_{\parallel} v_{te}$)		
ランダウ減衰		電子
イオンサイクロトロン高調波減衰	($\omega \sim 2\omega_{ci}, 3\omega_{ci}, 4\omega_{ci} \dots$)	イオン
非線形イオンサイクロトロン分数調波減衰 ¹⁴⁾	($\omega \sim \frac{3}{2}\omega_{ci}, \frac{5}{2}\omega_{ci} \dots$)	イオン

ICRF 波と呼ばれる波には、表1に示すように圧縮性アルフベン波 (CAW)、ねじれアルフベン (SAW)、イオンバーンシュタイン波 (IBW)、変形イオンサイクロトロン波 (MICW) があり、それぞれ異なる減衰機構を持っている。現実の ICRF 加熱においてはそれらが混在しており、どの位置でどの速度の粒子が加熱されるかを知るためには、不均一プラズマ中の伝搬をまず解く必要がある。

幾何光学近似を用いた光線追跡法 (Ray Tracing 法)²⁾ は、波長の短い電子サイクロトロン波や低域混

成波の解析には有用であったが、波長の長い ICRF 波の場合は妥当性に問題がある。さらに、2 イオン混成共鳴やサイクロトロン高調波共鳴の近傍にある遮断領域の透過や減衰の強い領域の伝搬、波の干渉による定在波の形成、有限の大きさのアンテナとの結合等が記述できないため、定量的解析は困難であった。

一方、波動的現象を解析する方法としては、波動方程式を定常境界値問題として直接解く方法がある。これまでにスラブプラズマ³⁾や円柱プラズマ⁴⁾の解析が行われてきたが、冷たいプラズマ近似を用いた解析が多く、プラズマの加熱に本質的な運動論の効果である波-粒子共鳴相互作用や有限ラーモア半径効果を取り入れた解析は少なかった。最近になって、不均一分散性媒質中の波動伝搬を記述する一般的な表式が得られ⁵⁾、ICRF 波の解析に用いられるようになってきた。

3. 一次元解析

角周波数 ω をもつ定常波動伝搬を記述する波動方程式は

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} - \frac{\omega^2}{c^2} \boldsymbol{\varepsilon} \cdot \mathbf{E} = i \omega \mu_0 \mathbf{J}_{\text{ext}} \quad (1)$$

である。分散性媒質中では誘電テンソル $\boldsymbol{\varepsilon}$ は空間微分を含む演算子となる。不均一媒質中では、さらに各係数の空間微分を含むとともに、吸収のない場合に (1) 式が自己随伴方程式となる条件を満たす必要がある。均一媒質中の誘電テンソルを用いた一般的な表式が文献 5 に与えられている。以下の解析では不均一方向を静磁界と垂直にとり、有限ラーモア半径効果は $(k_{\perp} \rho)^2$ までを残し、磁力線方向の波-粒子相互作用はプラズマ分散関数を用いて記述した。したがって ICRF 波の主な吸収機構であるランダウ減衰、サイクロトロン基本調波・第 2 高調波減衰を含んでいる。

図 1 a

図 1 b

トカマク配位をモデル化したスラブプラズマにおいて2イオン混成共鳴を解析した例を図1に示す⁶⁾。トラスの大半径方向をx軸にとり、z方向の静磁界、温度、密度等はy-z面内で一様とした。壁への損失を評価するために抵抗性導体壁の境界条件を用い、y方向のアンテナ電流で主にCAWを励起した。主なパラメータは、 $R = 1.31 \text{ m}$, $a = 0.35 \text{ m}$, $B_0 = 1.4 \text{ T}$, $n_0 = 10^{20} \text{ m}^{-3}$, $T_0 = 1.5 \text{ keV}$, $n_H / n_D = 0.1$ 周波数 $\omega / 2\pi = 20 \text{ MHz}$, z方向の波数 $k_{\parallel} R = 10$ である。

図1aは局所的分散関係を解いて得られた屈折率 $N_{\perp} = k_x c / \omega$ の空間分布を示す。実線は $N_{\perp}^2$ の実数部、破線は虚数部を表わし、Fと記された分枝はCAW、BはIBWである。

図1bに電界(絶対値, 実数部, 虚数部)と吸収パワー, エネルギー束の空間分布を示す。弱磁界側($x = 0.395 \text{ m}$)のアンテナによって励起されたCAWは遮断点 x_c で一部が反射されて定在波を形成し、一部は x_c とモード変換点 x_m の間の遮断領域を透過して反対側の壁で反射され、残りは短波長で E_x の大きなIBWにモード変換している。サイクロトロン共鳴 x_r ($\omega = \omega_{cH} = 2\omega_{cD}$) 付近で、少数イオンHのサイクロトロン減衰, 多数イオンDの第2高調波減衰, E_z の増加に伴う電子のランダウ減衰によるパワー吸収が生じており、IBWからの吸収も若干ある。吸収パワーの2連ピークは、定在波の形成により電界の絶対値が振動しているためである。

図2は同じ配位で水素プラズマのサイクロトロン第2高調波共鳴の解析例である。周波数 $\omega / 2\pi = 40 \text{ MHz}$ で他のパラメータは図1と同じである。 $x = 0.09 \text{ m}$ に水素の第2高調波共鳴があり、その強磁界側でCAWとIBWとの結合が生じている。IBWとの結合が高調波共鳴に比較的近く、CAWは $N_{\perp}^2$ が負になることなく遮断領域につながっている。また、周波数が高いため、同じ $k_{\parallel}$ に対しても電子のランダウ減衰が

図2 a

図2 b

図 3 a

図 3 b

小さく、IBWの吸収は小さい。図2bの電界分布からわかるように、2イオン混成共鳴に比べると反射が少なく、定在波成分は小さい。アンテナの負荷抵抗も2イオン混成共鳴の場合に比べて約1.7倍大きくなっている。

図3は水素プラズマに5%の ^3He を混入させ、IBWの直接励起を目指した解析例である。中心温度 $T_0 = 0.5 \text{ keV}$ 、周波数 $\omega / 2\pi = 33 \text{ MHz}$ で他のパラメータは図1と同じである。このパラメータでは水素のサイクロトロン共鳴は基本調波も第2高調波もプラズマ内部には存在しない。弱磁界からz方向の電流によって励起されたIBWは、 $x = -0.17 \text{ m}$ にある ^3He の第2高調波共鳴で吸収されている。小振幅のCAWも励起されているがほとんどのパワーがIBWとして伝搬している。同じパラメータでy方向の電流によってCAWを励起しても、高調波共鳴でのIBWとの結合が非常に弱いため、プラズマにはほとんど吸収されずに壁の抵抗損として吸収されてしまう。このIBW直接励起の場合には、アンテナ直前の真空電界 E_x が非常に強くなり、また結合はプラズマ表面の密度・温度にかなり敏感であった。

これまでの解析は単一の波数成分の計算であったが、有限幅のアンテナ電流をz方向にフーリエ分解し、各波数成分ごとに計算して得られた電界を重ね合わせることによって、xz面内の2次元伝搬、アンテナの負荷インピーダンスが計算できる⁷⁾。このようにして2イオン混成共鳴と第2高調波共鳴に対して、密度・温度・密度比・アンテナ幅等への依存性を調べた⁷⁾。

その一例として、第2高調波共鳴 ($\omega / 2\pi = 40 \text{ MHz}$) の弱磁界側励起における吸収パワーの $n_0 - T_0$

依存性を図4に示す。密度や温度が低いと、プラズマの吸収よりも壁の抵抗損 $\bar{P}_w$ が大きい、 $n_0^2 T_0$ がある値を越えると水素の第2高調波減衰による吸収 $\bar{P}_H$ が $\bar{P}_w$ を上回る。この値は理論解析より得られた下限値：⁷⁾

$$n_0^2 T_0 > \frac{m_H}{2 \mu_0^2 e^2} \frac{B_0^2}{\kappa R (b-d)^2} \quad (2)$$

とはほぼ一致する。ここで $\kappa \equiv (\omega \varepsilon_0 \eta)^{-1/2}$, η は壁の抵抗率、 $b-d$ は壁とアンテナとの間隔である。2イオン混成共鳴の場合にはこのような下限はみられない。温度が上がるにつれて電子の吸収 $\bar{P}_e$ も $\bar{P}_w$ を上回るようになる。その境界線が振動しているのは、定在波の形成に伴う空洞共鳴

がプラズマ中の吸収を増大させるためである。さらに $n_0^2 T_0$ が増加すると（一点鎖線），アンテナで励起された波は第2高調波共鳴で反射されることなく吸収され、定在波は形成されなくなる。さらに温度・密度が上昇すると電子のランダウ減衰が増加し、高調波共鳴に達するまでに電子に吸収されてしまい、 $\bar{P}_e$ が $\bar{P}_H$ を上回るようになる。このイオン加熱の上限値を理論的に評価すると

$$n_0 a^2 \beta^3 \lesssim 2 \times 10^{17} [m^{-1}] \quad (\beta = \mu_0 n_0 T_0 / B_0^2) \quad (3)$$

となり⁷⁾、図4で $\bar{P}_e \sim \bar{P}_H$ の線がほぼ $n_0^4 T_0^3 \sim \text{一定}$ となることと一致する。

4. 二次元解析

スラブプラズマを用いた解析は、吸収パワーの分配比、空間分布、アンテナ負荷インピーダンス等を初めて明らかにした。しかし、輸送過程の解析と結びつけるためには磁気面平均をする必要があり、吸収パワーの二次元分布を求めなければならない。さらにアンテナのy方向の構造、高密度領域への波の集束等を取り入れるために、有限要素法を用いて運動論的二次元解析が行われた⁸⁾。

図1と同じくJFT-2Mの配位を用いて、2イオン混成共鳴の解析した結果を図5に示す。主なパラメータは $B_0 = 1.3 \text{ T}$, $n_0 = 10^{20} \text{ m}^{-3}$, $T_0 = 3 \text{ keV}$, $n_H / n_D = 0.1$, $\omega / 2\pi = 20 \text{ MHz}$, $k_{\parallel} R = 12$ である。図5は電界および電子・重水素・水素の吸収パワーの空間分布を等高線で示し、吸収パワーの積分値を表示している。アンテナによって励起されたCAWがプラズマ中心部に集束し、サイクロトロン共鳴付近でイオンに吸収されるとともに、一部が2イオン混成共鳴より左の強磁界側で短波長のIBWにモード変換していることがわかる。このパラメータの場合、吸収パワーの分配比はほぼ $\bar{P}_e : \bar{P}_D : \bar{P}_H = 1 : 2 : 6$ で、

図4

図 5

図 6

一次元解析の場合とはほとんど差がなかった。

図 6 は、図 5 と同じパラメータで強磁界側励起の解析結果である。CAW の大部分が IBW にモード変換して電子に吸収されており、分配比は $\bar{P}_e : \bar{P}_D : \bar{P}_H = 5.5 : 1 : 1.5$ である。吸収パワーの空間分布は弱磁界側励起の場合に比べて y 方向にかなり広がっている。なおこの計算ではポロイダル磁界は無視されていることに留意する必要がある。

トカマク配位以外の解析としては、軸対称ミラー配位⁹⁾や直線ヘリカル配位¹⁰⁾での二次元解析が行われているが、いずれも冷たいプラズマ近似を用いている。これは特にミラー配位においては磁力線方向の不均一が本質的であるにもかかわらず、 $k_{\parallel}$ が空間的に変化する場合の波-粒子相互作用の解析方法が確立されていないことによる。しかし冷たいプラズマ近似を用いていても、磁界の変化に伴う径方向モードの変化等、従来の一次元解析では取り扱えなかった現象が現われ、より現実のプラズマに近い解析が可能になりつつある。

5. 緩和・輸送の解析

これまで見てきたように、吸収過程の解析はかなり現実的な配位に対しても可能になってきた。しかし同時に、速度分布に数%の高温成分があると吸収エネルギーの分配比が全く変わってしまう場合のあることも明らかになった。したがってエネルギー吸収に伴う速度分布関数の変化を定量的に解析することがどうしても必要である。

ICRF 加熱時の速度分布関数の発展は、まず Stix¹¹⁾によりフォッカープラנק方程式を用いて解析された。CAW の吸収による準線形拡散とクーロン衝突による拡散を平衡させることにより、定常分布をパラメータ ξ の関数として表した。ここで ξ はパワー吸収率と衝突による減速時間との積 $(P / 3 n_0 T_{e0}) t_s$ である。その後、粒子やエネルギーの閉じ込め等も考慮して、速度分布の時間発展が数値解析された¹²⁾。

これらの解析は空間的には 0 次元であるため、波動伝搬や空間分布は無視されている。空間依存性を取り

入れて波の伝搬を解き、無撞着に時間発展を記述するために、フォック・プランク解析を光線追跡法と輸送コードに結び付ける試みもなされている¹³⁾。しかし、速度空間と実空間を分離して解析することの妥当性、波動が輸送現象に直接与える影響等、高パワー ICRF 加熱の定量的解析を進めるために解決すべき問題が多く残されている。

6. おわりに

ICRF 加熱の理論解析の現状を、トカマク配位を中心にみてきた。ICRF 波の励起・伝搬・吸収については運動論的効果を含めて定量的解析が可能になった。しかし、ジュール加熱をはるかに上回る高パワーの ICRF 加熱を取り扱うためには、速度分布と空間分布の時間発展を無撞着に解析することが必要で、現在研究が進められている。これらの解析を実験結果と比較することにより、トカマクの輸送現象に対する理解が一層深まることが期待される。

参 考 文 献

- 1) 田中茂利, 黒田 勉, 小田島和男: 核融合研究 51 (1984) 265.
- 2) B. D. McVey: Nucl. Fusion 19 (1979) 461.
- 3) Y. Lapierre: J. Plasma Phys. 29 (1983) 223.
- 4) K. Itoh, S.-I. Itoh and A. Fukuyama: Nucl. Fusion 24 (1984) 13.
- 5) S.-I. Itoh, A. Fukuyama and K. Itoh: J. Phys. Soc. Jpn. 54 (1985) in press.
- 6) A. Fukuyama, S. Nishiyama, S.-I. Itoh and K. Itoh: Nucl. Fusion 23 (1983) 1005.
- 7) A. Fukuyama, S.-I. Itoh and K. Itoh: Study of ICRF Waves in Second Cyclotron Resonance and Two-Ion Hybrid Resonance Heatings, HIFT-86 (Dec. 1983).
- 8) S.-I. Itoh, A. Fukuyama, A. Goto, K. Itoh, K. Sakai *et al.*: Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1984 (Proc. 10th Int. Conf., London, 1984) IAEA-CN-44/F-III-4.
- 9) A. Goto, A. Fukuyama and Y. Furutani: in preparation.
- 10) A. Fukuyama, N. Okazaki, A. Goto, S.-I. Itoh and K. Itoh: in preparation.
- 11) T. H. Stix: Nuclear Fusion 15 (1975) 737.
- 12) D. T. Blackfield and J. E. Scharer: Nuclear Fusion 22 (1982) 255.
- 13) J. Hosea, N. Bretz, A. Cavallo, P. Colestock, C. Daughney, *et al.*: Heating in Toroidal Plasmas (Proc. Int. School of Plasma Phys., Varenna, 1982) 213.
- 14) H. Abe, H. Okada, R. Itatani, M. Ono and H. Okuda: Phys. Rev. Lett. 53 (1984) 1153.