



解説

# 温度非等方性に起因する Alfvén Ion Cyclotron 波動の励起

市村 真  
(筑波大学プラズマ研究センター)

Excitation of Alfvén Ion Cyclotron Waves due to Temperature Anisotropy

ICHIMURA Makoto

*Plasma Research Center, University of Tsukuba, Tsukuba 305-8577, Japan*

(Received 30 October 2002)

## Abstract

With a neutral beam injected perpendicularly and a strong ion cyclotron range of frequency heating in the magnetic mirror configuration, high beta plasmas with a strong temperature anisotropy are frequently produced. Unstable Alfvén ion cyclotron (AIC) waves are driven with such a strong temperature anisotropy. A magnetic mirror field is the common configuration in fusion devices and also in the space plasmas. The interactions between spontaneously excited AIC waves and plasmas are clearly observed in the laboratory plasmas. The upper bound on the ion temperature anisotropy is imposed by the pitch angle scattering resulting from the excitation of AIC waves. A clear understanding of AIC waves is essential to the study of behaviors of high beta plasmas in the magnetic mirror configuration. In this report, recent experimental observations related to AIC waves are described.

## Keywords:

Alfvén ion cyclotron wave, temperature anisotropy, magnetic mirror configuration, pitch angle scattering, high beta plasma

## 1. はじめに

磁場によって閉じ込められたプラズマでは、磁力線に対して垂直方向からの高エネルギー中性粒子入射加熱やイオンサイクロトロン共鳴加熱により、磁力線に垂直方向の温度と平行方向の温度が異なる温度非等方性が現れる。このようなプラズマ中では、非等方性をエネルギー源として、イオンサイクロトロン周波数近くにアルヴェンイオンサイクロトロン(Alfvén Ion Cyclotron: AIC)波動が自発的に励起される。温度非等方性を持つプラズマは、核融合を始めとする実験室およびスペースプラズマにおいても一般的に観測されるものである。温度非等方に起因するサイクロトロン不安定に関しては、古くか

*author's e-mail: ichimura@prc.tsukuba.ac.jp*

ら理論研究は多く、また、米国Cステラレータにおいて観測されたイオンサイクロトロン共鳴加熱時の温度飽和現象の機構として議論されている[1]。AIC波動[2]と名づけられてからも、粒子シュミレーションを含め数多くの理論研究[3-6]が報告されているが、実験研究はあまり多くはない。AIC波動の励起条件が、高ベータで非等方性の強いプラズマであるため、米国TMX[7]、TARA[8]そして筑波大学GAMMA1Q[9]の大型タンデムミラー装置で観測されただけである。磁気圏プラズマでは、観測されるイオン温度非等方に上限があること、また、磁力線方向ベータ値との反比例の関係にあることを、AIC波動によるイオンのピッチ角散乱から説明して

いる[10].最近,GAMMA10における詳細な実験や,スペースプラズマを模擬した基礎実験[11]も始まり,AIC波動の実験研究が進展した.

磁場配位として一般的なミラー磁場においては,捕捉粒子の存在により,温度非等方性を持つプラズマの形成は本質的である.本稿では,温度非等方性を持つ高ベータプラズマの解析には不可欠なAIC波動の励起,および,AIC波動とプラズマとの相互作用を,実験的側面に重点を置いて解説する.2章において,研究の背景を述べ,3章では,実験室とスペースプラズマにおけるAIC波動の観測を紹介する.4章では,AIC波動とプラズマ粒子との相互作用について紹介し,5章でまとめを行う.

## 2. 研究の背景

ミラー磁場配位におけるプラズマでは,磁力線に対して垂直方向から入射される中性粒子入射(NBI)加熱やイオンサイクロトロン近傍周波数帯(ICRF)の高周波を用いた共鳴加熱の結果,速度空間で非等方分布が形成される.任意の分布関数 $f_j$ に対するAIC波動の分散関係は,

$$D(k, \omega) = k^2 c^2 - \omega^2 + \sum_i \omega_{pi}^2 \chi_i(k, \omega) \quad (1)$$

$$\chi_j(k, \omega) = \frac{\omega}{\omega - \Omega_j} + \int d^3 v f_j \left[ \frac{k^2 v_{\perp}^2}{2(\omega - \Omega_j - kv_{\parallel})^2} + \left( \frac{\Omega_j}{\omega - \Omega_j} \right) \frac{kv_{\parallel}}{\omega - \Omega_j - kv_{\parallel}} \right] \quad (2)$$

で与えられる[6,12].ここで, $k$ :軸方向の波数, $c$ :光速, $\omega_p$ :プラズマ周波数, $\Omega$ :サイクロトロン周波数,を表している.また,ロスコーン分布を表す分布関数として,

$$f_j(v_{\perp}, v_{\parallel}) = CH(\omega) \exp(-\alpha v_{\perp}^2 - \alpha_{\parallel} v_{\parallel}^2) \quad (3)$$

を用いる.上式において $H(x)$ :Heaviside step function, $C$ :規格化係数, $\alpha, \alpha_{\parallel}$ :磁場に垂直および平行方向の温度から決まる係数,また,

$$\omega = v_{\perp}^2 - \frac{1}{R-1} (v_{\parallel}^2 - 2e\Phi/M) \quad (4)$$

( $R$ :ミラー比, $\Phi$ :イオン閉じ込めポテンシャル)

である.上記の分散関係をいくつかの温度非等方度(磁場に垂直方向の温度/平行方向の温度: $T_{\perp}/T_{\parallel}$ ),ベータ値で計算した結果をFig.1に示す.図中実線は,温度非等方度10,ベータ値0.01に対するもので,実数部(左軸),

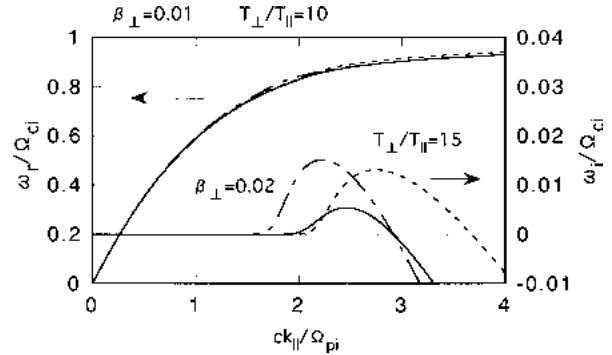


Fig. 1 Dispersion relation of AIC modes with complex frequencies: Solid lines for  $T_{\perp}/T_{\parallel}=10, \beta=0.01$ , dotted lines for  $T_{\perp}/T_{\parallel}=15, \beta=0.01$  and chain lines for  $T_{\perp}/T_{\parallel}=10, \beta=0.02$ .

虚数部(右軸)を示している.点線と一点鎖線はそれぞれ温度非等方度,ベータ値=15,0.01と10,0.02に対するものである.図より,プラズマパラメータの違いによる成長率(虚数部)の大きさと不安定になる周波数領域の違いがわかる.また,AIC波動が成長する周波数帯は,イオンサイクロトロン周波数の近傍であることも示されている.

磁力線方向に一樣プラズマ中でのAIC波動の絶対不安定条件は(1)-(4)式から計算される.温度非等方度が大きい時,ミラー比 $R$ に依存しない近似的な表式として,温度非等方度の自乗と磁場に垂直方向のベータ値を用いて,

$$\beta_{\perp} \geq 3.52 (T_{\parallel}/T_{\perp})^2 \quad (5)$$

となる[6].非等方度10でベータ値3%以上が必要であり,大型のタンデムミラー装置の登場が,実験室プラズマで観測されるに至った大きな要因である.実験室プラズマでのAIC波動の最初の観測は,米国のタンデムミラー装置TMXのNBI加熱実験である[7].極小磁場エンドミラー部で磁力線に垂直に入射し捕捉された高エネルギーイオンにより,温度非等方性の強いプラズマが形成された.イオンサイクロトロン周波数領域に観測される典型的な不安定波動であるドリフトサイクロトロンロスコーン(DCLC)モードとの詳細な比較により,AIC波動と同定された.引き続いて,MITのTARAタンデムミラーのセントラルミラー部では,中央付近にイオンサイクロトロン共鳴層を持つICRF加熱の結果,温度非等方度が大きい高温プラズマの形成とAIC波動の励起が観測された[8].ICRF加熱によるAIC波動の励起は,その後筑波大学GAMMA10装置のセントラルミラー部でも観測され[9],タンデムミラー研究が米国で中止になった

こともあり、実験室プラズマで観測される唯一の装置として詳細な研究が継続されている。AIC 波動の波動としての特徴を次章で述べる。

### 3. AIC 波動励起の観測

2章で述べたように、実験室プラズマでは、TMX エンドミラー部において磁場に垂直方向のNBIにより、AIC波動が初めて観測された。Fig. 2は、静電プローブによる浮遊ポテンシャル揺動の周波数スペクトルであり、図中  $f_{ci0}$  はエンドミラー中央真空磁場強度、また、 $f_{ci}$  はプラズマベータを考慮した磁場強度に対するイオンサイクロトロン周波数である。極小磁場配位であり、最小のイオンサイクロトロン周波数の0.9倍付近に自発励起波動のピークが見られる。一方、TARA および GAMMA 10においては、セントラルミラー部のICRFを用いたイオン加熱により、AIC波動の励起が観測された。Fig. 3にGAMMA10で観測された磁気プローブによる磁場揺動の周波数スペクトルを示す。外部から印加したICRF加熱の周波数（セントラルミラー部中央付近のイオンサイクロトロン周波数に相当）のすぐ低周波数側に、いくつかの離散的なピークを持つ強い波動の励起が見られる。Figs. 2, 3に共通なことは、その周波数スペクトルに単一または複数の鋭いピークを持つことである。Fig. 1に示されるように、理論的に正の成長率を持つ周波数範囲の中に、固有モードが形成されることが示唆される。

GAMMA10におけるこの離散的なピークは、プラズマパラメータの変化とともにその個数、強度、周波数が変化する。Fig. 4に、この離散的なピークがプラズマパラメータとともに消滅と発生を繰り返す様子を示した[13]。縦軸は時間変化であるが、時間とともに非等方度および $\beta$ 値が上昇している。横軸は周波数であり、離散的なピーク（AIC波動の周波数付近を拡大している）の強度を等高線で表示している。高い周波数側に移動したピークがその強度を弱めて消滅し、そして低い周波数側から新たな固有モードが発生してくる様子が見られる。観測される離散的なピークに対応する各モードの空間構造を測定した結果、どのモードも、径方向には基本波構造を持ち、方位角方向にはイオンのサイクロトロン運動方向に回転する  $m = -1$  のモードであることが明らかとなった[14]。TMXでは、方位角方向モード数  $m = 6$  までの高次モードが計測されている。磁力線方向には、2本の磁気プローブをミラー中央面から離れた位置に固定し、中央付近で励起された波動の伝搬を測定した。Fig. 5に、検出された2本のプローブ信号間の位相差と計算した波数を示し

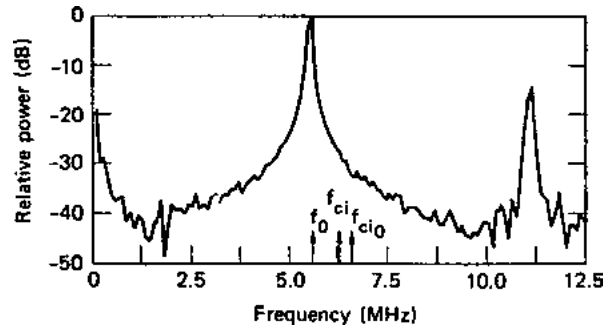


Fig. 2 Cross amplitude spectrum for potential fluctuations in the east TMX end cell [7].

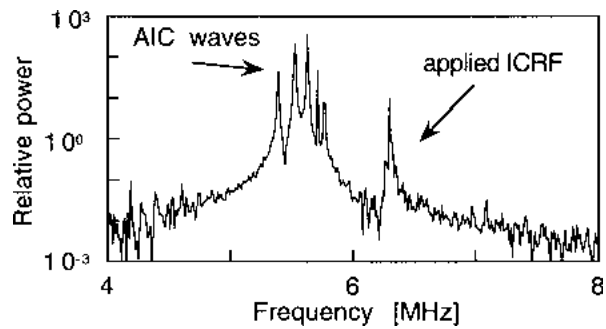


Fig. 3 Power spectrum for magnetic fluctuations in the central cell of GAMMA 10.

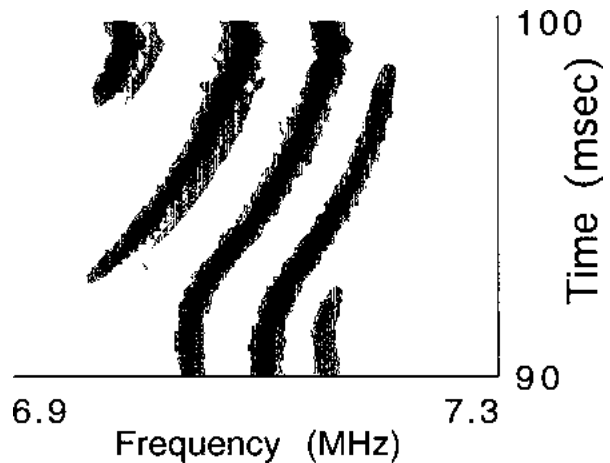


Fig. 4 Contour plot of the frequency spectrum of the AIC modes. The height of the contour is logarithmic in value.

た。横軸は時間変化であり、時間とともに非等方度、ベータ値が増大している。波動の励起直後は、各々のモードが中央から伝搬する進行波として負の位相差をもって検出される。各々のモードは異なる位相差を持ち、磁力線方向の波数が異なっている。パラメータの上昇とともに、どのモードも位相差がなくなり、磁気プ

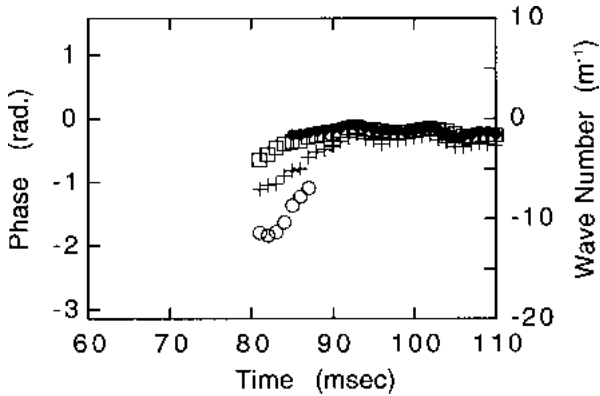


Fig.5 Phase difference of signals between two magnetic probes. The calculated axial wave numbers are indicated.

ロープの位置で定在波となることが明らかとなった。また、中央に近い位置で計測するほど定在波になる時間が早くなる。プラズマが点火し、加熱高周波の印加とともにプラズマ圧力と温度非等方向性が増大を始める。あるしきい値に到達すると、AIC 波動が中央付近で励起され、伝搬して磁気プローブの位置で進行波(有限の波数)として計測される。さらにパラメータが上昇すると、波動の励起される領域が軸方向に拡大し磁気プローブの位置まで達すると定在波として計測されることを示している。この進行波と定在波との境界を決めるパラメータには、プラズマベータ値が強く関与することが明らかとなっている[15]。

一様プラズマ中で AIC 波動が絶対不安定になる条件は、(5)式で与えられる。Fig.6 は、横軸に磁力線に垂直方向のベータ値、縦軸に非等方向度の自乗をとった平面上に実験点をプロットしたものである[16]。白丸は AIC 波動が観測されなかった実験点を表している。実線は分散式から計算される成長率であり、右上の点線が、絶対不安定の境界に相当する  $\beta_{\perp} (T_{\perp}/T_{\parallel})^2 = 3.52$  である。TMX の NBI 加熱では、十分に大きなベータ値(7%)と非等方向度(14)の条件下で観測されているが、TARA と GAMMA10 の ICRF 加熱実験では、理論的に予想されるパラメータに比べて低い領域で観測されている。TARA では、計測したパラメータについて、その空間分布を考慮することで説明可能[8]としているが、GAMMA10 では、Fig.6 に示したように、一桁近く低いパラメータ領域での励起が確認されている。軸方向の非一様性の影響は、安定領域を拡大する方向であり、さらに実験結果との差が広がる[5,17]。この実験と理論との相違については、長い間説明されなかったが、最近、理

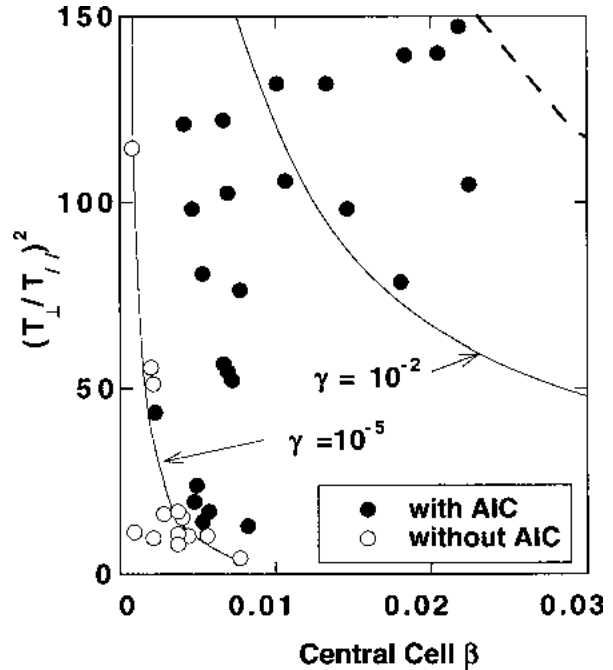


Fig.6 Experimental data on the  $\beta - (T_{\perp}/T_{\parallel})^2$  space: solid curves indicate maximum growth rates and dashed line indicates the absolute boundary predicted theoretically [16].

論計算に用いる分布関数を評価し直すことで説明可能であることが報告された[18]。反磁性ループアレイを用いて評価した GAMMA10 の軸方向圧力分布[19]は、中央付近に局在した分布であり、分布関数(3)式のミラー比として、ミラースロート部の磁場強度との比を用いず、実際の軸方向圧力分布に一致する実効的なミラー比を導入することが必要であった。ミラー比が小さい時、近似的にミラー比に依存しないとした絶対不安定の境界((5)式)は、より不安定領域が広がる方向となる。実効的ミラー比の導入により、実験値とほぼ一致することが明らかとなった。

一方、南極と北極においてミラー磁場配位を形成する磁気圏プラズマは、非等方向な温度分布を持った水素プラズマで占められている。人工衛星で観測される AIC 波動は、時間帯によって変化するが、幅の広い周波数スペクトルを持っている。Fig.7 に、観測の一例を示した[10]。横軸は水素イオンのサイクロトロン周波数で規格化されている。図中、サイクロトロン周波数の 0.75 倍付近に示されている太い実線は、理論的に予想される AIC 波動の励起周波数範囲を示している。また、0.5 倍以下に示されている太い実線は、2 価のヘリウムイオンプラズマにおける AIC 波動に対応している。実験室プラズマとは異なり、明らかな境界が存在しないことから固有モードは形

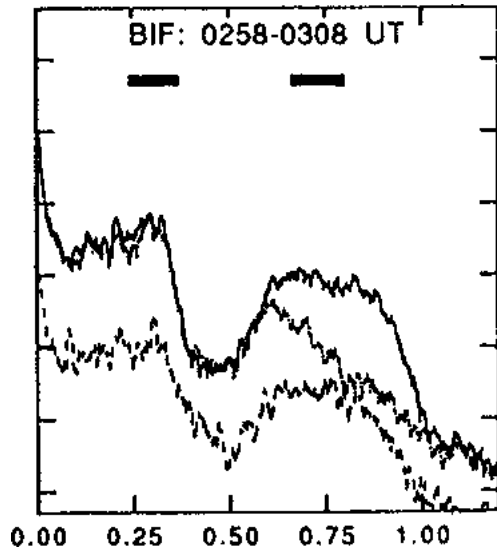


Fig. 7 Example power spectrum of magnetic field data: Frequency is normalized to the local proton gyrofrequency. Horizontal bands represent the theoretical range of ion cyclotron instability [10].

成されず、広い周波数幅をもって励起されることがわかる。図中の3本のスペクトルは磁場揺動の各成分を表している。周波数が数 Hz の磁場揺動として観測されている。

第4章では、AIC 波動の励起がプラズマの振る舞いに及ぼす影響について、計算機シミュレーションの結果をまじえながら解説を進めるが、その前に積極的に AIC 波動の励起を制御する試みについて紹介する。

次章にその理由を述べるが、TMX 装置においては、AIC 波動の励起がプラズマ閉じ込めの劣化を引き起こした [20]。このことを踏まえて、引き続いて建設された TMX-U (Up-grade) 装置では、ミラー中央から離れた、磁場勾配のあるところに反射点を持つスロッシングイオン分布形成も一つの目的として、磁力線に対して直角より浅い角度を持たせて NBI を行った。その結果、実効的な温度非等方向性が小さくなり AIC 波動の励起は抑制された [20]。GAMMA10 においては、サイクロトロン共鳴層をミラー中央から外すことにより、Fig. 8 に示すように中央でのプラズマ圧力（反磁性量）を一定に保ちながら非等方向性の小さいプラズマの形成を試みた [21]。Fig. 8 (a)は、横軸をセントラルミラー部中央の反磁性量にとり、非等方向度を縦軸にプロットした。イオン加熱のために印加する周波数を一定として、標準磁場条件から磁場強度を下げることにより、サイクロトロン共鳴層が中央から離れて非等方向度の小さいプラズマが形成されたこと

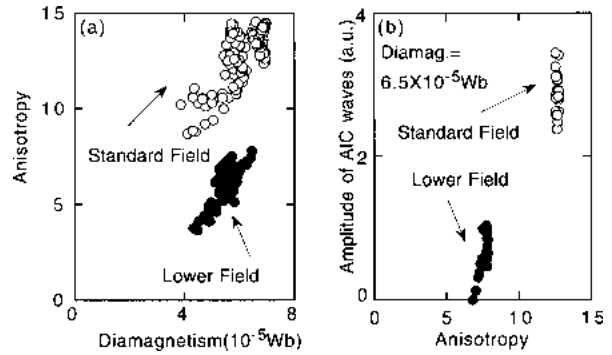


Fig. 8 (a) Anisotropy as a function of diamagnetism in both standard and low field cases, (b) Amplitude of the AIC modes as a function of the anisotropy under the fixed diamagnetism conditions.

を示している。Fig. 8(b)は、非等方向度を横軸に、AIC 波動強度を縦軸にプロットしている。セントラルミラー部中央の反磁性量を固定し、励起される AIC 波動の強度を小さく抑制できることを示している。また、タンDEMミラー閉じ込めの概念は、電位形成により端損失イオンを減少させることである。ミラー磁場配位のロスコーンを埋めることは、実効的に非等方向性を緩和することであり、電位閉じ込めにより、AIC 波動が抑制されることが理論的に示されている [12]。

#### 4. AIC 波動の励起がプラズマに及ぼす影響

ミラー磁場が連結されたタンDEMミラー配位では、一つのミラー磁場において、捕捉されたイオンの、温度非等方向性に起因して AIC 波動が励起される。イオンは、多くの場合中央の磁場強度が弱い領域に捕捉されるため、AIC 波動は、そのミラー磁場中で最も低いサイクロトロン周波数よりさらに低い周波数で励起される。したがって、励起されたミラー磁場中ではサイクロトロン共鳴を持たない波動として、磁場強度の強いミラーズロートを経て他のミラー部に伝搬をすることができる。TMX 装置では、極小磁場エンドミラー部で励起された AIC 波動が、プラズマの主たる閉じ込め領域であるセントラルミラー部に伝搬し、ミラーズロート部付近に存在するサイクロトロン共鳴層でイオン加熱を引き起こすことが観測された。TMX 装置の場合、共鳴層が MHD 安定性にとって悪い磁力線曲率の領域にあるため、装置全体のプラズマが不安定となり、閉じ込めの劣化が引き起こされた。自発的に励起された AIC 波動が伝搬して、別の場所での加熱に寄与することは、磁気圏プラズマにおいて、背景にある非等方向温度分布を持つ多数成分の水素プラズマで

励起された AIC 波動が、少数成分のヘリウムイオンを加熱することでも観測される。人工衛星による観測では、少数成分のヘリウムイオン加熱と AIC 波動の励起が強い相関を持っている。計算機シミュレーションの結果を Fig. 9 に示した [22, 23]。Fig. 9 左側には、多数成分の水素イオンの速度空間分布を示している。最初に与えた非等方温度分布(a)が、AIC 波動を励起し、ピッチ角散乱を受けて非等方性を失っていく様子が示されている(b)(c)。Fig. 9 右側は、少数成分ヘリウムイオンが最初等方的(b)に、その後非等方的(c)に加熱される様子が示されている。

AIC 波動励起による非等方性の緩和は、実験室プラズマでは GAMMA10 において初めて観測された [16]。Fig. 10 に AIC 波動強度と各プラズマパラメータの時間変化を示した。中央の反磁性量と軸方向に離れた位置の反磁性量が(a)に示されているが、ICRF 加熱とともに反磁性量が増大し、その差も大きくなる。2ヶ所の反磁性量の差が温度非等方性を表している。反磁性量がしきい値に到達すると(d)に示した AIC 波動が励起される。イオンのピッチ角分布の情報を持つ、磁力線に対して90度と45度に設置した2次電子検出器 (SED) の信号を(b)上段に示した。また、2つの信号の比 (45/90) が(b)下段にプ

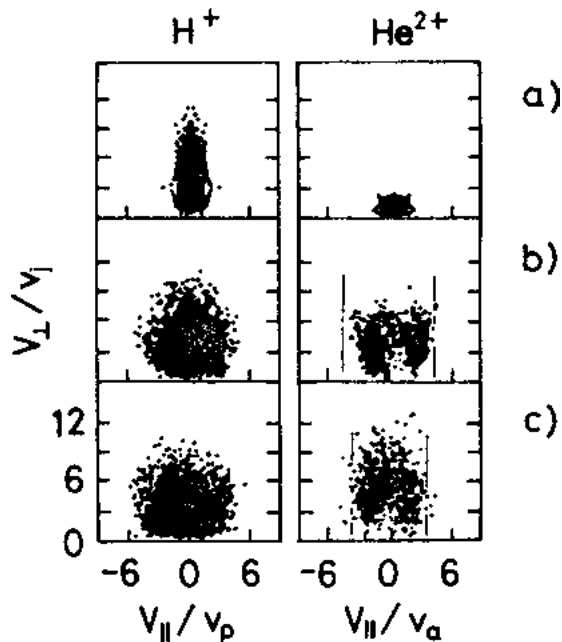


Fig. 9 The  $(v_{\perp}, v_{\parallel})$  velocity space distribution of  $H^+$  and  $He^{2+}$  ions at  $\Omega_{pi}t = 0, 30$  and  $60$  from top to bottom. The velocities are normalized by the parallel thermal speed of each species at  $\Omega_{pi}t = 0$  [22].

ロットされている。加熱初期は、2つの信号は増大し、その比は減少することで非等方性が大きくなることを表している。AIC 波動の励起とともに信号は増大を続けるがその比は減少から増大に変わり非等方性が緩和されることを示している。同時に(c)に示した端部へのイオンの流出が観測されている。半導体検出器を用いた高エネルギーイオン計測 [24, 25] で、AIC 波動の励起に関連して波動-粒子相互作用に起因するセントラルミラー部捕捉高エネルギーイオンのピッチ角散乱と端損失高エネ

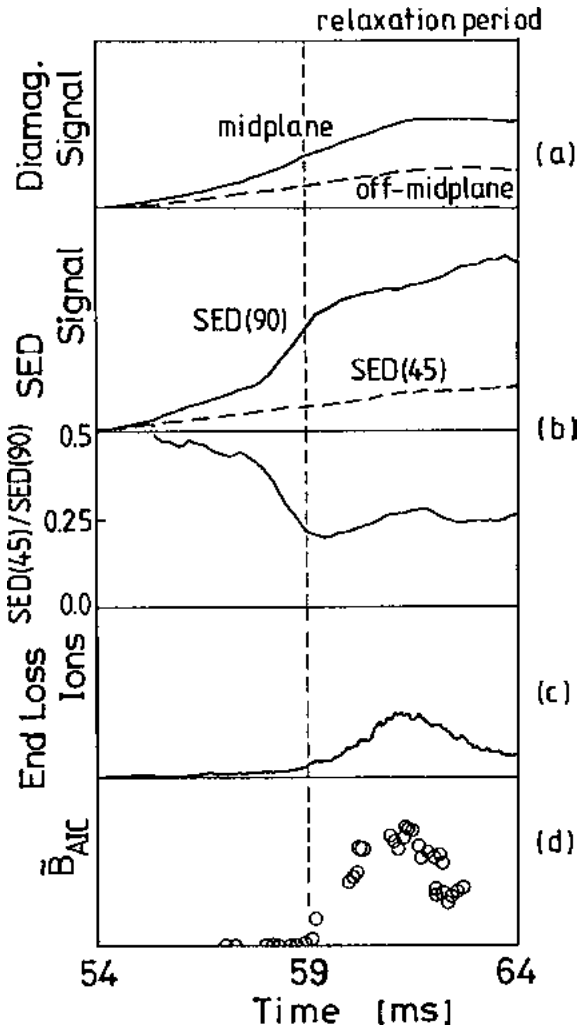


Fig. 10 Time evolution of the experimental data: (a) diamagnetic signals at the midplane and off midplane; (b) signals of SED which are set at the directions of pitch angles of 90 degrees SED(90) and 45 degrees SED(45), and the signal ratio of SED(90) to SED(45); (c) end-loss ions which are near the loss cone boundary of the central cell, of which energy is 5.1 keV; (d) amplitudes of the AIC modes [16].

ギーイオンの増大が観測されている[ 26 28 ].また,端損失イオンに関して,そのエネルギー分布の変化を含めた詳細な計測がなされている[ 29 30 ].

磁気圏プラズマにおいては,イオンの温度非等方性に上限があること,また,磁力線方向のベータ値の増大が AIC 波動の励起と相関することが観測されている.いくつかの観測例から温度非等方度と磁力線方向のベータ値との間には以下の反比例の関係があることが報告されている[ 31 ].

$$(T_{i\perp}/T_{i\parallel}) - 1 = S_p/\beta_{i\parallel}^{\alpha_p}, \quad \alpha_p \approx 0.50, \quad 0.5 < S_p < 1 \quad (6)$$

最近,磁気圏プラズマを模擬した実験装置 (Large Experiment on Instabilities and Anisotropies: LEIA )において,温度非等方度と磁力線方向ベータ値の相関が計測され反比例の関係にあることが報告された[ 11 32 ]. Fig. 11(a)には,LEIA 装置で得られた実験データと磁気圏プラズマにおける観測結果が実線および破線で示されている.実線は Phan *et al.*[ 33 ] による  $S_p = 0.63, \alpha_p = 0.50$  の場合であり,破線は Anderson *et al.*[ 10 ] による  $S_p = 0.85, \alpha_p = 0.48$  の場合である.2種類の実験データは異なる実験日を表している.LEIA 装置においても,温度非等方性に起因すると考えられる磁場揺動を計測していることから,AIC 波動によるイオンのピッチ角散乱が非等方性の上限を決め,磁力線方向のベータ値を増大させると説明している.Fig. 11(b)に GAMMA10 で得られた実験データ ( Fig. 6 ) を, Fig. 11(a) と同じ磁力線方向のベータ値と非等方度でプロットし直したものを示した.ほぼ同じ領域にデータは存在し,加熱が進むと非等方性が飽和することが観測されている.現状ではベータ

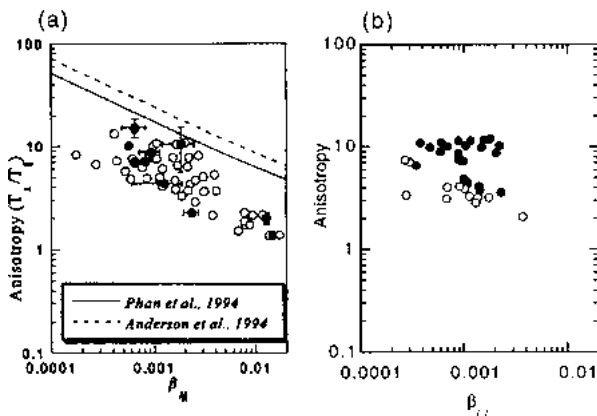


Fig. 11 (a)The ion temperature anisotropy versus  $\beta_{i\parallel}$  measured in LEIA.[11]; (b) The ion temperature anisotropy versus  $\beta_{i\parallel}$  measured in GAMMA 10 (Replots of data on Fig. 6).

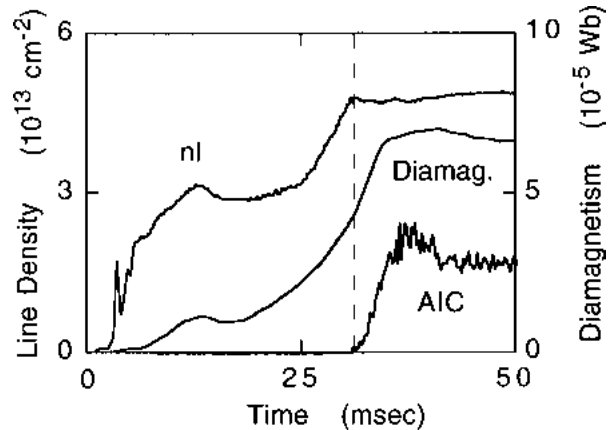


Fig. 12 Time evolution of line density, diamagnetism and amplitude of the AIC modes.

値の大きな領域でのデータがないことから,GAMMA10 においては先の反比例の関係式が成立しているとの結論には至っていない.

ここまでは,AIC 波動とイオンの相互作用に着目してきた.AIC 波動の励起に電子が影響を及ぼさないことは実験でも確認されている[ 34 ].一方,プラズマ中に励起される ICRF 領域の波動と電子との相互作用は,特に電流駆動の観点から重要な課題である.GAMMA10 においては,イオンの非等方性に起因して励起された AIC 波動と電子との相互作用の研究が進められた.Fig. 12 にセントラルミラー部の電子線密度,反磁性量と AIC 波動の強度を示した.反磁性量が増大し,しきい値を超えると AIC 波動が励起される.反磁性量増大の時間帯は磁力線に垂直方向の加熱によりミラー磁場捕捉粒子の密度が増大すると考えられる.図に示されているように,AIC 波動の励起と同時に電子線密度の上昇が飽和し一定値になることがわかる.この時,反磁性量は増大を続けている.加熱による捕捉と AIC 波動によるイオンのピッチ角散乱が平衡に達したものと解釈できる[ 35 ]. Fig. 13 には,端損失電子束と AIC 波動の関係が示されている.やはり反磁性量が増大し,AIC 波動が励起されるとともに端損失電子束の明らかな上昇が観測されている.GAMMA10 における電子へのエネルギーの流入は,主に高温イオンからの電子ドラッグである.端損失電子のエネルギーの増大と電子ドラッグによる入力とを比較すると,AIC 波動励起による増大は電子ドラッグの 2 ~ 3 倍に達し,電子ランダウ減衰により AIC 波動からエネルギーを得ていることが明らかとなった[ 36 ].また,先に述べた AIC 波動によるイオンのピッチ角散乱による端損

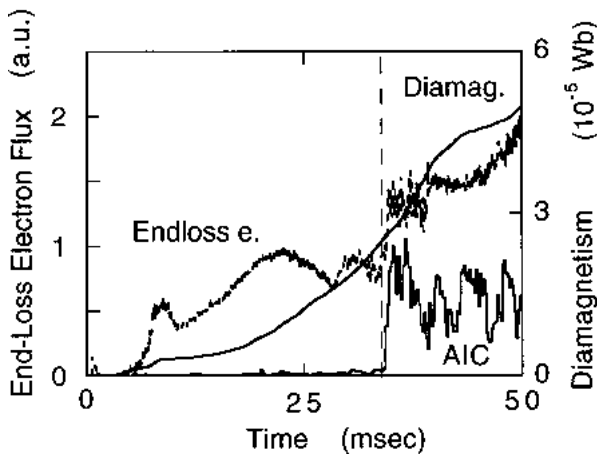


Fig. 13 Time evolution of diamagnetism, end-loss electron flux and amplitude of the AIC modes.

失イオンの増大に起因した両極性拡散の結果として、端損失電子電流の増大も明らかとなった[37].

ここまで述べてきたように、ミラープラズマの振る舞いや閉じ込めは、AIC 波動の励起によって大きく影響されているものと思われる。AIC 波動の励起を考慮したミラープラズマの閉じ込め特性の計算機シミュレーションが報告されている[38]。また、GAMMA10 タンデムミラーのエネルギー輸送が理論的に検討され、衝突過程のみを考えた計算では実際の実験結果を説明することはできず、AIC 波動の励起による準線形拡散効果を考慮して実験と一致する結果が得られることが報告されている[39,40]。

## 5. おわりに

本稿では、磁力線に閉じ込められ温度非等方性を持つ高ベータプラズマの振る舞いを理解する上で不可欠な、AIC 波動の励起とプラズマ粒子との相互作用を、実験的側面に重点を置いてわかりやすく解説した。ミラー磁場配位は、各種磁場核融合実験装置に共通に存在する磁場配位であり、磁力線に垂直方向の NBI や ICRF による共鳴加熱により、容易に温度非等方性を持ったプラズマが形成される。また、磁気圏プラズマにおいては、太陽風の垂直方向からの入射によってやはり温度非等方性を持ったプラズマが形成されている。実験的に観測される AIC 波動は、磁気圏プラズマでは幅広い周波数スペクトルを持っているが、実験室プラズマでは磁力線方向に境界を持つ固有モードとして励起されている。温度非等方性が強く、比較的高ベータのプラズマを容易に生成できる実験装置は少ないこと、また、プローブ等の計測器を

用いたプラズマ内部までの詳細な測定は非常に困難であることから、AIC 波動の波動としての空間構造を含めた詳細な計測が不十分であり、励起条件等の完全な解明にはまだ時間がかかるものと思われる。最近、マイクロ波反射計を用いたプラズマ中の磁場揺動計測法が進展し[41]、GAMMA10 セントラルミラー部においても、磁場揺動計測法[42,43]が整備されてきた。プラズマ内部の詳細な計測により、研究が進展することが期待される。プラズマ粒子との相互作用に関しては、AIC 波動の励起によるプラズマパラメータの変化が磁気圏プラズマを含めて広く観測されている。例えば、トーラス系の磁場閉じ込め装置においても、局所的にミラー磁場配位は存在する。ミラー磁場配位での捕捉粒子の存在、その非等方性に起因する AIC 波動の励起、波動の励起に伴う捕捉粒子のピッチ角散乱による非捕捉化等の過程を経て、トーラス装置の閉じ込め性能に少なからずの影響を与えうるものと考えられる。筆者らは、核融合科学研究所の LHD 装置における AIC 波動の計測に着手したところである。

最後に、AIC 波動の実験・理論に関して、筑波大学 GAMMA10 グループの大学院生を含めて多くの方々に、また、理論に関して、核融合科学研究所の渡辺二太先生に多大のご助力をいただきましたことをこの場をかりて感謝致します。

## 参考文献

- [ 1 ] A. Iiyoshi, H. Yamato and S. Yoshikawa, Phys. Fluids 10, 749 (1967).
- [ 2 ] R.C. Davidson and J.M. Ogden, Phys. Fluids 18, 1045 (1975).
- [ 3 ] T. Tajima, K. Mima and J.M. Dawson, Phys. Rev. Lett. 39, 201 (1977).
- [ 4 ] D.C. Watson, Phys. Fluids 23, 2485 (1980).
- [ 5 ] T. Tajima and K. Mima, Phys. Fluids 23, 577 (1980).
- [ 6 ] G.R. Smith, Phys. Fluids 27, 1499 (1984).
- [ 7 ] T.A. Casper *et al.*, Phys. Rev. Lett. 48, 1015 (1982).
- [ 8 ] S.N. Golovato *et al.*, Phys. Fluids B 1, 851 (1989).
- [ 9 ] M. Ichimura *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 34, 1889 (1992).
- [ 10 ] B.J. Anderson *et al.*, J. Geophys. Res. 99, 5877 (1994).
- [ 11 ] P.A. Keiter *et al.*, Phys. Plasmas 7, 779 (2000).
- [ 12 ] H. Hojo *et al.*, J. Phys. Soc. Japan 69, 3797 (1993).
- [ 13 ] A. Kumagai *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. 36 Part 1, No.11, 6978 (1997).
- [ 14 ] R. Katsumata *et al.*, Phys. Plasmas 3, 4489 (1996).
- [ 15 ] M. Nakamura *et al.*, J. Plasma Fusion Res. SERIES 2, 314 (1999).



- [ 16 ] M. Ichimura *et al.*, Phys. Rev. Lett. 70, 2734 (1993).
- [ 17 ] G.R. Smith, Phys. Fluids 27, 2120 (1984).
- [ 18 ] M. Nakamura *et al.*, Trans. Fusion Technol. 39, 339 (2001).
- [ 19 ] R. Katsumata *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. 31 No.7, 2249 (1992).
- [ 20 ] G.R. Smith, T.A. Casper and M.J.Gerver, Nucl. Fusion 23, 1381 (1983).
- [ 21 ] M. Ichimura *et al.*, Fusion Eng. Des. 26, 251 (1995).
- [ 22 ] M. Tanaka, J. Geophys. Res. 90, 6459 (1985).
- [ 23 ] 田中基彦, 西川恭治 : 高温プラズマの物理学 (丸善, 1991) p.262.
- [ 24 ] T. Saito *et al.*, Rev. Sci. Instrum. 68, No.3, 1433 (1997).
- [ 25 ] M. Ichimura *et al.*, Rev. Sci. Instrum. 70 No.1, 834 (1999).
- [ 26 ] M. Ichimura *et al.*, Nucl. Fusion 39, 1995 (1999).
- [ 27 ] M. Ichimura *et al.*, J. Accelerator Plasma Phys. 5, 76 (2000).
- [ 28 ] M. Nakamura *et al.*, Rev. Sci. Instrum. 72, No.1, 394 (2001).
- [ 29 ] K. Ishii *et al.*, Phys. Rev. Lett. 83, No.17, 3438 (1999).
- [ 30 ] T. Goto *et al.*, Phys. Plasmas 7, 2485 (2000).
- [ 31 ] S.P. Gary *et al.*, J. Geophys. Res. 99, 5903 (1994).
- [ 32 ] E.E. Scime *et al.*, Phys. Plasmas 7, 2157 (2000).
- [ 33 ] T.-D. Phan *et al.*, J. Geophys. Res. 95, 1015 (1994).
- [ 34 ] M. Nakamura *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. 37, Part 1, No.1, 342 (1998).
- [ 35 ] M. Ichimura *et al.*, 12th Int. Toki Conf. on Plasma Phys. and Controlled Nuclear Fusion (Toki, Japan, Dec 11 - 14, 2001).
- [ 36 ] T. Saito *et al.*, Phys. Rev. Lett. 82, 1169 (1999).
- [ 37 ] E. Yokoyama *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. 41, 3961 (2002).
- [ 38 ] T. Tajima, Nucl. Fusion 20, 1151 (1980).
- [ 39 ] H. Hojo *et al.*, J. Plasma Fusion Res. 75, 1089 (1999).
- [ 40 ] H. Hojo *et al.*, J. Plasma Fusion Res. SERIES 2, 230 (1999).
- [ 41 ] A. Mase *et al.*, Phys. Fluids B 5, No.6, 1677 (1993).
- [ 42 ] A. Mase *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. 34, No.11A, L1494 (1995).
- [ 43 ] Y. Kogi *et al.*, Rev. Sci. Instrum. 72, No.1, 355 (2001).



いちむら まこと  
市村 真

1978年東京大学工学研究科原子力工学専門課程修了(工学博士), 名古屋大学プラズマ研究所を経て筑波大学プラズマ研究センター。研究分野: 粒子計測から入ったがなぜか現在は ICRF 加熱と加熱プラズマの挙動, 特に高エネルギーイオンと高周波波動との相互作用に興味がある。趣味他: スポーツ全般, 最近は子どもとのサッカーに朝早くから駆出されて, 生来の夜型人間からの転向を余儀なくされている。